Физика низких температур, 1995, т. 21, № 8, с.861–866 УДК 537.6

Особенности термодинамики фазовых переходов в системе с двумя каналами упорядочения.

Б. Я. Сухаревский, Э. А. Завадский

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

Статья поступила в редакцию 26 января 1995 г., после переработки 27 марта 1995 г.

Предложен модельный потенциал Ландау, учитывающий наличие и взаимодействие двух каналов упорядочения. Этому потенциалу отвечает фазовая диаграмма, являющаяся общим фрагментом фазовых диаграмм многих экспериментально изученных систем. Показано, что существование второго канала и взаимодействие параметров порядка, определяющих упорядочение по обоим каналам, являются непременными условиями коренного изменения термодинамических характеристик фазового перехода: знака кривизны линии равновесных переходов и границ лабильности упорядоченной и разупорядоченной по основному параметру порядка фаз; однократное на кривой фазового равновесия и двукратное на границах лабильности изменение знака теплового эффекта. Некоторые из этих особенностей наблюдаются на экспериментально построенных фазовых диаграммах, другие предсказаны и могут быть обнаружены при экспериментальном уточнении фазовых диаграмм.

Запропоновано модельний потенціал Ландау, що враховує наявність та взаємодію двох каналів упорядкування. Цьому потенціалу відповідає фазова діаграма, яка є спільним фрагментом фазових діаграм багатьох експериментально досліджених систем. Показано, що існування другого каналу та взаємодія параметрів порядку, що визначають упорядкування по двох каналах, є обов'язковою умовою докорінної зміни термодинамічних характеристик фазового переходу: знаку кривини ліній рівноважних переходів та меж лабільності упорядкованої та розупорядкованої з основного параметра порядку фаз; однократна на кривій фазової рівноваги та двократна на межах лабільності зміна знаку теплового ефекту. Деякі з цих особливостей спостерігаються на експериментально побудованих фазових діаграмах, інші передбачено та може бути виявлено під час експериментального уточнювання фазових діаграм.

Анализ имеющихся литературных данных показывает, что общим фрагментом диаграмм состояния (T, P) и/или (T, H) многих веществ, включая чистые металлы (например, La [1]), фторсиликаты ($MnSiF_6 \cdot 6H_2O$, $CoSiF_6 \cdot 6H_2O$ и др. [2,3]), кристаллы со структурой MnAs [4] и некоторые органические соединения [5,6], является модельная диаграмма, изображенная на рис. 1.

Не во всех цитированных работах приведены данные, которые позволили бы определить параметры порядка и составляемые из них инварианты. Общей особенностью приведенных в [1–6] диаграмм является наличие двух каналов упорядочения, один из которых реализуется как фазовый переход I рода (ФП I) или II рода (ФП II) и характеризуется существенно нелинейной зависимостью температуры ФП и границ лабильности от давления. Второй канал упорядочения приводит к ФП II.

Эта особенность имеет место и в случае структурных ФП, и тогда, когда один из них или оба связаны с упорядочением в магнитной подсистеме.

Цель данной работы — показать, что отмеченная нелинейность зависимости $T(P)$ обусловлена наличием второго канала упорядочения и связью между параметрами порядка двух каналов упорядочения. Для этого рассмотрим модельную диаграмму, представленную на рис. 1, которой отвечает модельный потенциал Ландау

$$\Phi = a_0\eta^2 + b\,\eta^4 + c\,\eta^6 + d\,\zeta^2 + f\,\zeta^4 - g\eta^2(d\,\zeta^2 + f\,\zeta^4)\,. \qquad (1)$$

Природа ФП и смысл параметров порядка η и ζ на данном этапе не существенны. Их равновесные значения находятся из условий равенства нулю первых производных Φ_η, Φ_ζ и неотрицательности главных миноров матрицы вторых производных. Миноры равны нулю на линии ФП II и границах лабильности ФП I:

$$\Phi_\eta = 0\,, \quad \Phi_\zeta = 0\,, \qquad (2)$$

$$\begin{vmatrix} \Phi_{\eta\eta} & \Phi_{\eta\zeta} \\ \Phi_{\eta\zeta} & \Phi_{\zeta\zeta} \end{vmatrix} > 0\,. \qquad (3)$$

Обсудим сначала более простой случай, отвечающий ФП II по обоим каналам — η и ζ (рис. 2).

