1990 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 60, N 10

01; 05; 06

НЕНУЛЕВЫЕ МОДЫ В КИНЕТИКЕ МАКРОУПОРЯДОЧЕНИЯ ПЛОСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР

А. А. Вахненко

Предложено описание кинетики макроупорядочения плоских доменных структур в терминах существенно ненулевой моды упорядочения. Обнаружено смягчение этой моды с укрупнением масштаба структуры и ужесточение с увеличением интенсивности внешнего упорядочивающего воздействия.

Учет кристаллического поля при изучении процессов упорядочения конденсированных сред ведет к появлению нелинейностей в соответствующих уравнениях движения [1]. Именно такого рода нелинейностями часто обусловлено формирование той или иной доменной структуры [2, 3]. Однако если в пространственно одномерных задачах движению межфазной доменной границы отвечает нулевая мода [4], то уже в двумерных ситуация оказывается более интересной и требует своего описания (как будет показано ниже) в терминах ненулевых мод.

В настоящей работе мы покажем проявление ненулевой моды упорядочения в рамках двумерной модели двойного синус-Гордон уравнения с диссипацией

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}+2\lambda\frac{\partial}{\partial\tau}\right)\Psi-4\left(\frac{\partial^2}{\partial u^2}+\frac{\partial^2}{\partial v^2}\right)\Psi+\sin 4\Psi=\varepsilon\cos 2\Psi\cdot\sin 4\Psi. \tag{1}$$

Здесь величину

$$\eta\equiv\exp(2i\Psi) \tag{2}$$

примем в качестве комплекснозначного параметра порядка. Наш интерес к уравнению (1) неслучаен и обусловлен в основном приложением к кинетике фотоиндуцированной анизотропии (ФИА) слоистых молекулярных структур, претендующих на роль новой элементной базы для устройств оптической записи, хранения и переработки информации [1, 5, 6]. Правая часть уравнения (1) в этом случае связана с искажением кристаллического поля под действием поляризованного (вдоль оси абсцисс $0u$ при $\varepsilon>0$ или оси ординат $0v$ при $\varepsilon<0$), инициирующего облучения, а $|\varepsilon|$ пропорционален интенсивности облучения.

В отсутствие внешнего упорядочивающего воздействия $\varepsilon=0$ в стационарном режиме уравнение (1) сводится к

$$-4\left(\frac{\partial^2}{\partial u^2}+\frac{\partial^2}{\partial v^2}\right)\Psi+\sin 4\Psi=0 \tag{3}$$

и формально имеет своими решениями всевозможные плоские доменные структуры [2], например

$$\Psi_\alpha=-\operatorname{arctg}\left[\operatorname{ctg}\alpha\,\frac{\operatorname{sh}(v\sin\alpha)}{\operatorname{sh}(u\cos\alpha)}\right]\ \left(0\leqslant\alpha\leqslant\frac{\pi}{2}\right), \tag{4}$$

$$\Psi_\beta^{\pm}=\pm\operatorname{arctg}\left[\operatorname{ctg}\beta\,\frac{\operatorname{ch}(v\sin\beta)}{\operatorname{ch}(u\cos\beta)}\right]\ \left(0\leqslant\beta\leqslant\frac{\pi}{2}\right). \tag{5}$$

Определяя тип упорядочения (фазу) комбинацией знаков вещественной и мнимой частей параметра порядка, видим, что структура Ψ_α содержит четыре фазы, в то время как структуры $\Psi_\beta^\pm$ — две (при $\beta\neq 0$, $\pi/2$) или одну (при $\beta=0$, $\pi/2$). Однако не все из них устойчивы. Физически выделены лишь однодоменные, полностью упорядоченные $\Psi_0^\mp$, $\Psi_{\pi/2}^\pm$ и наиболее симметричная восьмидоменная $\Psi_{\pi/4}$ структуры как реализующие локальные минимумы потенциальной энергии

$$V=2\int\int dudv\left[\left(\frac{\partial\Psi}{\partial u}\right)^2+\left(\frac{\partial\Psi}{\partial v}\right)^2-\frac{1}{8}\cos 4\Psi\right]. \qquad (6)$$

Этот результат находится в полном соответствии с принципом И. М. Лифшица [7] о стабилизации (по кинетическим соображениям) плоских многодоменных структур, содержащих не менее трех термодинамически эквивалентных фаз.

