Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 2, с. 84 – 88

Кинк-антикинк взаимодействие в линейном дефекте электроконвективной структуры нематика

В. А. Делев+1), *О. А. Скалдин*+, *Э. С. Батыршин**, *В. Н. Назаров*+, *Е. Г. Екомасов**×∘

+*ИФМК УФИЦ РАН, 450075 Уфа, Россия*

**ФГБОУ ВО "Башкирский государственный университет", 450076 Уфа, Россия*

×*ФГАОУ ВО "Тюменский государственный университет", 625003 Тюмень, Россия*

∘*ФГАОУ ВО "ЮУрГУ (НИУ)", 454080 Челябинск, Россия*

Поступила в редакцию 25 октября 2018 г.
После переработки 23 ноября 2018 г.
Принята к публикации 23 ноября 2018 г.

Экспериментально и теоретически изучены особенности взаимодействия двух дислокаций в новом типе сингулярного дефекта, возникающем в одномерной доменной структуре при электроконвекции в закрученных на $\pi/2$ нематических жидких кристаллах. Исследуемый тип дефектов характеризуется достаточно протяженным полем деформации или степенью "диссоциации", при этом домены выше ядра дефекта смещены относительно доменов ниже ядра дефекта на половину пространственного периода. Гидродинамические потоки в доменах закрученных нематиках кроме тангенциальной компоненты скорости имеют и аксиальную компоненту, направление которой противоположно в соседних роллах. Наличие последней вносит специфические особенности в осцилляционную динамику различных типов дефектов в закрученных нематиках. Выше некоторого критического приложенного напряжения дефект начинает осциллировать так, чтобы домены с сонаправленными аксиальными компонентами замкнулись. В результате возникают так называемые "zig-zag" осцилляции. Одновременно на краях осциллирующего дефекта рождается пара дислокаций с противоположными топологическими зарядами $S = \pm 1$, которые движутся навстречу друг другу. При помощи техники демодуляции исходных изображений доменных структур показано, что столкновение дислокаций в протяженном дефекте хорошо описывается двухкинковым решением уравнения sin-Гордона.

DOI: 10.1134/S0370274X19020036

Введение. Развитие различного рода неустойчивостей в нелинейных средах с образованием пространственно-временного порядка, как правило, сопровождается появлением структурных неоднородностей – дефектов и дислокаций [1–4], в том числе и динамических, типа солитонов [5–7]. Более интересной представляется ситуация, реализуемая в анизотропных средах с дополнительной степенью свободы, связанной с наличием гидродинамической подсистемы, например, в жидких кристаллах (ЖК) [8–10]. В этом отношении нематические ЖК (НЖК), в которых реализуется практически одновременно несколько типов сосуществующих неустойчивостей, причем как диссипативного, так и недиссипативного характера, являются уникальными модельными средами для наблюдения и изучения структур и их дефектов. Актуальность исследования механизмов образования и динамики дефектов связана с их ролью в фундаментальных вопросах образования и разрушения надмолекулярного порядка.

НЖК характеризуются наличием ориентационного упорядочения молекул удлиненной формы – они 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 [3, 8]. Одномерные доменные структуры (домены Вильямса–Капустина), возникающие при электроконвекции в закрученных на $\pi/2$ НЖК, благодаря наличию геликоидального течения нематической жидкости с антипараллельными аксиальными компонентами скоростей в соседних доменах [11], весьма богаты различными типами дефектов как с сингулярными (дислокации), так и несингулярными ядрами [12, 13]. Сингулярность дефектов определяется лишней (или недостающей) парой доменов при взятии контурного интеграла вокруг дефекта. Его величина отлична от нуля и соответствует топологическо-

1)e-mail: delev@anrb.ru

му заряду $S = \pm 1$. По сути, это есть ни что иное, как определение вектора Бюргерса краевой дислокации в кристаллической решетке. При обходе несингулярного дефекта контурный интеграл равен 0, т.к. количество доменов выше и ниже ядра одинаковое, что и соответствует топологическому заряду $S = 0$ [12].

