

О РОЛИ ФЛЕКСОЭФФЕКТА В СИНХРОНИЗАЦИИ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ЭЛЕКТРОКОНВЕКТИВНЫХ РОЛЛОВ В НЕМАТИКАХ

Э. С. Батыршин*, А. П. Крехов, О. А. Скалдин, В. А. Делев

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

Поступила в редакцию 29 сентября 2011 г.

Исследована динамика зиг-заг-осцилляций в системе конвективных роллов в нематическом жидком кристалле выше порога электроконвекции при воздействии переменного напряжения со смещенным положением среднего значения. Обнаружено, что увеличение вклада постоянной составляющей приводит к значительному росту пространственно-временной упорядоченности зиг-заг-роллов и их синхронизации с однородной твист-модой. Полученные данные свидетельствуют в пользу флексоэлектрического механизма синхронизации.

1. ВВЕДЕНИЕ

Нематические жидкие кристаллы (НЖК) являются одной из наиболее притягательных модельных систем для изучения универсальных аспектов образования и эволюции пространственно-временного порядка в различных неравновесных физических, химических и биологических системах [1, 2]. НЖК представляют собой анизотропную жидкость, характеризующуюся ориентационным упорядочением молекул удлинённой формы. Преимущественное направление ориентации молекул НЖК описывается полем директора \mathbf{n} [3]. Электроконвективная неустойчивость возникает при приложении к слою НЖК, заключенному между проводящими подложками, напряжения, превышающего некоторое критическое значение. При этом образуется периодическая система полос, представляющих собой пространственно-периодическую модуляцию поля директора и скорости течения НЖК (электроконвективные роллы). Непрекращающаяся активность в исследованиях электроконвективных структур обусловлена необходимостью изучения возможных механизмов самоорганизации в сложных анизотропных системах. Относительная простота изменения контрольных параметров (амплитуды и частоты приложенного напряжения) и высокий оптический контраст возникающих структур вследствие оптиче-

ской анизотропии НЖК дают значительные преимущества при экспериментальных исследованиях электроконвекции.

Идеи Карра [4] и Хельфриха [5] о механизме развития электроконвекции в анизотропных жидкостях привели к построению стандартной модели электроконвекции [3, 6–9], в рамках которой были рассчитаны пороговые характеристики неустойчивостей. Сценарий неустойчивости определяется знаками анизотропии диэлектрической проницаемости ϵ_a и проводимости σ_a и исходным распределением поля директора [10, 11]. С точки зрения стандартной модели, необходимым условием возникновения электроконвективной неустойчивости является положительный знак анизотропии проводимости, $\sigma_a > 0$. Обнаружение режима так называемой нестандартной электроконвекции в НЖК с $\sigma_a < 0$ [11–13], при котором конвективный механизм Карра–Хельфриха не работает, инициировало дальнейшее развитие теоретических моделей. Нестандартная электроконвекция получила свое объяснение в рамках модели, учитывающей флексополяризацию [14, 15] и дающей хорошее количественное согласие с экспериментальными пороговыми характеристиками. Существенное влияние флексополяризации на электроконвекцию было продемонстрировано ранее также и для НЖК с $\sigma_a > 0$ [16, 17].

В отличие от порога образования электроконвективных роллов, который к настоящему времени до-

*E-mail: batyrshin@anrb.ru

статочно детально исследован экспериментально и теоретически, поведение системы в закритической области гораздо менее изучено. Характерной особенностью электроконвекции в НЖК выше порога образования конвективных роллов является большое многообразие вторичных неустойчивостей и сценариев эволюции неравновесных структур, обусловленное различными нелинейными взаимодействиями гидродинамических и ориентационных мод. Одним из наиболее важных механизмов, определяющих развитие вторичных неустойчивостей в закритической области, является возбуждение однородной (в плоскости слоя) твист-моды директора [18, 19]. Было установлено, что увеличение приложенного переменного напряжения выше порога электроконвекции в планарном слое НЖК приводит к возбуждению твист-моды и сопровождается образованием так называемых аномальных (abnormal) роллов [18, 20, 21]. Кроме того, взаимодействие твист-моды с конвективными модами роллов в переменном электрическом поле может приводить к развитию локальных осцилляций между двумя вырожденными состояниями наклонных роллов (так называемых зиг- и заг-роллов) [19]. Динамика таких осцилляций представляет собой типичные картины пространственно-временного хаоса [22].