Структура $\Psi_{\pi/4}$ в отличие от других устойчивых структур $\Psi_0^\pm$ и $\Psi_{\pi/2}^\pm$ в среднем разупорядочена. Тем временем структуры именно с такими свойствами характерны, например, для твердых мультислойных пленок азокрасителей [6], интересных как объект для наведения ФИА [5, 6]. Это и дает нам основание для выбора состояния $\Psi_{\pi/4}$ в качестве начального при исследовании процессов упорядочения, подчиняющихся уравнению (1). Акцент на процессы упорядочения здесь неслучаен, поскольку внешнее воздействие $\varepsilon\cos 2\Psi\cdot\sin 4\Psi$ в силу своей симметрии не в состоянии возбудить моды, соответствующие, например, поступательному или вращательному движению «креста» $\Psi_{\pi/4}$ как целого. Более того, внешнее воздействие не может изменить также и знака мнимой части параметра порядка. Поэтому тип упорядочения (фазу) в дальнейшем имеет смысл различать только по знаку вещественной части параметра порядка, т. е. считать

$$\Delta\equiv\operatorname{Re}\eta=\cos 2\Psi \qquad (7)$$

параметром упорядочения, а доменные границы определить уравнением

$$\Delta=0. \qquad (8)$$

Состоянию Ψ_α в такой терминологии соответствует четырехдоменная структура из двух фаз.

Найти точные решения уравнения (1) не представляется возможным. Однако для выяснения основных качественных характеристик процесса упорядочения этого и не нужно. Достаточно в качестве приближенного решения выбрать удачную пробную функцию так, чтобы ее свободный параметр нес информацию о степени упорядоченности состояния, а в пределе $\varepsilon\to 0$ она переходила бы в $\Psi_{\pi/4}$. Указанными свойствами обладает, например, функция Ψ_α. Кроме того, функция Ψ_α является решением близкого (при малых ε) к (1) уравнения (3). Перечисленные соображения позволяют адиабатическое приближение к решению уравнения (1) искать в виде анзаца (4), а зависящий от времени параметр α трактовать как коллективную моду упорядочения. Наиболее быстрый путь к получению уравнения движения для моды α состоит в вычислении лагранжиана

$$L=\frac{1}{2}\int\int dudv\left(\frac{\partial\Psi}{\partial\tau}\right)^2-V-\frac{\varepsilon}{3}\int\int dudv\cos^3 2\Psi \qquad (9)$$

и диссипативной функции

$$F=\lambda\int\int dudv\left(\frac{\partial\Psi}{\partial\tau}\right)^2, \qquad (10)$$

соответствующих уравнению (1), на пробной функции (4) с последующим варьированием по α (метод усредненных лагранжианов [8, 9]). В результате находим

$$\frac{d}{d\tau}\left(\frac{\partial T_0}{\partial\alpha}\right)+\frac{\partial U_0}{\partial\alpha}+\frac{\partial F_0}{\partial\dot\alpha}=0, \qquad (11)$$

где

$$T_0\approx\frac{4}{3}R^3\dot\alpha^2, \qquad (12)$$

$$U_0 \approx 4R(\sec\alpha + \operatorname{cosec}\alpha) - \frac{4}{3}\varepsilon R^2 \cos 2\alpha, \tag{13}$$

$$F_0 \approx \frac{8}{3}\lambda R^3 \dot{\alpha}^2 \quad (R\sin\alpha\cos\alpha > 1), \tag{14}$$

а точка обозначает дифференцирование по времени τ. Величина R в (12)—(14) формально появляется как радиус обрезания расходящихся на бесконечности интегралов. С физической точки зрения ей следует придавать смысл характерного размера доменов. Изменение параметра α соответствует «поеданию» энергетически невыгодной фазы энергетически выгодной. Движение доменных границ при этом напоминает встречное движение ножничных полотен, из-за чего моду упорядочения можно назвать еще и ножничной.

Собственная частота ножничной моды Ω_ε, как следует из (13), приближенно определяется выражением

$$\Omega_\varepsilon^2 \approx \begin{cases} \dfrac{9\sqrt{2}}{R^2}, & \sqrt{2}\,|\varepsilon|\,R < 3, \quad (15\text{а}) \\[2mm] \dfrac{6\,|\varepsilon|}{R}, & \sqrt{2}\,|\varepsilon|\,R > 3. \quad (15\text{б}) \end{cases}$$

Другими словами, для конечномасштабных доменных структур характерны существенно ненулевые моды упорядочения. По мере укрупнения масштаба структур моды упорядочения смягчаются и в пределе становятся нулевыми. Поэтому для очень крупных структур доменные границы вдали от центров скрещения (пиннинга) можно считать практически свободными.

