

СТРУНЫ С БУДЖУМАМИ НА КОНЦАХ : НОВЫЙ ТИП ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ДЕФЕКТОВ В НЕМАТИКАХ

О.Д.Лаврентович, С.С.Рожков

В тонких слоях нематика с вырожденными гибридными граничными условиями для распределения поля директора экспериментально обнаружены струны, соединяющие пары точечных дефектов. В процессе диссипативной динамики струны сокращаются с постоянной скоростью вплоть до аннигиляции.

Топологические дефекты в распределении векторных полей — весьма важные объекты исследования в различных областях физики. В настоящее время достигнута достаточная ясность в их классификации (см., например, ¹). Вместе с тем, взаимодействие дефектов и их динамика, обусловленная этим взаимодействием, изучены мало. Эта проблема приобретает особый интерес в связи с возможным существованием различных конфигураций векторного поля, подобных струнам или вихрям, соединяющих точечные дефекты. Однако экспериментально объекты типа конечных струн не наблюдались.

Благоприятную возможность для изучения указанной проблемы предоставляют нематики, в которых надежно установлено существование различных типов дефектов, а также исследована динамика отдельных доменных стенок ¹⁻³; дисклинаций ⁴ и пар дисклинаций ^{5, 6}. В настоящей работе за счет специального выбора граничных условий в нематиках экспериментально обнаружены струны с точечными дефектами на концах, установлена их структура и изучены их динамические свойства.

Главной задачей эксперимента являлось создание трехмерного характера распределения поля директора \mathbf{n} в образце нематика, для чего создавались гибридные граничные условия для \mathbf{n} : тангенциальные (T) на нижней поверхности слоя нематика и нормальные (N) — на верхней. Достигалось это размещением слоя нематика на изотропной жидкой поверхности (глицерин или α , ω -акрил-бил-(пропилгликоль)-2,4-толуилендиоритан (АПГТ)), задающей вырожденные T -условия для \mathbf{n} на нижней границе образца. Верхняя граница нематика оставалась свободной, и поскольку исследовались соединения МББА и ЖК-440, то ориентация \mathbf{n} на ней была близка к нормальной. Струны наблюдались в пленках нематика толщиной $h \approx 10$ мкм.

Образующийся в результате растекания по поверхности подложки слой нематика при наблюдении в поляризационный микроскоп обнаруживает так называемые шпирен-текстуры с темными полосами погасания ². Последние локализованы в тех областях, где директор параллелен плоскости поляризации одного из николей. Полосы обрываются в сингулярных точках, расположенных на T -поверхности. Эти точки называют буджумами (рис. 1, 2) ⁷. Распределение \mathbf{n} вблизи буджумов устанавливалось как по виду полос погасания (рис. 1 а), так и методом декорирования ² (рис. 1 б). Оказалось, что буджумы имеют противоположные по знаку топологические заряды (см. ⁷), а неоднородное распределение директора между буджумами стянуто в струну. Конфигурация \mathbf{n} в слое нематика со струной, соединяющей буджум и антибуджум, показана на рис. 2. Искажения поля \mathbf{n} распространяются поперек струны на расстояния $D = 100 \div 300$ мкм, а длина струн могла достигать 1 см (рис. 1 а, б). Так как в T -слое (в плоскости yz) поле \mathbf{n} вне струны однородно, а внутри нее — испытывает поворот на угол 2π , то в поляризованном свете каждая струна проявляется в виде четырех параллельных ветвей погасания. При уменьшении h ширина струны D также уменьшается. Отметим, что формирование струн не связано с какими-либо макроскопическими течениями нематика ¹). Наконец, описываемые дефекты со временем исчезают в результате сближения

¹ Конфигурации, напоминающие струны, наблюдались в ⁸, однако они возникали лишь в нематике, подвергнутом одновременному действию электрического поля и сдвиговых деформаций.

буджумов вдоль оси струны и их аннигиляции. Скорость сближения буджумов v не зависит от расстояния между ними и меняется лишь при торможении механическими примесями (рис. 3). На рис. 3 участки AB кривых a и b соответствуют ситуациям, когда движется лишь один из буджумов, а второй закреплен.