При воздействии постоянного электрического поля развитие электроконвекции в закритической области может приводить к формированию двумерной структуры, представляющей собой суперпозицию зиг- и заг-роллов [23, 24]. Потеря устойчивости такой структуры также ведет к развитию зиг-заг-осцилляций.

Их отличительной особенностью является фазовая синхронизация, проявляющаяся в генерации фазовых волн: бегущих, спиральных и концентрических [25, 26]. Ранее были описаны некоторые свойства зиг-заг-осцилляций в постоянном электрическом поле [27–29], однако механизм их возникновения остается практически не изученным.

В данной работе для исследования роли твист-моды и выявления механизма пространственно-временной синхронизации зиг-заг-осцилляций использовалось комбинированное воздействие переменного и постоянного напряжений. Изучался режим развитых зиг-заг-осцилляций при электроконвекции в планарном слое НЖК.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Ячейка представляла собой плоский конденсатор с прозрачными стеклянными обкладками, на вну-

треннюю поверхность которых был нанесен проводящий слой SnO₂. Механическое натирание подложек обеспечивало планарную ориентацию директора ($\mathbf{n}_0 \parallel \hat{\mathbf{x}}$), которая контролировалась методом вращения кристалла. Ячейка, заполненная МББА (ТСИ Europe), помещалась в термокамеру Instec и располагалась на столике поляризационного оптического микроскопа Zeiss Axio Imager. Толщина слоя НЖК, определенная интерферометрическим методом, составляла $d = 25 \pm 0.3$ мкм. Исследования проводились при температуре $T = 28 \pm 0.05$ °С. Интенсивность света, прошедшего через ячейку размером 0.9×0.9 мм², регистрировалась ССD-камерой PСО VX44 в плоскости xy слоя с пространственным разрешением 512×512 точек, частотой выборки 25 Гц и 256 уровнями серого цвета. Полученные изображения обрабатывались на компьютере. Применялась схема наблюдений, чувствительная к твист-деформации директора: поляризатор перпендикулярен начальной ориентации директора \mathbf{n}_0 , анализатор параллелен \mathbf{n}_0 , между ячейкой НЖК и анализатором установлена фазовая пластинка $\lambda/4$ под углом 45° к \mathbf{n}_0 [21, 30].

К ячейке прикладывалось переменное напряжение прямоугольной формы со смещенным положением среднего значения,

$$U = U_{ac} \text{sign}(\sin \omega t) + U_{dc}.$$

В качестве источника напряжения использовался цифроаналоговый преобразователь L-card-1250, сопряженный с усилителем Tabor-9200. Частота переменного напряжения $\omega/2\pi = 20$ Гц соответствовала режиму проводимости. Для каждой комбинации амплитуд U_{ac} , U_{dc} регистрировались последовательности изображений $I_0(x, y, t)$ длиной 1024 кадра. Каждое изображение последовательности нормировалось на фоновое, полученное при нулевом приложенном напряжении:

$$I(x, y, t) = I_0(x, y, t)/I_{BG}(x, y).$$

Для анализа наблюдавшихся структур вычислялся усредненный по времени структурный фактор (квадрат модуля преобразования Фурье)

$$\overline{S}(k_x, k_y) = \langle |\mathcal{F}_{\mathbf{k}} I(x, y, t)|^2 \rangle_t.$$

Характеристики временной динамики структуры для каждой последовательности изображений определялись из усредненного по пространству частотного спектра мощности:

$$\overline{S}(f) = \langle |\mathcal{F}_f I(x, y, t)|^2 \rangle_{x,y}.$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