Уравнение (11) в отличие от (1) позволяет довольно просто описать кинетику наведения макроупорядочения. Это обусловлено совпадением кинетик параметра макроупорядочения $\bar{\Delta}$ и моды упорядочения α в силу их однозначной связи

$$\bar{\Delta} \equiv \frac{1}{4R^2} \iint du\,dv \cos 2\Psi \approx \cos 2\alpha. \tag{16}$$

Так, в наиболее реалистическом случае большой диссипации $\lambda \gg \Omega_\varepsilon$ для характерного времени наведения макроупорядочения τ_ε находим

$$\tau_\varepsilon \sim \frac{2\lambda}{\Omega_\varepsilon^2} \approx \begin{cases} \dfrac{\sqrt{2}}{9}\lambda R^2, & \sqrt{2}\,|\varepsilon|\,R < 3, \quad (17\text{а}) \\[2mm] \dfrac{\lambda R}{3\,|\varepsilon|}, & \sqrt{2}\,|\varepsilon|\,R > 3. \quad (17\text{б}) \end{cases}$$

С ростом интенсивности упорядочивающего воздействия $|\varepsilon|$ время наведения вначале почти не изменяется, а затем убывает как обратная интенсивность. Для образцов с достаточно регулярной доменной структурой этот факт поддается прямой экспериментальной проверке. Полагая $\varepsilon = 0$ в (11) и (13), легко оценить также и время самопроизвольного рассасывания макроупорядочения

$$\tau_0 \sim \frac{2\lambda}{\Omega_0^2} \approx \frac{\sqrt{2}}{9}\lambda R^2 \quad (\lambda \gg \Omega_0). \tag{18}$$

Сравнение выражений (17) и (18) показывает, что при интенсивном упорядочивающем воздействии $|\varepsilon| \gg 2R^{-1}$ время наведения макроупорядочения оказывается ничтожно малым по сравнению со временем его рассасывания. Причина столь существенного отличия указанных времен кроется в значительном увеличении собственной частоты моды упорядочения с ростом интенсивности упорядочивающего воздействия.

Применительно к эффекту ФИА в мультислойных молекулярных пленках величина $\bar{\Delta}$ имеет смысл параметра ориентационной анизотропии, а угол Ψ задает ориентацию короткой оси молекул в плоскости слоев. Для веществ указанного типа результат о превышении времени самопроизвольного рассасывания анизотропии над временем ее наведения находится в согласии с экспериментальными фактами длительного сохранения оптической анизотропии (см. работы [5, 6] по эффекту ФИА в твердых ленгмюровских пленках азокрасителей).

Результаты настоящей работы, как нам кажется, могут оказаться полезными для выбора путей целенаправленного улучшения кинетических характеристик элементной базы средств оптической записи, хранения и переработки информации.

Список литературы

[1] *Gaididei Yu. B., Trofimov A. S.* // J. Mol. Electronics. 1989. Vol. 5. N 4. P. 239—245.
[2] *Борисов А. Б., Талуц Г. Г., Танкеев А. П., Безматерных Г. В.* // Современные проблемы теории магнетизма. Киев: Наукова думка, 1986. С. 103—111.
[3] *Ayrapetiants S. V., Bannikov V. S., L'vov Yu. M.* et al. // Proc. of the 4th Int. School on Condensed Matter Physics. Varna, 1986. P. 593—620.
[4] *Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С.* Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наукова думка, 1983. 190 с.
[5] *Козенков В. М. Юдин С. Г., Катышев Е. Г.* и др. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 12. Вып. 20. С. 1267—1272.
[6] *Barnik M. I., Kozenkov V. M., Shtykov M. M.* et al. // J. Mol. Electronics. 1989. Vol. 5. N 1. P. 53—56.
[7] *Лифшиц И. М.* // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. Вып. 5. С. 1354—1359.
[8] *Найфэ А. Х.* Методы возмущений. М.: Мир, 1976. 456 с.
[9] *Ваганенко А. А., Гайдидей Ю. Б.* // ТМФ. 1986. Т. 68. № 3. С. 350—359.

Институт теоретической физики
АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
23 октября 1989 г.