Следует отметить, что моделирование динамики дислокаций в доменных структурах НЖК из первых принципов является весьма сложной задачей даже для современных суперкомпьютеров. Один из подходов для решения этой проблемы связан с амплитудным уравнением Гинзбурга–Ландау, которое выводится из исходных уравнений электроконвекции НЖК [10, 14], а его коэффициенты определяются экспериментально [15]. Возможен и другой подход, основанный на нелинейном дифференциальном уравнении sin-Гордона (УСГ), которое привлекает все большее внимание исследователей, так как оно применяется для все увеличивающегося числа физических приложений [16–26].

Так, относительно недавно было показано, что в закрученных на $\pi/2$ нематиках динамика осциллирующего дефекта с нулевым топологическим зарядом может быть описана решением УСГ в виде стоячего бризера [27]. В последствии более детальное изучение свойств и внутренней осцилляционной динамики такого дефекта выявило ряд особенностей, обусловленных симметрией ЖК-системы. В частности, обнаружена асимметрия в полном периоде колебательного процесса, которая в модели учитывается в виде одномерного анизотропного трения. Показано, что асимметричная временная динамика осциллирующего дефекта (или "бризера") может быть описана в рамках возмущенного УСГ [28]. Изучено поведение такого дефекта на "ловушке" – классической дислокации [29]. Обнаружено, что движение дислокации вдоль ядра дефекта является анизотропным по циклу колебательного процесса: в одном направлении имеет место ее регулярное движение, тогда как переход в исходное состояние происходит через распад бризера на дипольную пару дислокаций с противоположными зарядами и их последующей аннигиляцией [29, 30].

Важно отметить, что динамика структурных превращений в закрученных НЖК зависит от двух факторов. Первый, это геликоидальные течения в одномерных доменах и второй – пространственная протяженность деформационного поля линейного дефекта или степень его пространственной "диссоциации". Ранее исследовались дефекты со степенью "диссоциации" порядка 5–7 пар доменов, в результате чего возникали ограничения на движение дислокаций и рождение их дипольных пар с противоположными зарядами [27–30]. Однако ситуация коренным образом меняется, если экспериментально реализовать случай линейного дефекта с достаточно протяженным полем деформации или степенью "диссоциации", захватывающим 20–30 (и более) пар доменов, что позволяет говорить о квазисвободном характере движения дислокаций и, соответственно, в модельных представлениях – солитонов. Здесь вопрос о влиянии границ снимается и становится задачей отдельного исследования об особенностях взаимодействия движущихся навстречу друг другу дислокаций с противоположными зарядами, локализованных вдали от границ.

Таким образом, целью данной работы является изучение особенностей динамики взаимодействия двух дислокаций с противоположными топологическими зарядами, рождающихся на краях линейного осциллирующего дефекта с достаточно протяженным полем деформации. В работе вначале экспериментально исследуется динамика дислокаций в протяженном дефекте с сингулярным ядром. А затем, на основе полученных данных, предлагается модель для описания их взаимодействия.

Методика эксперимента. В качестве НЖК использовался 4-n-метоксибензилиден-n-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 $16 \times 12\,\text{мм}^2$ задавалась майларовыми прокладками $d \simeq 20\,\text{мкм}$. После ее заполнения НЖК и формирования однородной планарной ориентации верхняя подложка медленно поворачивалась относительно нижней по часовой стрелке на угол $\pi/2$, так что во всем слое НЖК возникала однородно закрученная ориентация директора $\mathbf{n}$. К ЖК-слою прикладывалось переменное напряжение U с частотой $f_U = 30\,\text{Гц}$. Пороговое напряжение возникновения доменов составляет $U_c = 5.6\,\text{В}$. При этом их ось перпендикулярна ориентации директора $\mathbf{n}$ в середине слоя НЖК и составляет углы -45° и 45° соответственно, с ориентацией директора на верхней и нижней подложках [30]. 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).