При воздействии переменного напряжения с амплитудой $U_{ac} = 6$ В ($U_{dc} = 0$) в слое МББА наблюдается электроконвективная неустойчивость в виде хорошо известных «нормальных» роллов (волновой вектор \mathbf{k} параллелен начальной ориентации директора \mathbf{n}_0). С увеличением приложенного переменного напряжения наблюдается следующая последовательность переходов: зиг-заг-неустойчивость, сопровождающаяся образованием наклонных роллов, \rightarrow переход к «анормальным» роллам \rightarrow «варикозная» неустойчивость. Данный сценарий переходов был предсказан в рамках расширенного нелинейного анализа стандартной модели электрогидродинамики НЖК, учитывающего активацию однородной твист-моды [18, 19]. В отличие от ряда предшествующих исследований [18, 22, 31], нам впервые удалось наблюдать полную последовательность вторичных неустойчивостей.

Дальнейшее увеличение напряжения приводит к возникновению в системе бимодальной зиг-заг-структуры, и при $U_{ac} = 8.5$ В наблюдаются развитые зиг-заг-осцилляции (рис. 1а). На рис. 1а видны также светлые и темные области, соответствующие однородной твист-моды директора. Характерно, что в области однородной твист-моды одного знака (светлая область, выделенная контурной линией) существуют роллы как зиг-, так и заг-типа, что говорит о слабой корреляции локальной динамики конвективных мод роллов и однородной твист-моды.

В исследованиях поведения системы при комбинированном воздействии переменного и постоянного напряжений величины U_{ac} и U_{dc} меняли таким образом, чтобы среднеквадратичное напряжение $U_{rms} = \sqrt{U_{ac}^2 + U_{dc}^2}$ оставалось неизменным. При $U_{rms} = 8.5$ В, что соответствует режиму развитых зиг-заг-осцилляций при воздействии переменного напряжения, увеличение постоянной составляющей U_{dc} выше некоторого порогового значения приводит к существенному изменению картины осцилляций (рис. 1б). Размеры областей, занятых роллами одного типа (зиг или заг), значительно увеличиваются, что проявляется в сужении соответствующих рефлексов в структурном факторе (рис. 1б). Кроме того, в отличие от поведения системы при $U_{dc} = 0$, в областях с твист-модой одного знака существуют роллы только одного типа, что говорит о синхронном поведении конвективной моды роллов и однородной твист-моды. Зиг-заг-осцилляции ста-

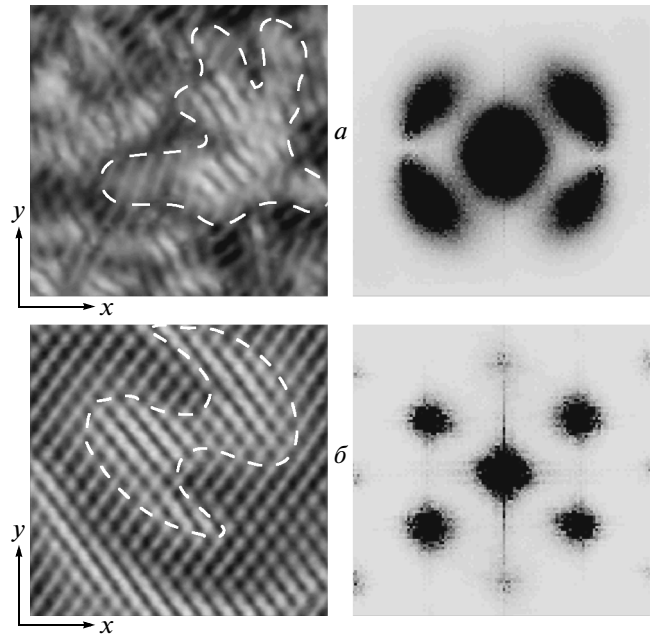


Рис. 1. Характерные картины электроконвекции (слева) (показана область размером 0.45×0.45 мм²) и усредненные по времени структурные факторы (справа). Начальная ориентация директора вдоль оси x , среднеквадратичное приложенное напряжение $U_{rms} = 8.5$ В. Крупномасштабные светлые и темные области на изображениях конвективных структур соответствуют распределению однородной твист-моды с амплитудой $\pm\varphi$. Постоянная составляющая приложенного напряжения $U_{dc} = 0$ (а), $U_{dc} = 4$ В (б)

новятся синхронизированными, и происходит генерация фазовых волн, аналогично ситуации, наблюдавшейся при воздействии только постоянного напряжения [25].

