

УДК 539.2

А.И. Олемской, В.Ф. Клепиков*, И.В. Коплык, О.Б. Крутько, А.В. Хоменко

Сумский государственный университет
Украина, 244007 Сумы, ул. Римского—Корсакова, 2

*НТЦ электрофизической обработки НАН Украины
Украина, 310108 Харьков, ул. Вальтера, 3

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПОРТРЕТОВ ПРИ ПРЕВРАЩЕНИЯХ СИСТЕМ С КОНКУРИРУЮЩИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

В рамках η^6 – модели полевой теории фазовых переходов, учитывающей градиенты высшего порядка, проведено численное исследование возможных видов зависимости градиента параметра порядка от его величины.

В рамках η^6 – моделі польової теорії фазових перетворень, яка враховує градієнти вищого порядку, проведено числове дослідження можливих видів залежності градієнта параметра порядку від його величини.

Within the η^6 – model of the field phase transitions theory, taking into account the gradients of higher order, the possible forms of dependence of the gradient of order parameter on its value are investigated numerically.

Ключевые слова: *фазовый переход, градиент параметра порядка, фазовый портрет, теория возмущений, модулированная структура.*

Известно, что разложение Ландау позволяет представить основные особенности фазовых переходов первого и второго рода [1]. Включение градиентного слагаемого низшего порядка в теории Гинзбурга—Ландау представляет простейшую картину пространственного распределения параметра порядка (ПП), сводящуюся к описанию гомогенных флуктуаций. Однако, поскольку условие пространственной однородности системы требует положительности градиентного слагаемого, то схема Гинзбурга—Ландау позволяет адекватным образом представить только системы со специальным видом межатомного взаимодействия. Данное условие нарушается в системах с эффективным дальним действием, обеспечиваемым электронным или упругим вкладом [2, 3].

Имея в виду такие системы, укажем каким образом производится обобщение схемы Гинзбурга—Ландау [4, 5]. Будем исходить из скалярной η^6 – модели

$$\Phi = \int [\phi_1(\eta) + \phi_2(\nabla\eta)] d\mathbf{r}, \quad \nabla \equiv \partial/\partial\mathbf{r}, \quad (1)$$

где вклад

$$\begin{aligned} \phi_1(\eta) &= \frac{A}{2}\eta^2 + \frac{B}{4}\eta^4 + \frac{C}{6}\eta^6, \\ A &= a(T/T_c - 1); \quad a, B, C = \text{const} \end{aligned} \quad (2)$$

представляет стандартное разложение Ландау (T_c – критическая температура), а составляющая $\phi_2(\nabla\eta)$ учитывает неоднородность пространственного распределения ПП $\eta(\mathbf{r})$. Поскольку слагаемое $\phi_1(\eta)$ записано с учетом вкладов до шестого порядка малости по η , то в рамках автотомельного

представления, где предполагается, что каждая производная ∇ добавляет один порядок малости, легко показать [4]–[6], что градиентный вклад имеет вид

$$\phi_2(\nabla\eta) = \frac{\alpha}{2}(\nabla\eta)^2 + \frac{\beta}{2}(\eta\nabla\eta)^2 + \frac{\gamma}{2}(\nabla^2\eta)^2, \quad (3)$$

где α, β, γ – постоянные, определяемые характером межатомного взаимодействия. В результате стационарное распределение ПП $\eta(\mathbf{r})$ определяется температурой T и постоянными $a, B, C, \alpha, \beta, \gamma$. При этом устойчивость системы относительно неограниченного нарастания ПП η обеспечивается положительностью постоянной C , а относительно $\nabla\eta$ – условием $\gamma > 0$ (тривиальное условие $a > 0$ означает, что упорядочение происходит в низкотемпературной области). Кроме того, в рамках стандартного разложения Ландау принимается, что положительные значения параметра B отвечают фазовым переходам второго рода, а отрицательные – первого (см. ниже). Оставшиеся параметры α, β могут принимать как положительные значения (в обычных короткопериодических системах), так и отрицательные (в длиннопериодических).