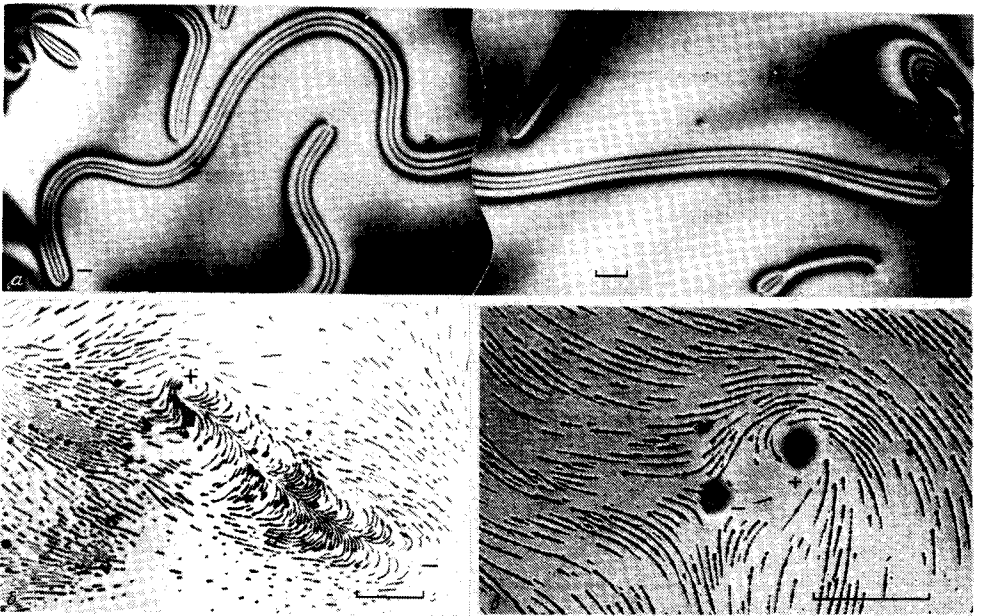


Рис. 1. Струны, соединяющие буджум и антибуджум, в тонком слое нематика ($h \approx 10$ мкм) с гибридной ориентацией \mathbf{n} (а, б): а – текстура нематика в поляризованном свете, изображены концы одной и той же струны длиной 11 мм; б – декорированный образец, цепочки расположены вдоль линий директора на T -плоскости; в – пара буджумов в толстом образце ($h \approx 60$ мкм), струна отсутствует. Длина отрезка на рис. а – в равна 200 мкм

Конфигурация поля \mathbf{n} , представленная на рис. 2, достаточно сложна для того, чтобы описать ее в динамике, поэтому рассмотрим соответствующую ей часть неособого вихря в объеме, на концах которого сосредоточены еж и антиеж. Такая конфигурация \mathbf{n} получается при

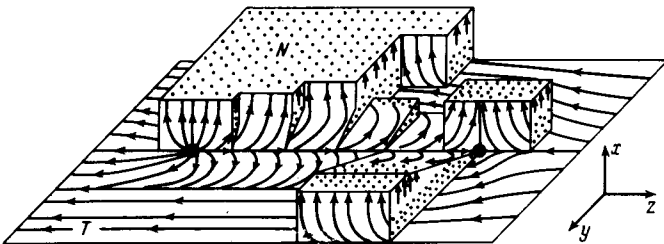


Рис. 2. Общая схема распределения поля директора внутри и вне струны

вращении картины, изображенной на рис. 2 в плоскости yz , вокруг оси струны. В этом случае из свойств энергии Франка $F = (K/2) \int dr (\nabla \mathbf{n})^2$ (K – модуль Франка) относительно масштабных преобразований следует, что энергия взаимодействия двух точечных особенностей линейно зависит от расстояния L между ними (см., например, ⁹):

$$U(L) = AL, \quad (1)$$

где $A = 4\pi qK$ — энергия на единицу длины вихря с топологическим зарядом q^{10} (в нашем случае $q = 1$). В плоскости, перпендикулярной оси вихря, имеет место масштабная инвариантность F , и вихрь распространяется на весь бесконечный объем. Конечность толщины слоя нематика нарушает масштабную инвариантность, и это, по-видимому, приводит к тому, что толщина наблюдаемых струн становится конечной. Для части вихря в объеме, которая соответствует рис. 2

$$A = \frac{2\pi K h}{(R^2 + h^2)^{1/2}} \approx 2\pi K \frac{h}{R} \quad (2)$$

Здесь предполагается, что формула (1) остается справедливой в конечном образце — это подтверждается экспериментом, в котором $R \approx D/4 \gg h$ (приближенное равенство в (2)), где R — расстояние от оси вихря, на котором \mathbf{n} поворачивается на угол $\pi/2$.