3.1. Пространственные корреляции

Для количественного описания перехода к пространственно-временной синхронизации были проанализированы профили рефлексов в структурном факторе, соответствующие зиг- и заг-роллам. Структурный фактор $\bar{S}(k_x, k_y)$ аппроксимировался в полярных координатах лоренцевой функцией, соответствующей линейризованному амплитудному уравнению Гинзбурга–Ландау для наклонных роллов [8, 32],

$$\bar{S}(k, \alpha) = \frac{S_0}{\xi_k^2 (k - k_0)^2 + k_0^2 \xi_\alpha^2 (\alpha - \alpha_0)^2 + 1}, \quad (1)$$

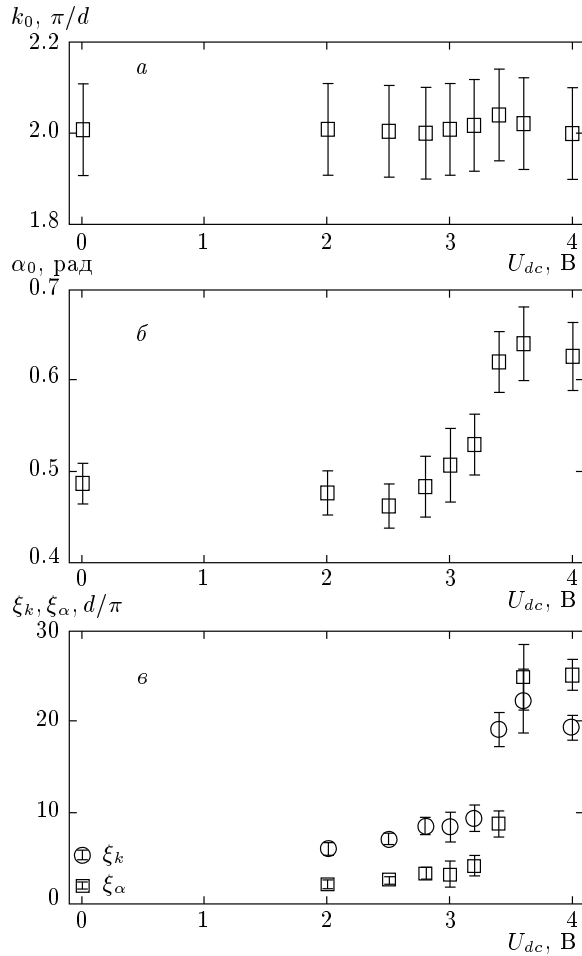


Рис. 2. Характеристики пространственного порядка структуры при $U_{rms} = 8.5$ В и различных значениях постоянной составляющей U_{dc} : *a* — модуль волнового вектора k_0 ; *b* — угол α_0 отклонения волнового вектора от оси x ; *v* — длины корреляции ξ_k и ξ_α

где k_0 — модуль волнового вектора, соответствующий максимуму величины $\bar{S}(k, \alpha)$, α_0 — угол отклонения волнового вектора \mathbf{k}_0 от оси x ($+\alpha_0$ для зиг- и $-\alpha_0$ для заг-роллов); ξ_k, ξ_α — соответствующие корреляционные длины, характеризующие степень упорядоченности структуры (эти величины равны обратному значению полуширины рефлекса на его полувысоте). Обработывались рефлексы для зиг- и заг-роллов, и в качестве результата использовалось среднее значение. На рис. 2 представлено поведение k_0 и α_0 при увеличении постоянной составляющей U_{dc} . Модуль волнового вектора k_0 наклонных роуллов практически не изменяется (рис. 2*a*), а угол α_0 увеличивается при $U_{dc} > 3$ В (рис. 2*b*). Наиболее существенным изменением, происходящим в системе, является значительный рост пространствен-

ных длин корреляций ξ_k и ξ_α зиг-заг-роллов, начинающийся практически пороговым образом при $U_{dc} = U_{dc}^{sync} \approx 3.1$ В (рис. 2*в*). Это означает, что зиг-заг-роллы становятся более упорядоченными и скоррелированными в плоскости $x - y$ как по периоду, так и по углу ориентации. Средний размер областей роуллов одного типа составляет примерно $\xi_k / (\pi/k_0)$ и увеличивается с 2–4 (при $U_{dc} = 0$) до 12–14 (при $U_{dc} = 4$ В) роуллов.