Наша задача состоит в исследовании характера пространственного распределения ПП $\eta(\mathbf{r})$ в зависимости от величины и знаков указанных параметров. Ограничиваясь рассмотрением одномерных структур вдоль оси x , будем измерять координату x в единицах корреляционной длины $\xi = B^{-1/2}(C\gamma)^{1/4}$, а величину ПП в единицах $\eta_0 = (B/C)^{1/2}$; соответственно, величина термодинамического потенциала измеряется в единицах $\Phi_0 = B\eta_0^4\xi = B^{5/2}C^{-7/4}\gamma^{1/4}$. Тогда выражения (1)–(3) принимают вид

$$\Phi = \int \left[\frac{\theta}{2}\eta^2 + \frac{s}{4}\eta^4 + \frac{1}{6}\eta^6 + \frac{g}{2}(\eta')^2 + \frac{h}{2}(\eta\eta')^2 + \frac{1}{2}(\eta'')^2 \right] dx, \quad (4)$$

$$\theta \equiv aB^{-2}C(T/T_c - 1), \quad g \equiv (\alpha/B)(C/\gamma)^{1/2}, \quad h \equiv \beta(C\gamma)^{-1/2},$$

где штрих означает дифференцирование по x , параметр s принимает значения ± 1 . Соответственно, уравнение Эйлера–Пуассона

$$\eta^{(IV)} - g\eta'' - h[\eta''\eta^2 + (\eta')^2\eta] + \theta\eta + s\eta^3 + \eta^5 = 0. \quad (5)$$

Умножая (5) на η' , получаем первый интеграл

$$\eta'\eta''' - \frac{1}{2}(\eta'')^2 - \frac{h}{2}\eta^2(\eta')^2 - \frac{g}{2}(\eta')^2 + \frac{\theta}{2}\eta^2 + \frac{s}{4}\eta^4 + \frac{1}{6}\eta^6 = F, \quad (6)$$

где F – постоянная интегрирования, имеющая смысл плотности энергии. Еще одно понижение степени нелинейного дифференциального уравнения (6) достигается введением переменных [5]

$$w(z) \equiv (\eta')^2, \quad z \equiv \eta^2. \quad (7)$$

В результате получаем

$$ww' + 2zww'' - \frac{1}{2}z(w')^2 - \frac{1}{2}(g + hz)w + \frac{\theta}{2}z + \frac{s}{4}z^2 + \frac{1}{6}z^3 = F, \quad (8)$$

где штрих означает дифференцирование по z .

К сожалению, дальнейшее понижение степени уравнения (8) не представляется возможным, и поэтому необходимо обратиться к приближенным методам. Если, следуя [5], разложить функцию $w(z)$ в ряд Тейлора

$$w(z) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n, \quad (9)$$

где коэффициенты a_n выражаются через исходные константы g, h, θ, s , то рассмотрение различных типов зависимости $\eta(x)$ сводится к перебору видов функции $w(z)$. Однако, такое рассмотрение позволяет провести только качественное исследование системы [5]. Если учитывать только линейные

слагаемые исходного уравнения (5), то при $\theta > g^2/4$ реализуется квазипериодическое распределение $\eta(x)$, отвечающее гомогенным флуктуациям ПП вблизи значения $\eta = 0$. При критическом значении $\theta = g^2/4$ появляется солитоноподобное решение $\eta \propto \text{ch}^{-1}(a_1^{1/2}x)$, отвечающее зарождению новой фазы. В области $\theta < g^2/4$ распределение ПП $\eta(x)$ отвечает флуктуациям вблизи ненулевых стационарных значений $\pm\eta_0$. Учет нелинейных слагаемых, не меняя качественным образом указанную последовательность перестройки фаз, приводит к существенному усложнению фазовой диаграммы системы, оставляя возможным только ее численное исследование.