Изображения электроконвективных структур представляют собой пространственно периодические модуляции интенсивности прошедшего через ячейку с НЖК света. Эти модуляции соответствуют различным модам, возбуждаемым в системе внешним электрическим полем. В пороге электроконвекции возбуждаются гидродинамические вихревые моды, которые и формируют изображение в виде темных и светлых полос (рис. 1). Пространственное

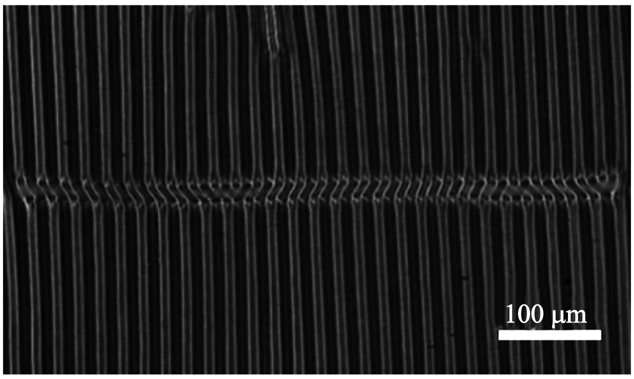

Рис. 1. Изображение доменной структуры с протяженным дефектом

распределение интенсивности $I(x,y)$ в исходном изображении структуры имеет явно выраженную пространственную периодичность. Вертикальные полосы соотвествуют стационарным доменам, а протяженный дефект представляется горизонтальной полосой, образованной наклонными доменами, которые в зависимости от угла наклона называюся доменами "zig" или "zag" типа. Поскольку волновые векторы вертикальных и наклонных доменов явно различаются, то, используя двумерное преобразование Фурье, можно достаточно легко разделить их вклад в результирующее изображение структуры. На этом принципе основана техника пространственной демодуляции [13, 31], которая позволяет из исходного изображения периодической структуры $I(x,y)$ получить пространственное распределение амплитуды этой периодичности. Амплитуда, в данном случае, будет характеризовать размах интенсивности между темной и светлой полосами в изображении. Соответственно, равенство нулю амплитуды указывает на отсутствие периодической структуры. В данном случае нас интересовали амплитуды наклонных "zig" и "zag" доменов $A_{\rm zig}(x,y)$ и $A_{\rm zag}(x,y)$, характеризующих дефект. Последовательно были демодулированы все изображения видеоряда $I(x,y,t)$ и получены пространственно-временные зависимости амплитуд $A_{\rm zig}(x,y,t)$ и $A_{\rm zag}(x,y,t)$, которые затем были усреднены по y в области ядра дефекта. Полученные графики $A_{\rm zig}(x,t)$ и $A_{\rm zag}(x,t)$ были использованы для изучения динамики дислокаций в протяженном дефекте.

Результаты и обсуждения. Рассмотрим экспериментальную ситуацию, когда в доменной структуре нематика реализуется линейный дефект с протяженным ядром, включающем порядка 30 пар доменов. При напряжениях выше $U_c = 5.6$ В ядро дефекта становится нестационарным, что выражается в последовательном переключении между состояниями наклонных доменов "zig" и "zag". При этом на краях дефекта периодически рождается пара дислокаций, которые движутся навстречу друг другу.

На рисунке 2a представлена временная динамика взаимодействия двух дислокаций с $S=+1$ и $S=-1$ (на рисунке они обведены кругами и напоминают "вилки" вниз и вверх соответственно) в ядре протяженного дефекта. Здесь представлена часть такого дефекта. Под изображениями доменной структуры с дефектом показаны пространственные распределения величины $A_{\rm zig}(x,y,t) - A_{\rm zag}(x,y,t)$, полученной при помощи техники пространственной демодуляции [13, 31]. При этом "zig" моде (наклон влево) соответствует светлая область, а "zag" состоянию (наклон вправо) – темная область. Границы перехода темной области в светлую (или светлой в темную) в демодулированных изображениях на рис. 2a указывают на локализацию дислокаций.

На рисунке 2b показаны пространственные распределения разности амплитуд $A_{\rm zig}(x,t) - A_{\rm zag}(x,t)$ в различные моменты времени. В данном случае на локализацию дислокаций указывают пересечения кривой на графике с нулевой горизонтальной осью (рис. 2b). Заметим, что похожая динамика недавно была обнаружена в экспериментальной работе [32] при исследовании движения и взаимодействия магнитных дислокаций в переменном магнитном поле. В нашем случае дислокация представляет собой локально пространственный переход от наклонных роллов одного типа "zig" к другому – "zag", что, собственно, и определяет их знак или направление вектора Бюргерса, а также величину скачка фазы $\Delta\phi = \pi$.