© Б. Я. Сухаревский, Э. А. Завадский, 1995

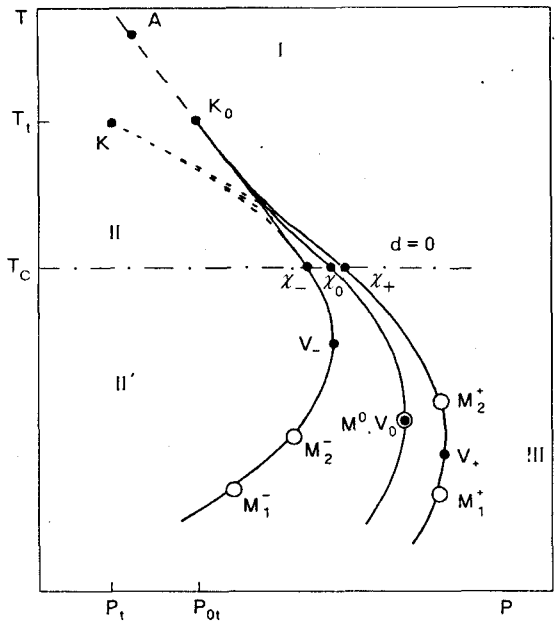

Рис. 1. Модельная диаграмма фазовых состояний: K_0 — трикритическая точка (T_t, P_{0t}); AK_0 — линия ФП II между Ф I и Ф II; $K_0\chi_-$, $K_0\chi_0$, $K_0\chi_+$ — линии L_-^0, L_0^0, L_+^0, относящиеся к ФП I между Ф I и Ф II; $K(T_t, P_t)$ — фиктивная трикритическая точка, полученная путем аналитического продолжения линии $L_0(\chi_0\, v_0)$ — равновесия фаз Ф II′ и Ф III и границ лабильности $L_-(\chi_-\, v_-\, M_1^-)$ и $L_+(\chi_+\, v_+\, M_1^+)$ в область $T > T_C$; $v_n(P_n^v, T_n^v)$ — вершины парабол L_n ($n = -, 0, +$); $M_{1,2}^n(T_{1n}^0, T_{2n}^0)$ — точки изменения знаков теплового эффекта на линиях L_n. На линии L_0 $M_1^0 = M_2^0 = v_0$. Штрих-пунктир $d = 0$ — линия ФП II по каналу $\zeta = 0 \to \zeta \neq 0$.

Из условий (2), (3) следует, что коэффициент a_0 должен зависеть от температуры T и давления P:

$$a_0 = \alpha[P - P_L + \gamma_0(T - T_L)] \ , \qquad (4)$$

(для диаграммы, показанной на рис. 2, $\alpha < 0$, $\gamma_0 < 0$); для b и d условия (2), (3) выполняются при более простых зависимостях:

$$b = \text{const} > 0 \ , \qquad (5)$$

$$d = \Delta(T - T_L) \ , \quad \Delta > 0 \ . \qquad (6)$$

Остальные коэффициенты в (1) положительны, и их можно считать постоянными.

Из $\Phi_\zeta = 0$ следует, что равновесными значениями параметра порядка ζ являются

при $T \geq T_L$

$$\bar{\zeta} = 0 \ , \qquad (7)$$

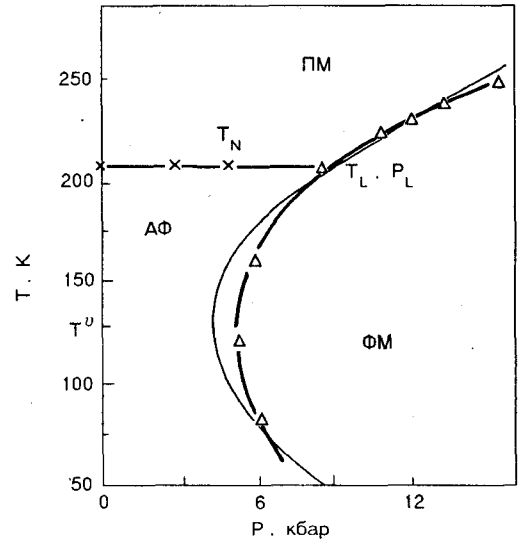

Рис. 2. Фазовая диаграмма $Mn_{0,94}Fe_{0,06}As$. Фазовые переходы между Ф I, Ф II и Ф III являются переходами II рода. Сплошная линия — теория; линии с экспериментальными точками — фазовая диаграмма $Mn_{0,94}Fe_{0,06}As$ [7].