С этой целью воспользуемся в уравнении (8) не разложением (9), а стандартной схемой теории возмущений по малому параметру z . Предполагая, что выполняются условия

$$w_n \sim z^n, \quad w_{n+1}/w_n < 1, \quad w'_{n+1}/w'_n < 1, \quad w_n^{(i)} \leq w_n^{(i-1)}, \quad (10)$$

где i – порядок производной, запишем искомое решение в виде

$$w = \sum_{n=1}^{\infty} w_n. \quad (11)$$

Тогда в первом порядке по z получаем

$$w_1 = g^{-1} (\theta z - 2F). \quad (12)$$

Отсюда сразу следует, что поведение системы, отвечающее сепаратрисе, достигается только при плотности энергии $F = 0$. Каждая из следующих поправок w_n выражается через предыдущие равенствами

$$\begin{aligned} w_2 &= g^{-1} \left(2w_1 w'_1 - h z w_1 + \frac{s}{2} z^2 \right), \\ w_3 &= g^{-1} \left[2w_2 w'_1 + 2w_1 w'_2 - z (w'_1)^2 - h z w_2 + \frac{1}{3} z^3 \right], \\ w_4 &= g^{-1} [2(w_3 w'_1 + w_2 w'_2 + w_1 w'_3) + 4z w_1 w''_2 - 2z w'_1 w'_2 - h z w_3], \dots \end{aligned} \quad (13)$$

Используя (12), отсюда для второго и третьего порядков малости получаем явные выражения через параметры задачи:

$$w_2 = \frac{1}{g} \left[-\frac{4\theta F}{g^2} + \frac{1}{g} \left(\frac{2\theta^2}{g} + 2hF \right) z + \left(\frac{s}{2} - \frac{h\theta}{g} \right) z^2 \right]; \quad (14)$$

$$\begin{aligned} w_3 &= - \left(\frac{8hF^2}{g^4} + \frac{16\theta^2 F}{g^5} \right) - \left(\frac{4Fs}{g^3} - \frac{20h\theta F}{g^4} - \frac{8\theta^3}{g^5} + \frac{\theta^2}{g^3} \right) z - \\ &- \left(\frac{8h\theta^2}{g^4} - \frac{3\theta s}{g^3} + \frac{2h^2 F}{g^3} \right) z^2 - \left(\frac{hs}{2g^2} - \frac{1}{3g} - \frac{h^2\theta}{g^3} \right) z^3. \end{aligned} \quad (15)$$

Соответствующие формулы для $w_n, n \geq 4$ имеют очень громоздкий вид, и мы их не приводим.

Как показывает исследование соответствующих фазовых портретов, представляющих поведение системы в плоскости $\eta' - \eta$, ограничение двумя первыми слагаемыми ряда (11) оказывается недостаточным, поскольку не охватывает картину с наличием трех изолированных областей фазовой плоскости, которая отвечает сосуществованию упорядоченной и неупорядоченной фаз. Поэтому следует учитывать не менее трех поправок ряда (11). С другой стороны, четвертая поправка приводит к менее существенному уточнению траектории, не меняя в целом вид фазового портрета.

На рис.1,2 представлены возможные виды перестройки фазовых портретов при изменении эффективной температуры θ и параметров g, h, s, F . Прежде всего обращает на себя внимание тот факт, что все указанные портреты содержат 1, 2 или 3 изолированных области. Рассмотрим условия их реализации.

В первом случае изменение величин η, η' происходит вблизи нулевых значений. Очевидно, такого рода картина отвечает модулированной структуре, параметр порядка которой периодически

изменяется вблизи значения $\eta_0 = 0$, отвечающего неупорядоченной фазе. Данная ситуация наиболее часто реализуется для фазовых переходов второго рода ($s = +1$) при положительных значениях θ и отрицательном значении градиентного параметра g (см. рис. 1а,б). При этом рост величины $|g|$ приводит, как и следовало, к уменьшению градиента η' , а рост градиентного параметра h высшего порядка незначительно увеличивает как η , так и η' . В случае фазового перехода первого рода ($s = -1$) модулированная структура указанного типа реализуется, как правило, при достаточно больших температурах $\theta > 0$ и отрицательных значениях параметра g (величина другого градиентного параметра h при этом оказывается малосущественной). Если же значение $\theta > 0$ невелико, то влияние параметра h становится более существенным — в частности, его значительный рост может привести к схлопыванию трех областей в одну (рис. 2б). Как и для перехода второго рода, нарастание величины $|g|$ приводит к уменьшению градиента η' , а рост h — к увеличению η, η' (рис. 2а,б).