Перейдем теперь к теоретическому анализу наблюдаемых процессов. В закрученном на $\pi/2$ НЖК размер элементарной ячейки доменной структуры определяется как $d = 2\lambda$, где λ — поперечный размер одного домена, что связано с антипараллельно-

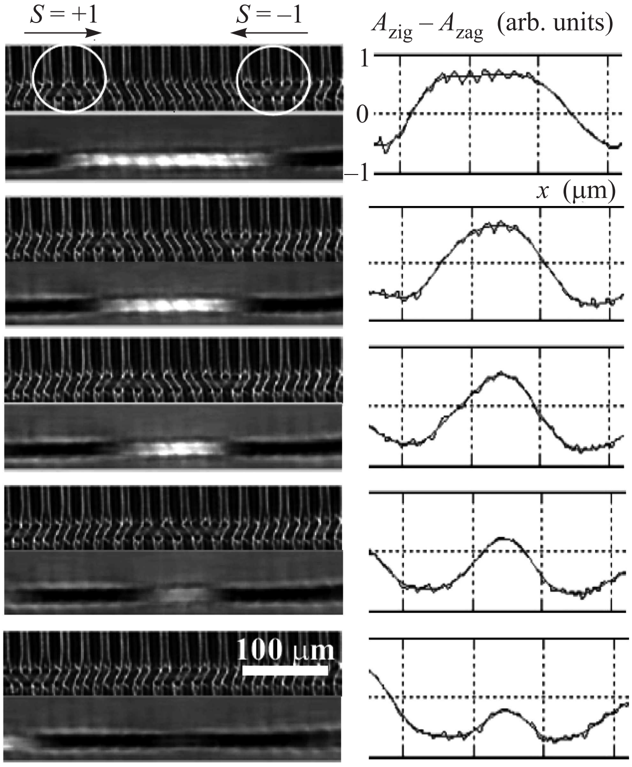

Рис. 2. Движение и взаимодействие двух дислокаций с топологическими зарядами $S = +1$ и $S = -1$ при $U = 7.6$ В в линейном дефекте с протяженным ядром и соответствующие демодулированные изображения разности амплитуд наклонных доменов $A_{\rm zig}(x, y, t) - A_{\rm zag}(x, y, t)$. (a) – Интервал между кадрами $\Delta t = 0.12$ с. (b) – Разность амплитуд наклонных доменов $A_{\rm zig}(x, t) - A_{\rm zag}(x, t)$ в ядре протяженного дефекта

стью аксиальных компонент скорости течения в соседних доменах [11]. Уравнение движения для двойного домена в ядре дефекта после перехода к континуальному приближению имеет вид хорошо известного УСГ [27]:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} + \sin \eta = 0, \tag{1}$$

где $\eta = \pi u/\lambda$ – нормированная функция смещения, λ — поперечный размер одного домена; $\xi = x/(2\lambda\sqrt{\tilde{k}})$ – нормированная координата, $\tilde{k} = (\lambda/\pi)^2(k'/V_0')$, k' – константа взаимодействия соседних доменов, V_0' — энергия, приходящаяся на единицу длины сдвоенного домена; $\tau = (\pi/\lambda)\sqrt{V_0'/m'}t$ – нормированное время, $m' = m/l$ – удельная масса двойного домена, l – длина двойного домена. Под смещением наклонных доменов (переход "zig" в "zag" и наоборот) понимается процесс движения дислокаций вдоль ядра протяженного дефекта.

Для описания полученных экспериментальных результатов можно использовать двухкинковое решение Перринга–Скирма уравнения (1) с нулевым топологическим зарядом:

$$\eta = 4\,\mathrm{arctg}\Big(\frac{\mathrm{sh}(v\tau/\sqrt{1-v^2})}{v\,\mathrm{ch}(\xi/\sqrt{1-v^2})}\Big). \tag{2}$$

Вследствие того, что в эксперименте наблюдаются разные скорости движения дислокаций v_1 (слева) и v_2 (справа) (см. рис. 2b), для теоретического описания введем движущийся центр двухкинкового решения (2) $\xi + |v_2 - v_1|\tau$.