при $T \leq T_L$

$$\bar{\zeta} = -\, d/2f = -\, (\Delta/2f)(T - T_L) \ . \qquad (8)$$

Решение (7) реализуется в фазе Ф I ($\bar{\eta} = 0$, $\bar{\zeta} = 0$) и Ф II при $T > T_L$. Его реализация в Ф II ($\bar{\eta} \neq 0, \bar{\zeta} = 0$) при $T < T_L$ возможна лишь при вытекающем из $\Phi_{\zeta\zeta} > 0$ условии $g \to \infty$, т.е. при сильной связи параметров порядка. Решение (8) отвечает Ф III ($\bar{\eta} = 0, \bar{\zeta} \neq 0$). В Ф II при $T > T_L$

$$\bar{\eta}^2 = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 3a_0\, c}}{3c} \ . \qquad (9)$$

Из (9) следует, что в Ф II вблизи линии ФП II, между Ф I и Ф II $a_0 = 0$, $\bar{\eta}^2 \approx -\, a_0/2b$. Как видно из (4), линия $a_0 = 0$ — прямая. При $T < T_L$ подстановка решения (8) в (1) дает

$$\Phi = (a_0 + gd^2/4f)\eta^2 + b\eta^4 + c\eta^6 - d^2/4f$$

или

$$\Delta\Phi = \Phi_{\text{II}} - \Phi_{\text{III}} = a\eta^2 + b\eta^4 + c\eta^6:$$

$$a = \alpha[P - P_L + \gamma_0(T - T_L) + \delta(T - T_L)^2] \ , \qquad (10)$$

$\delta \equiv gd\Delta^2/(4f\alpha) < 0$, поскольку $\alpha < 0$.

Ниже T_L прямая $a_0 = \alpha(P - P_L + \gamma_0(T - T_L))$ плавно продолжается параболой $a = 0$. Ее уравнение

$$P - P^v = -\delta(T - T^v)^2 , \qquad (11)$$

где T^v, P^v — координаты вершины параболы.

$$T^v - T_L = -\frac{\gamma_0}{2\delta} , \quad P^v - P_L = \frac{\gamma_0^2}{4\delta} , \qquad (12)$$

$T_L = T_N$, P_L — координаты точки Лифшица.

На рис. 2 изображены расчетные зависимости $T = f(P)$, определяемые условиями $a_0 = 0$ и $a = 0$. Парабола $a = 0$ построена с помощью формул (12) по значениям T_L, P_L, T^v и γ_0 экспериментальной диаграммы состояний кристалла $Mn_{0,94}Fe_{0,06}As$ [7], фрагмент которой приведен на этом же рисунке.

Фазовые переходы в этом веществе близки к переходам второго рода. Параметры порядка имеют смысл $\eta \sim \mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$; $\zeta \sim \mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$. ($\mathbf{M}_1$, $\mathbf{M}_2$ — намагниченности подрешеток). Как видно из рис. 2, потенциал (1) достаточно хорошо описывает экспериментальную диаграмму, что оправдывает пренебрежение в (1) градиентными слагаемыми.

Вернемся к рис. 1, построенному для случая, когда по каналу $\eta = 0 \to \eta \neq 0$ имеет место ФП I.

На рис. 1 $K_0(T_t, P_{0t})$ является трикритической точкой. Ее аналогом на реальных фазовых диаграммах в зависимости от характера параметра η может быть поликритическая точка, образующаяся при пересечении линий L_n ($n = -, 0, +$; границе лабильности Ф I отвечает линия L_-, линии равновесных переходов Ф I → Ф II — L_0 и границе лабильности Ф II — линия L_+) с линией ФП в другую упорядоченную фазу. Возможно также отсутствие пересечений линий L_n при конечных P и T. В этом случае K_0 является совокупностью трех близких точек $K_{0n}(T_{tn}, P_{0t})$, различием между которыми можно пренебречь при достаточном удалении K_{0n} от V_n.

Примем

$$a_0 = \alpha(P - P_{0t} + \gamma_0(T - T_t)) . \qquad (13)$$

Для модельной диаграммы на рис. 1 $\alpha > 0$ и $\gamma_0 > 0$.

$$b = \beta(T - T_t) , \ \beta > 0 , \qquad (14)$$

$$d = \Delta(T - T_C) , \ \Delta > 0 . \qquad (15)$$

Равновесное значение $\zeta = \bar{\zeta} = 0$ при $T \geq T_C$.