Фазовые портреты, представляющие две изолированные области, симметричные относительно обеих осей координат, наиболее часто наблюдаются для переходов второго рода и реже для первого. Как видно из рис. 1в—д, они реализуются, когда параметры θ, g имеют одинаковый знак (величина и знак h менее существенны). Ситуация, приведенная на рис. 1д, где $\theta, g, h > 0$, представляется более экзотической. С физической точки зрения наличие указанных областей отвечает модуляции параметра порядка вблизи ненулевых значений $\pm\eta_0$, отвечающих их центрам (для зависимости $\phi_1(\eta)$ эти значения соответствуют абсциссам минимумов упорядоченной фазы). Поскольку в случае фазовых переходов первого рода может иметь место третий минимум, отвечающий неупорядоченной фазе $\eta_0 = 0$, то здесь тенденция к разделению областей упорядоченной фазы проявляется либо при отрицательной температуре θ (рис. 2в), либо при энергии $F < 0$ (как видно из рис. 2г, последнее отражает тривиальный факт исчезновения центрального минимума зависимости $\phi_1(\eta)$, отвечающего энергии $\phi_1(0) = 0$). При $\theta > 0$ две области фазового портрета реализуются при положительных значениях градиентного параметра g (рис. 2д,е).

Поведение областей упорядоченной фазы в зависимости от параметров F, θ, g, h показано на рис. 1в—з, 2в—ж. Для переходов второго рода наиболее существенным оказывается влияние энергии F , “закачиваемой” в систему: как видно из рис. 1в,ж,з, при $F > 0$ области, отвечающие разным знакам $\pm\eta_0$, сливаются, при $F = 0$ наблюдается сепаратрисное решение, отвечающее солитону $\eta(x)$, и при $F < 0$ они разделяются. Расширение указанных областей происходит с уменьшением температуры $\theta < 0$ (рис. 1е), а также с увеличением градиентного параметра $g < 0$ низшего порядка (рис. 1ж) и другого градиентного параметра h , который может быть как положительным, так и отрицательным (рис. 1з). Как уже отмечалось, исключительная ситуация наблюдается при положительных знаках всех параметров F, θ, g, h , где рост градиентного параметра g приводит к расширению областей упорядоченной фазы, а рост параметра h к их сужению (рис. 1д). Появление энергетического барьера между упорядоченной и неупорядоченной фазами для переходов первого рода приводит к единственному изменению представленной картины — сужению областей этих фаз с ростом обоих параметров g и h (рис. 2д).

Фазовые портреты, имеющие три изолированные области, реализуются только при переходах первого рода. Они наблюдаются при положительных значениях температуры θ и энергии F , при которых проявляется минимум зависимости $\phi_1(\eta)$, отвечающей неупорядоченной фазе. Как видно из рис. 2е,з, рост градиентного параметра g до положительных значений приводит к схлопыванию центральной области, а его значительное уменьшение до отрицательных величин — к аннигиляции областей упорядоченной фазы. При изменении высшего градиентного параметра h три изолированные области наблюдаются лишь при умеренных значениях $|h| \sim 1$ (при этом $g < 0$); отклонение от них как к (большим) положительным значениям h , так и (небольшим) отрицательным приводит к аннигиляции упорядоченных областей.

Как показывает проведенное рассмотрение, использованный метод теории возмущений, который, как видно из выражений (12)—(15), не сводится к разложению по степеням величины $z \equiv \eta^2$, позволяет провести полное численное исследование пространственно неоднородной системы, испытывающей фазовый переход (при этом сходимость ряда (11) обеспечивается условием малости величины θ/g). Наиболее важными результатами использованного подхода представляются, на наш взгляд, обнаружение трех типов модулированных структур для фазовых переходов первого рода (см. рис. 2б—г,е,з) и наличие двух модулированных упорядоченных структур при положительных значениях температуры θ и градиентного параметра g (рис. 1д, 2д). Укажем, что последний случай