На рисунке 3 построены зависимости вида двухкинкового решения уравнения (2) в различные моменты времени. В численных расчетах использовались экспериментально полученные значения безразмерных скоростей движения дислокаций $v_1 = 0.36$ и $v_2 = 0.3$, представляющих собой отношения абсолютных скоростей движения дислокаций $V_1 \simeq 180$ мкм/с и $V_2 \simeq 150$ мкм/с при данном напряжении $U = 7.6$ В к средней максимальной скорости их движения $\langle V_{\max}\rangle \simeq 500$ мкм/с при $U = 10$ В, при котором доменная структура еще стационарна.

Следует заметить, что на больших расстояниях кинка и антикинка друг от друга можно использовать два независимых решения, описывающих их движение навстречу друг другу с разными скоростями v_1 и v_2, соответственно:

$$\eta_1 = 4\,\mathrm{arctg}\Big(\exp\Big(\frac{\xi + v_1\tau}{\sqrt{1-v_1^2}}\Big)\Big), \tag{3}$$

$$\eta_2 = 4\,\mathrm{arctg}\Big(\exp\Big(-\frac{\xi - v_2\tau}{\sqrt{1-v_2^2}}\Big)\Big). \tag{4}$$

Анализ решений (3) и (4) для данной ситуации также показывает хорошее совпадение с кривыми на рис. 3.

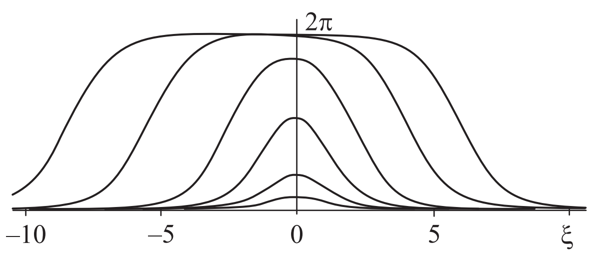

Рис. 3. Теоретические зависимости кинк-антикинк взаимодействия в различные моменты времени

Сравнение теоретических зависимостей, описывающих временную эволюцию решения Перринга–Скирма (2) (рис. 3) с экспериментальными кривыми на рис. 2b показывает хорошую качественную корреляцию полученных данных, что позволяет сделать следующее утверждение: столкновение дислокаций с противоположными топологическими зарядами (рис. 2a) хорошо описывается двухкинковым решением (2) УСГ (1).

Заключение. Таким образом, в данной работе исследована пространственно-временная динамика дислокаций в сингулярном дефекте с достаточно протяженным полем деформации, образующимся в доменной структуре закрученного на $\pi/2$ НЖК.

Показано, что столкновение дислокаций с противоположными топологическими зарядами и движущихся с разными скоростями навстречу друг другу можно рассматривать как связанное состояние кинка и антикинка УСГ.

Е.Г. Екомасов благодарен Правительству РФ за поддержку работы (Постановление # 211 от 16.03.2013 г., Соглашение # 02.A03.21.0011). В экспериментальных исследованиях использовалось оборудование Центра коллективного пользования "Спектр" ИФМК УФИЦ РАН и Регионального центра коллективного пользования "Агидель". Работа выполнена в рамках госзадания # 246-2018-0012.