3.2. Временные корреляции

Перейдем к рассмотрению временной динамики зиг-заг-осцилляций. На рис. 3*a* представлены характерные временные ряды локального изменения интенсивности $I(x_0, y_0, t)$, показывающие, что при увеличении постоянной составляющей U_{dc} локальные осцилляции становятся более регулярными. Для анализа временной динамики зиг-заг-осцилляций частотный спектр мощности $\bar{S}(f)$ аппроксимировался лоренцевой функцией

$$\bar{S}(f) = \frac{S_0}{\xi_f^2(f - f_0)^2 + 1}, \quad (2)$$

где f_0 — характерная частота зиг-заг-осцилляций, соответствующая максимуму $\bar{S}(f)$; ξ_f — интервал временной корреляции. Обнаружено, что увеличение постоянной составляющей U_{dc} приводит к сужению характерного пика в частотном спектре мощности (рис. 3*b*). Значительный рост интервала временной корреляции ξ_f (рис. 3*в*) практически повторяет зависимости пространственных корреляций. Следовательно, пространственное упорядочение в системе осциллирующих зиг-заг-роллов сопровождается частотной синхронизацией. Среднее число периодов синхронных осцилляций, $\xi_f f_0$, увеличивается с 5 (при $U_{dc} = 0$) до 50 (при $U_{dc} = 4$ В). Частота f_0 зиг-заг-осцилляций также растет при $U_{dc} > 3$ В (рис. 3*в*). Рост f_0 , по-видимому, обусловлен полной синхронизацией зиг-заг-мод с однородной твист-модой, что приводит к уменьшению времени релаксации роуллов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при увеличении постоянной составляющей в приложенном к слою НЖК переменном напряжении обнаружен эффект пространственно-временного упорядочения в системе осциллирующих зиг-заг-роллов. При этом наступает полная синхронизация пространственно-периодических