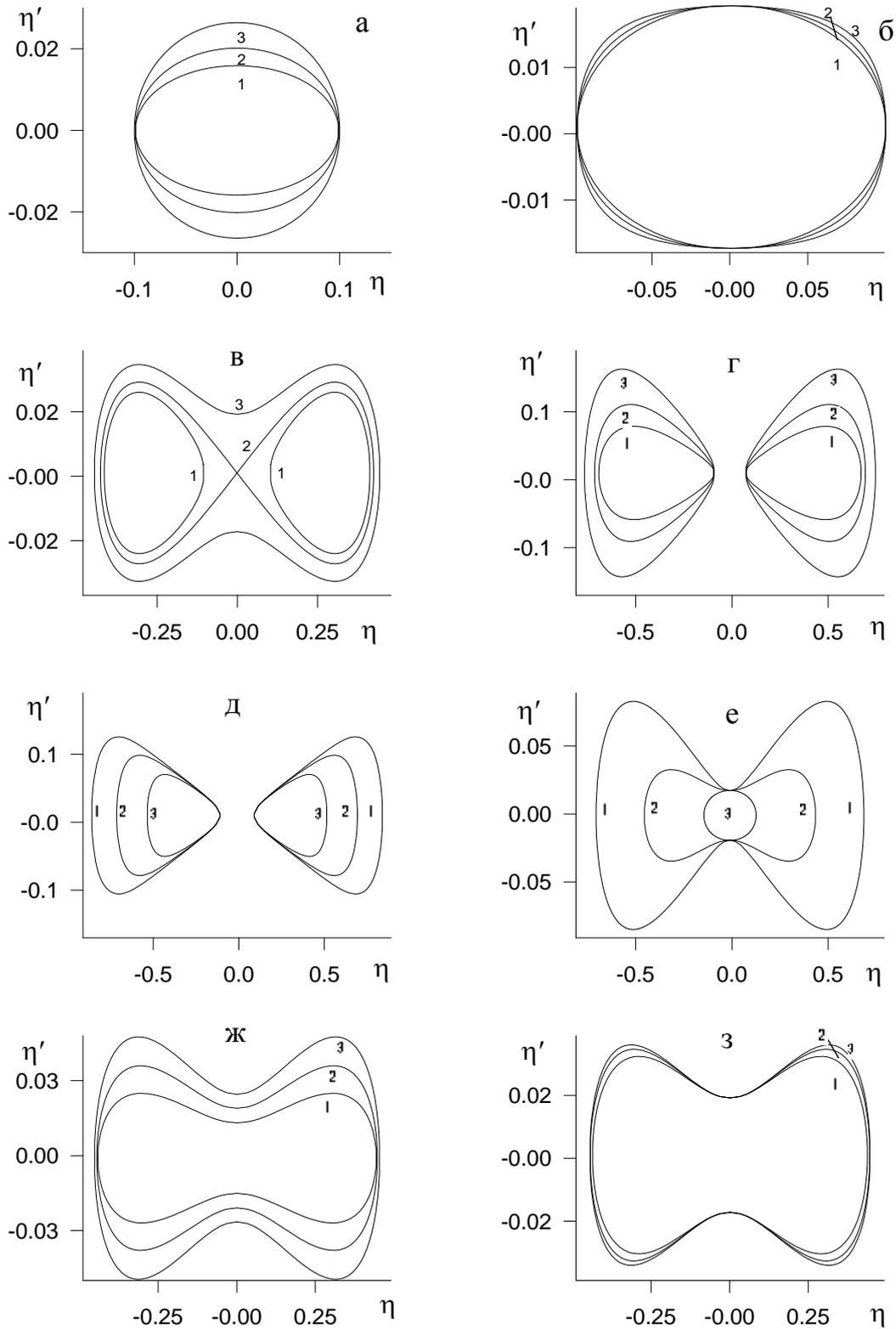


Рис. 1. Фазовые портреты для переходов второго рода ($s = +1$): а — $F = 10^{-3}$; $\theta = 0, 2$; $h = -0, 1$; $g = -8; -5; -3$; б — $F = 10^{-3}$; $\theta = 0, 2$; $g = -6$; $h = -3, 5; 150; 300$; в — $\theta = -0, 1$; $g = -6$; $h = -0, 1$; $F = -5 \cdot 10^{-4}; 0; 10^{-3}$; г — $F = -10^{-3}$; $\theta = -0, 3$; $h = 0, 1$; $g = -8; -4; -2$; д — $F = 10^{-3}$; $\theta = 0, 2$; $g = 6$; $h = 16; 20; 30$; е — $F = 10^{-3}$; $g = -6$; $h = -0, 1$; $\theta = -0, 3; -0, 1; 0, 1$; ж — $F = 10^{-3}$; $\theta = -0, 1$; $h = -0, 1$; $g = -10; -5; -3$; з — $F = 10^{-3}$; $\theta = -0, 1$; $g = -6$; $h = -10; 10^{-3}; 5$ (цифры 1, 2, 3 у кривых указывают различные значения изменяющегося параметра в порядке его возрастания: например, для рис.а кривая 1 отвечает $g = -8$, кривая 2 — $g = -5$ и кривая 3 — $g = -3$)