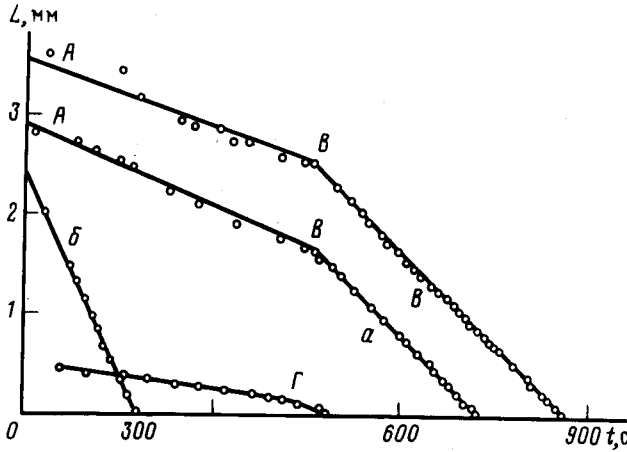


Рис. 3. Зависимость расстояния между буджунами от времени для МББА на глицериновой подложке (а, б) и ЖК-440 на АПГТ подложке (в, з): а, б, в — буджуны соединены струнами шириной 320, 160, 260 мкм соответственно; з — струна отсутствует (толстая ячейка)

Динамику струны будем рассматривать как диссипативное движение буджунов, которые взаимодействуют по закону (1) с силой (2), и на которые действует сила трения, пропорциональная скорости сближения буджунов v . Так как $v = \text{const}$, то для одного буджуна в системе "центра масс" $\mathbf{n} = \mathbf{n}(x, y, z - \frac{v}{2}t)$, причем в системе координат, связанной с сингулярностью, $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ в области $0 \leq x \leq h$, $|y| \leq D/2$, $|z| \leq a$ и $\mathbf{n} = \text{const}$ вне этой области. Тогда диссипативная функция Ψ двух буджунов в системе "центра масс" равна (считаем, что трение одинаково действует на буджум и антибуджум)

$$\Psi = 2 \frac{\gamma}{2} \int d\mathbf{r} \left(\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial t} \right)^2 = \frac{\gamma}{2} \frac{v^2}{2} \int d\mathbf{r} \left(\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial z} \right)^2 \approx 1,3 \pi h \gamma \frac{v^2}{2}, \quad (3)$$

где γ — эффективная ориентационная вязкость. При получении приближенного равенства в (3) предполагалось, что $R \gg a, h$ и $a \approx h$. Итак, из уравнения движения

$$\frac{\partial U}{\partial L} = - \frac{\partial \Psi}{\partial (dL/dt)} \quad (4)$$

находим скорость сближения буджунов ($dL/dt = -v$)

$$v = 3K/2R\gamma. \quad (5)$$

С учетом того, что реальное распределение \mathbf{n} в струне и буджунах отличается от используемых при получении формул (2) и (3), для сравнения с экспериментом вместо (5) для скорости сближения буджунов V имеет смысл ввести следующую формулу:

$$V = \frac{3K}{2\alpha R\gamma} = \frac{6K}{\alpha D\gamma}, \quad (6)$$

где α — безразмерная константа, определяемая из эксперимента.

Таким образом, мы описали динамику сокращения струны между парой буджумов, сила взаимодействия которых не зависит от расстояния между ними. Именно это обстоятельство и объясняет линейный характер $L(t)$ (рис. 3). О согласии теории с опытными данными свидетельствует и то, что определенные из эксперимента значения VD для струн различной толщины примерно одинаковы. Например, для МББА $VD \approx (2,12 \pm 0,05) \cdot 10^{-3} \text{ мм}^2/\text{с}$. Подставляя эти значения в (6) вместе с известными для МББА (при комнатной температуре) данными: $K = 7 \cdot 10^{-12} \text{ Н}$ и $\gamma = 77 \text{ сП}^{-1}$, находим, что $\alpha = 0,256 \pm 0,005$.

В заключение подчеркнем важность трехмерного характера деформаций директора для возникновения струн. В толстых образцах ($h \gtrsim 50 \text{ мкм}$) с гибридными граничными условиями струны не наблюдались (рис. 1 в), как не наблюдались они и в образцах любой толщины с одинаковыми граничными условиями. Объясняется это, по-видимому, двумерным характером распределения n в указанных случаях. В двумерном случае время аннигиляции сингулярностей становится пропорциональным квадрату расстояния между ними в результате логарифмического взаимодействия сингулярностей ($U \propto \ln L$), известного из XY-модели (см. также ^{5, 6}). Зависимость $L(t)$ (рис. 3, кривая z) для сингулярностей, изображенных на рис. 1 в, качественно соответствует двумерному случаю.

Литература

1. Kleman M. Points, Lines and Walls. Chichester: John Wiley & Sons, 1983, 322 p.
2. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977.
3. Guozhen Zhu. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1332.
4. Cladis P.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 222.
5. Дрейзен Ю.А., Дыхне А.М. ЖЭТФ, 1971, 61, 2140.
6. Сонин А.С. и др. ФТТ, 1976, 18, 3099.
7. Воловик Г.Е., Лавренко О.Д. ЖЭТФ, 1983, 85, 1997.
8. Rapini A., Leger L., Martinet A. J. de Phys. 1975, 36, C1-189.
9. Ostlund S. Phys. Rev., 1981, B24, 485.
10. Белагин А.А., Поляков А.М. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, 503.
11. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978, с. 6.