1. M. Kleman, *Points, Lines and Walls in Liquid Crystals, Magnetic Systems and Various Ordered Media*, John Wiley & Sons, Chichester (1983).
2. М. В. Курик, О. Д. Лаврентович, УФН **154**, 381 (1988).
3. P. G. de Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon, Oxford (1994).
4. O. D. Lavrentovich, P. Pasini, C. Zannoni, and S. Zumer (editors), *Defects in Liquid Crystals: Computer Simulations, Theory and Experiments*, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands (2001).
5. П. В. Долганов, В. М. Жилин, В. К. Долганов, Е. И. Кац, Письма в ЖЭТФ **89**, 181 (2009).
6. О. А. Скалдин, Ю. И. Тимиров, Письма в ЖЭТФ **90**, 699 (2009).
7. Е. Г. Екомасов, Р. Р. Муртазин, В. Н. Назаров, ФММ **115**, 125 (2014).
8. С. А. Пикин, *Структурные превращения в жидких кристаллах*, Наука, М. (1981).
9. A. Weber, E. Bodenschatz, and L. Kramer, Adv. Mater. **3**, 191 (1991).
10. A. Buka and L. Kramer (editors), *Pattern Formation in Liquid Crystals*, Springer-Verlag, N.Y. (1996).
11. A. Hertrich, A. P. Krekhov, and O. A. Scaldin, J. Phys. II (France) **4**, 239 (1994).
12. О. А. Скалдин, Г. Р. Якупова, В. А. Делев, Ю. А. Лебедев, А. А. Назаров, ФТТ **47**, 362 (2005).
13. V. A. Delev, E. S. Batyrshin, O. A. Scaldin, Yu. A. Lebedev, and Yu. I. Timirov, Letters on Materials **5**, 376 (2015).
14. E. Bodenschatz, W. Zimmermann, and L. Kramer, J. Phys. France **49**, 1875 (1988).
15. S. Rasenat, V. Steinberg, and I. Rehberg, Phys. Rev. A **42**, 5998 (1990).
16. O. M. Braun and Yu. S. Kivshar, *The Frenkel-Kontorova Model: Concepts, Methods, and Applications*, Springer, Berlin (2004).
17. T. Dauxois and M. Peyrard, *Physics of solitons*, Cambridge University Press, N.Y. (2010).
18. J. Cuevas-Maraver, P. G. Kevrekidis, and F. Williams (editors), *The Sine-Gordon Model and its Applications. From Pendula and Josephson Junctions to Gravity and High-energy Physics*, Springer, Heidelberg, N.Y., Dordreht, London (2014).
19. М. А. Шамсутдинов, И. Ю. Ломакина, В. Н. Назаров, А. Т. Харисов, Д. М. Шамсутдинов, *Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны*, Наука, М. (2009).
20. E. G. Ekomasov, R. R. Murtazin, and V. N. Nazarov, JMMM **385**, 217 (2015).
21. B. Malomed, L. Torner, F. Wise, and D. Mihalache, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **49**, 170502 (2016).
22. S. P. Yukon and B. A. Malomed, J. Math. Phys. **56**, 091509 (2015).
23. А. М. Гумеров, Е. Г. Екомасов, Р. Р. Муртазин, В. Н. Назаров, Ж. вычисл. матем. и матем. физ. **55**, 631 (2015).
24. Е. Г. Екомасов, А. М. Гумеров, Р. В. Кудрявцев, Письма в ЖЭТФ **101**, 935 (2015).
25. E. G. Ekomasov, A. M. Gumerov, and R. R. Murtazin, Math. Meth. Appl. Sci. **40**, 6178 (2017).
26. E. G. Ekomasov, A. M. Gumerov, and R. V. Kudryavtsev, J. Comput. Appl. Math. **312**, 198 (2017).
27. О. А. Скалдин, В. А. Делев, Е. С. Шиховцева, Э. С. Батыршин, Ю. А. Лебедев, Письма в ЖЭТФ **93**, 431 (2011).
28. О. А. Скалдин, В. А. Делев, Е. С. Шиховцева, Письма в ЖЭТФ **97**, 98 (2013).
29. О. А. Скалдин, В. А. Делев, Е. С. Шиховцева, Ю. А. Лебедев, Э. С. Батыршин, Письма в ЖЭТФ **100**, 181 (2014).
30. О. А. Скалдин, В. А. Делев, Е. С. Шиховцева, Ю. А. Лебедев, Э. С. Батыршин, ЖЭТФ **148**, 1232 (2015).
31. M. Dennin, D. S. Cannell, and G. Ahlers, Phys. Rev. E **57**, 638 (1998).
32. L. A. Pamyatnykh, B. N. Filippov, L. Y. Agafonov, and M. S. Lysov, Sci. Rep. **7**, 18084 (2017).