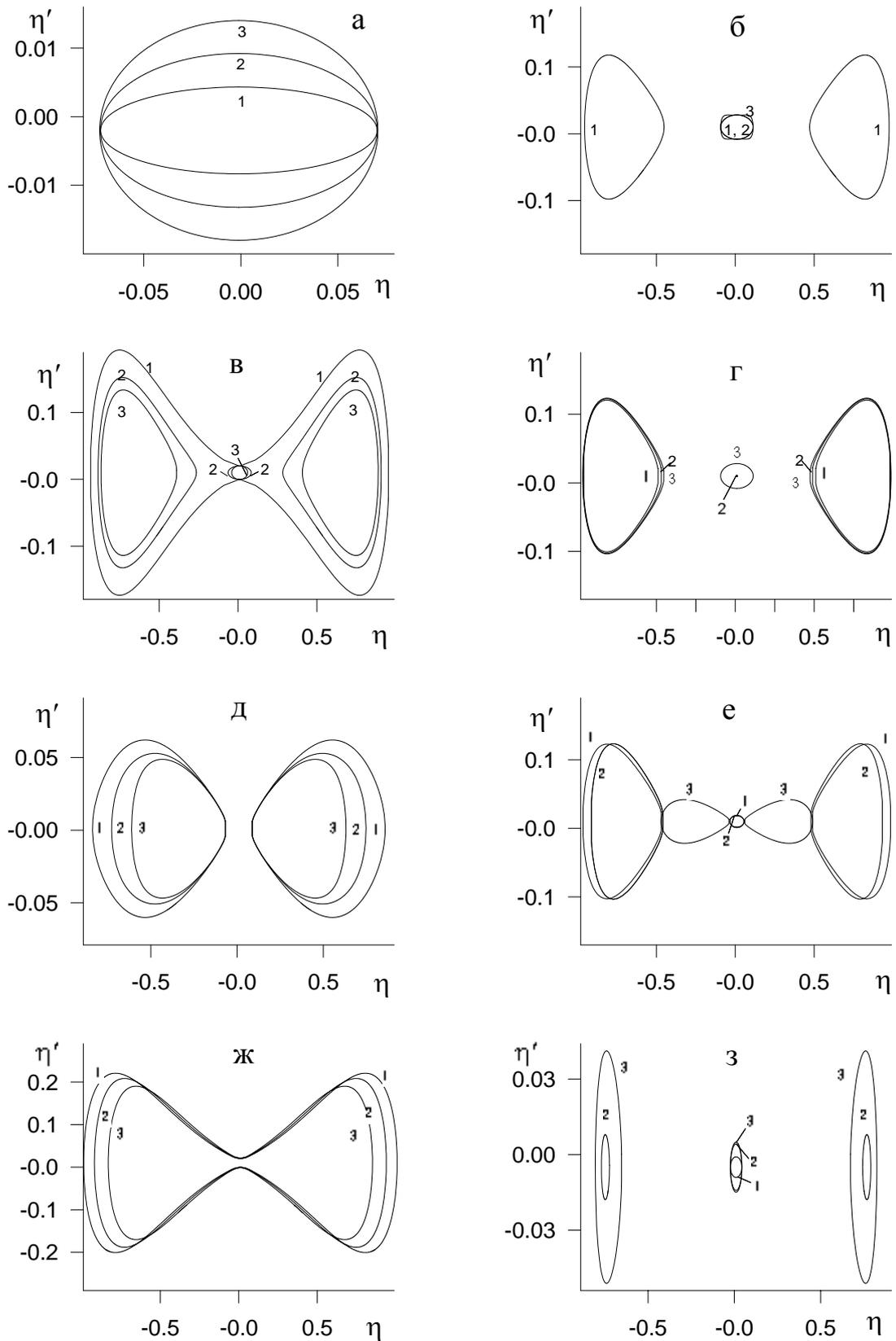


Рис. 2. Фазовые портреты для переходов первого рода ($s = -1$): а — $F = 5 \cdot 10^{-4}$; $\theta = 0, 2$; $h = -0, 1$; $g = -25; -8; -4$; б — $F = 5 \cdot 10^{-4}$; $\theta = 0, 1$; $g = -3, 1$; $h = -0, 3; 18; 297$; в — $F = 10^{-4}$; $g = -2$; $h = -0, 1$; $\theta = -0, 05; 0, 04; 0, 08$; г — $\theta = 0, 1$; $g = -3, 1$; $h = -0, 1$; $F = -10^{-3}; 0; 5 \cdot 10^{-4}$; д — $F = 5 \cdot 10^{-4}$; $\theta = 0, 2$; $g = 7$; $h = -3, 5; 5; 10$; е — $F = 10^{-4}$; $\theta = 0, 1$; $h = -0, 1$; $g = -3, 1; -2, 5; 5$; ж — $F = 10^{-4}$; $\theta = -0, 1$; $h = -0, 1$; $g = -2, 1; -1, 8; -1, 5$; з — $F = 10^{-4}$; $\theta = 0, 188$; $h = -0, 1$; $g = -12; -2, 5; -2, 2$ (цифры 1, 2, 3 у кривых указывают различные значения изменяющегося параметра в порядке его возрастания: например, для рис.а кривая 1 отвечает $g = -25$, кривая 2 — $g = -8$ и кривая 3 — $g = -4$)

отвечает модели Гинзбурга–Ландау, но полученный результат не может быть достигнут в рамках аналитического рассмотрения.

Следует отметить, что реализованная здесь программа не является полной. Это связано со свободой в выборе постоянной интегрирования F . Строго говоря, решая уравнение (8), следовало бы исследовать не только фазовые портреты, представляющие зависимость $\eta'(\eta)$, но и равновесную координатную зависимость ПП $\eta_0(x)$. Затем следует