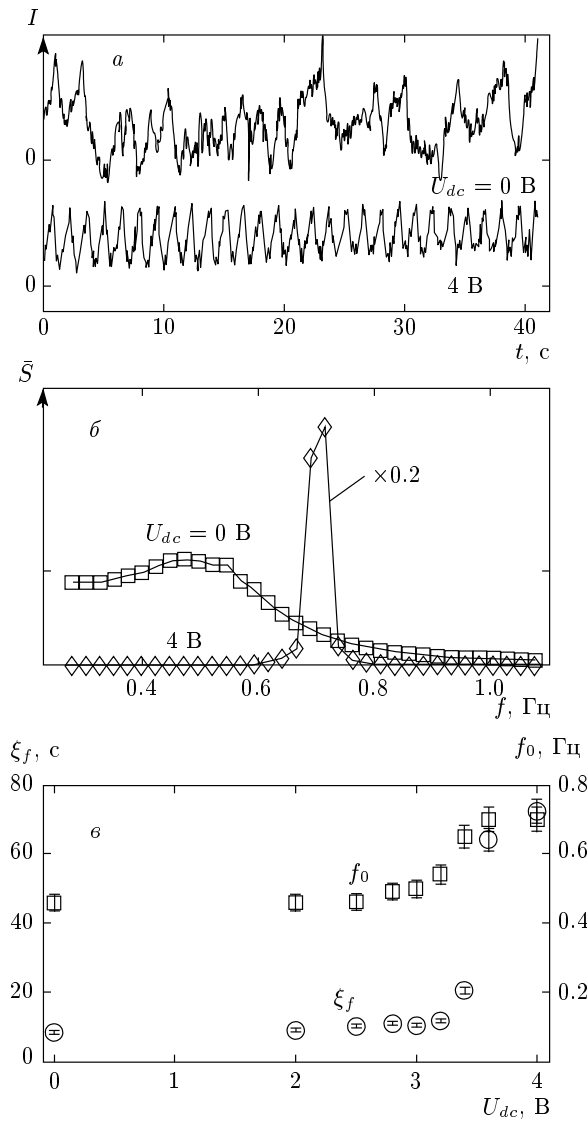


Рис. 3. Временная динамика системы при $U_{rms} = 8.5$ В и различных значениях постоянной составляющей U_{dc} : *a* — характерные временные ряды локального изменения интенсивности; *b* — усредненные по пространству спектры мощности $\bar{S}(f)$ (масштаб спектров различный); *в* — зависимости интервала временной корреляции ξ_f и частоты зиг-заг-осцилляций f_0 от величины постоянной составляющей U_{dc}

зиг-заг-мод с однородной твист модой. Тот факт, что пространственно-временная синхронизация в системе возникает только при наличии постоянной составляющей в приложенном переменном напряжении, позволяет предположить, что ее механизм обусловлен флексополяризацией.

С теоретической точки зрения, усредненный за

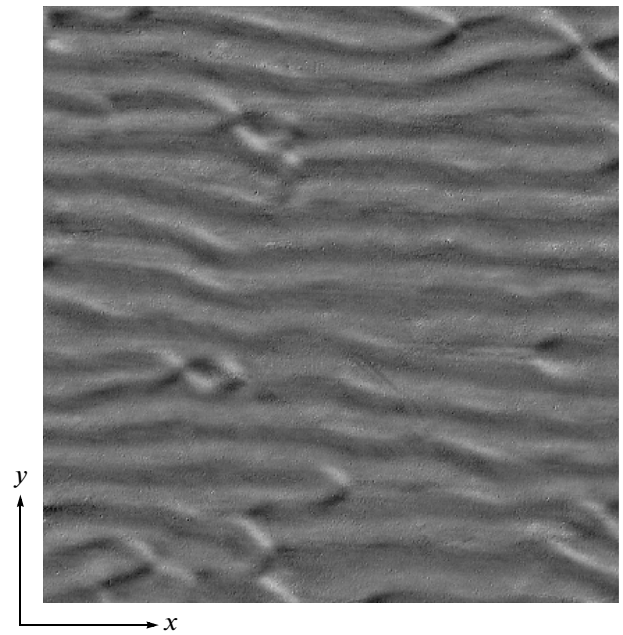


Рис. 4. Продольные домены в постоянном электрическом поле при $U_{dc} = 4.0$ В, начальная ориентация директора вдоль оси x

период переменного поля флексоэлектрический момент сил, действующий на директор, равен нулю при $U_{dc} = 0$, поскольку флексоэлектрический отклик в НЖК линейен по полю [3]. Наличие постоянной компоненты $U_{dc} \neq 0$ в приложенном к слою напряжении должно приводить к дополнительной статической твист-деформации поля директора [14, 15]. Предварительный симметричный анализ уравнений динамики НЖК показывает, что флексоэффект, развивающийся на фоне зиг-заг-осцилляций электроконвективных роллов, в свою очередь, обеспечивает синхронизацию между твист-модой определенного знака и одним из типов зиг-заг-роллов.

В пользу флексоэлектрического механизма синхронизации свидетельствует также тот факт, что при воздействии только постоянного напряжения $U_{dc} \approx U_{dc}^{sync} (U_{ac} = 0)$ в изучаемой системе наблюдаются продольные домены, ориентированные параллельно начальной ориентации директора (рис. 4). Установлено, что при изменении толщины слоя НЖК (в интервале от 15 до 70 мкм) пороговое напряжение образования доменов не изменяется, а период растет линейно с толщиной. Перечисленные свойства указывают на то, что наблюдаемые продольные домены являются флексодоменами [15, 33], детальное исследование которых является предметом дальнейших исследований.

Для изучения вклада флексоэффекта в механизм синхронизации необходимо провести нелинейный анализ уравнений электрогидродинамики НЖК с учетом флексополяризации. Другим важным аспектом исследований является выяснение роли синхронизации конвективных мод с однородной твист-модой в процессе генерации фазовых волн.