подставить ее в выражения (1), (2) для термодинамического потенциала, в результате чего функционал $\Phi\{\eta(x)\}$, трансформируется в функцию $\Phi(F)$ энергии F (и свободных параметров теории θ, g, h, s). В заключение должно определяться значение F_0 , отвечающее минимуму зависимости $\Phi(F)$ при заданных величинах θ, g, h, s . Таким образом, в равновесии будет реализоваться не весь набор исследованных выше фазовых портретов, а только отвечающие стационарному значению F_0 энергии, “закачиваемой” в систему.

Изложенная программа оптимизации системы по параметру F является весьма трудоемкой в вычислительном отношении и пока не реализована. Однако ее выполнение не представляется возможным без предварительного исследования, проведенного в настоящей работе. Действительно, как было показано выше, при некоторых выборах параметров θ, g, h, s зависимость $\eta_0(x)$ становится многозначной (при этом фазовый портрет имеет несколько изолированных областей). Поэтому при численном решении дифференциального уравнения (8) следует ограничить искомую зависимость $\eta_0(x)$ таким образом, чтобы получаемые значения величин η, η' не перескакивали из одной области фазового портрета в другую. Иными словами на первом этапе следует исследовать возможные виды фазовых портретов системы (что мы и сделали), а на следующем — стационарный вид координатной зависимости ПП.