Авторы благодарны М. В. Хазимуллину и Ю. А. Лебедеву за полезные обсуждения работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Академии наук Республики Башкортостан (грант № 3.3.5.2-2011).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Cross and H. Greenside, *Pattern Formation and Dynamics in Nonequilibrium Systems*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2009).
2. *Pattern Formation in Liquid Crystals*, ed. by Á. Buka and L. Kramer, Springer, New York (1996).
3. П. де Жен, *Физика жидких кристаллов*, Мир, Москва (1977).
4. E. F. Carr, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **7**, 253 (1969).
5. W. Helfrich, *J. Chem. Phys.* **51**, 4092 (1969).
6. E. Dubois-Violette, P. G. de Gennes, and O. Parodi, *J. de Phys.* **32**, 305 (1971).
7. E. Dubois-Violette, *J. de Phys.* **33**, 95 (1972).
8. E. Bodenschatz, W. Zimmermann, and L. Kramer, *J. de Phys.* **49**, 1875 (1988).
9. С. А. Пикин, *Структурные превращения в жидких кристаллах*, Наука, Москва (1981).
10. Á. Buka, N. Éber, W. Pesch, and L. Kramer, in *Self Assembly, Pattern Formation and Growth Phenomena in Nano-Systems*, ed. by A. A. Golovin and A. A. Nepomnyashchy, Springer, Dordrecht (2006), p. 55.
11. Á. Buka, N. Éber, W. Pesch, and L. Kramer, *Phys. Rep.* **448**, 115 (2007).
12. E. Kochowska, S. Németh, G. Pelzl, and Á. Buka, *Phys. Rev. E* **70**, 011711 (2004).
13. D. Wiant, J. T. Gleeson, N. Éber et al., *Phys. Rev. E* **72**, 041712 (2005).
14. A. Krekhov, W. Pesch, N. Éber et al., *Phys. Rev. E* **77**, 021705 (2008).
15. A. Krekhov, W. Pesch, and Á. Buka, *Phys. Rev. E* **83**, 051706 (2011).
16. T. Tóth-Katona, N. Éber, Á. Buka, and A. Krekhov, *Phys. Rev. E* **78**, 036306 (2008).
17. M. May, W. Schöpf, I. Rehberg et al., *Phys. Rev. E* **78**, 046215 (2008).
18. E. Plaut, W. Decker, A. G. Rossberg et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2367 (1997).
19. E. Plaut and W. Pesch, *Phys. Rev. E* **59**, 1747 (1999).
20. S. Rudroff, H. Zhao, L. Kramer, and I. Rehberg, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4144 (1998).
21. S. Rudroff, V. Frette, and I. Rehberg, *Phys. Rev. E* **59**, 1814 (1999).
22. M. Dennin, *Phys. Rev. E* **62**, 6780 (2000).
23. S. Hirata and T. Tako, *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, L459 (1981).
24. А. Н. Чувывров, В. Г. Чигринов, *ЖЭТФ* **87**, 177 (1984).
25. V. A. Delev, O. A. Scaldin, and A. N. Chuvyrov, *Liq. Cryst.* **12**, 441 (1992).
26. В. А. Делев, О. А. Скалдин, А. Н. Чувывров, *Кристаллография* **37**, 1575 (1992).
27. Э. С. Батыршин, В. А. Делев, А. Н. Чувывров, *Кристаллография* **44**, 548 (1999).
28. V. A. Delev, E. S. Baturshin, O. A. Scaldin, and A. N. Chuvyrov, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **329**, 499 (1999).
29. В. А. Делев, О. А. Скалдин, Э. С. Батыршин, Е. Г. Аксельрод, *ЖТФ* **81**, 11 (2011).
30. H. Amm, R. Stannarius, and A. G. Rossberg, *Physica D* **126**, 171 (1999).
31. D. Funfschilling, B. Samuli, and M. Dennin, *Phys. Rev. E* **67**, 016207 (2003).
32. S.-Q. Zhou and G. Ahlers, *Phys. Rev. E* **74**, 046212 (2006).
33. Ю. П. Бобылев, С. А. Пикин, *ЖЭТФ* **72**, 369 (1977).