Остановимся в заключение на физической интерпретации полученных результатов. В случае одной изолированной области особых вопросов не возникает: реализуется один тип модулированной (вблизи значения $\eta_0 = 0$) структуры, фазовый портрет которой дает предельные значения ПП и его градиента, а также позволяет найти период модуляции $l = \oint d\eta/\eta'(\eta)$. Две изолированные области описывают, как известно, модуляцию упорядоченных фаз вблизи значений $\pm\eta_0 \neq 0$, отвечающих разным знакам ПП. С ортодоксальной точки зрения в результате спонтанного нарушения симметрии система попадает в одну из областей и остается в ней навсегда, тогда как вторая область вообще не проявляется. В действительности, разумеется, ситуация намного сложнее — весь объем разбивается на макрообласти доменов, каждый из которых отвечает различным областям фазового портрета. Таким образом, с изменением координаты на расстояниях $l < x \ll L$, где L — характерный размер домена, конфигуративная точка вращается по одной из замкнутых кривых фазового портрета, а с переходом в соседний домен (при $x \approx L$) перепрыгивает в другую область и т.д. Хотя такие прыжки совершаются очень редко (с частотой $\sim l/L \ll 1$), они играют принципиально важную роль, поскольку представляют проявление моды Голдстоуна, восстанавливающей (в глобальном смысле, $x \gg L$) потерянную симметрию. Как было выяснено в работе [7], флуктуации (здесь — пространственную модуляцию) системы внутри данного домена можно представить как псевдобозевскую компоненту суперсимметричной классической системы, а доменные стенки — как псевдофермиевскую составляющую. Для использованного здесь метода фазовых портретов суперсимметричное представление означает, что эволюция системы в данной изолированной области описывается квазибозевской компонентой суперполя, а редкие перескоки в другую область — квазифермиевской. Такое представление — кроме того что оно ставит в единый ряд эволюцию системы по одной из замкнутых кривых и перескоки между ними — позволяет использовать язык квантовой статистики для описания модулированных структур. Отсылая за подробностями к обзору [8], здесь мы оставляем этот вопрос в стороне.

Последнее замечание — по поводу выбора энергии F , “закачиваемой” в систему. Вместе с тем, что сказано выше по поводу ее оптимизации к равновесному значению F_0 , следует иметь в виду, что в реальной экспериментальной ситуации упорядоченная структура получается, как правило, в результате закалки системы из однофазного неупорядоченного состояния. В результате достигается не равновесное состояние, отвечающее стационарному значению F_0 , а некоторая метастабильная структура, характеризуемая величиной $F > F_0$. В теории аморфного состояния этой величине отвечает структурная температура, превышение которой над равновесным значением является движущей силой структурной релаксации [9]. В рамках нашего рассмотрения разность $\Delta F \equiv F - F_0 > 0$ обуславливает замедленную кинетическую перестройку гетерофазной структуры, понижающую ве-

личину ΔF .¹Найденные выше фазовые портреты, отвечающие различным значениям энергии F , представляют эволюцию системы в ходе структурной релаксации.

Работа выполнена при частичной поддержке ГКНТ Украины, грант 2.2/205.

Литература

1. *Кацнельсон А.А., Олемской А.И.* Микроскопическая теория неоднородных структур. — М.: Изд-во МГУ, 1987.
2. *Кривоглаз М.А.* Диффузное рассеяние рентгеновских лучей и нейтронов на флуктуационных неоднородностях в неидеальных кристаллах. — Киев: Наукова Думка, 1984.
3. *Бугаев В.Н., Татаренко В.А.* Взаимодействие и распределение атомов в сплавах внедрения на основе плотноупакованных металлов. — Киев: Наукова Думка, 1989.
4. *Толедано Ж.—К., Толедано П.* Теория Ландау фазовых переходов. — М.: Мир, 1994.
5. *Клепиков В.Ф., Березовский С.В.* Модулированные структуры в системе с однокомпонентным параметром порядка. — Препринт ХФТИ 95-11. Харьков, 1995.
6. *Goryachev S.B.* // Phys. Rev. Lett. — 1994. — **72**, No. 12. — P. 1850.
7. *Олемской А.И., Коплык И.В., Торопов Е.А.* // ФММ. — 1994. — **77**, N 1. — С. 40.
8. *Олемской А.И., Коплык И.В.* // УФН. — 1995. — **165**, N 10. — С. 1105.
9. *Олемской А.И., Торопов Е.А.* // ФММ. — 1991. — N 9. — С. 5.

¹Замедленный характер указанной перестройки выражается в трансформации экспоненциальных зависимостей в более плавные, например, степенные. Так, размер домена растет со временем t как $t^{1/2}$ (см. [8]).