При $T \leq T_C$

$$\bar{\zeta}^2 = \cdot \ (\Delta/2f)(T - T_C) . \qquad (16)$$

Решение (7) реализуется в Ф I и Ф II, (16) — в Ф III: ФП Ф I → Ф II при $T > T_t$ и $P < P_{0t}$ является ФП II, происходящим на прямой $a_0 = 0$, которая в области ФП I (при $T \leq T_t$) становится границей лабильности L_-^0. Линии L_0^0 отвечает условие $b^2 - 4a_0c = 0$, а линии L_+^0 — $b^2 - 3a_0c = 0$. Эти линии имеют вид парабол, прогнутых к оси давлений,

$$P - P_{0t} = A_n(T - T_t)^2 - \gamma_0(T - T_t) , \qquad (17)$$

где $n = (0, +)$;

$$A_0 \equiv \frac{\beta^2}{4\alpha c} ; \quad A_+ \equiv \frac{\beta^2}{3\alpha c} . \qquad (18)$$

Подставив (16) в (1), получим при $T < T_C$

$$\Delta\Phi = \Phi_{II'} - \Phi_{III} = a\eta^2 + b\eta^4 + c\eta^6 , \qquad (19)$$

где

$$\bar{\Phi}_{III} = -\frac{\Delta^2}{4f}(T - T_C)^2 ,$$

$$a = a_0 + \frac{g\Delta^2}{4f}(T - T_C)^2 . \qquad (20)$$

Используя (13) и обозначив

$$P_t = P_{0t} - \delta(T_t - T_C)^2 ;$$

$$\gamma = \gamma_0 + 2\delta(T_t - T_C) , \qquad (21)$$

$$\delta \equiv g\Delta^2/4fa ,$$

получим

$$a = \alpha\,[P - P_t + \gamma(T - T_t) + \delta(T - T_t)^2] . \qquad (22)$$

Таким образом, потенциал (1) приведен к виду, принятому нами в работе [8]. Как отмечено в [8], линии L_n ($n = -, 0, +$) для такого потенциала являются параболами

$$P - P_n^v = -(\delta - A_n)(T - T_n^v)^2 , \qquad (23)$$

где P_n^v, T_n^v — координаты их вершин:

$$T_n^v = T_t - \frac{\gamma}{2(\delta - A_n)} ,$$

$$P_n^v = P_t + (\delta - A_n)(T_n^v - T_t)^2 .$$

Для $\delta > A_n$ ($A_- = 0$, A_0 и A_+ (см. (10)) эти параболы имеют вид, показанный на рис. 1.

Напомним, что в [8] наличие квадратичного по $T - T_t$ слагаемого в (22) постулировано, а в данной работе оно появилось благодаря наличию канала ФП по параметру порядка ζ и связи параметров порядка η и ζ, учитываемой в потенциале (1).

Отметим, что между этими двумя «способами» введения в разложение коэффициента a по температуре квадратичного слагаемого есть принципиальное различие.

Дело в том, что, как следует из (23), на линии L_0

$$\frac{dP}{dT} = -2(\delta - A_0)(T - T_0^v) \qquad (24)$$

обращается в нуль в вершине параболы ($T = T_0^v$) и имеет разные знаки при $T > T_0^v$ и $T < T_0^v$. Поскольку для линии равновесия фаз L_0 выполняется формула Клапейрона—Клаузиуса $dP/dT = \Delta S/\Delta V$, то при переходе через $T = T_0^v$ изменяется знак теплового эффекта ФП I $q = T_0 \Delta S$. Скачок объема не может быть причиной обращения в нуль dP/dT, так как ΔV — конечная величина.

Насколько нам известно, существует лишь одна система с одним каналом ФП, в которой на равновесной линии ФП I происходит изменение знака скачка энтропии и имеет место $\Delta S(T_0^v) = 0$. Это явление наблюдается при кристаллизации ^{3}He ($T_0^v = 0{,}3$ K, $P_0^v = 29{,}3$ атм), имеет квантовую природу и называется эффектом Померанчука [9].

При наличии двух каналов упорядочения изменение знака теплового эффекта непосредственно следует из потенциала (1):

$$\Delta H = \Delta\Phi + T\Delta S \; ; \quad \Delta S = -\bar{\eta}^2 \frac{\partial a}{\partial T} - \bar{\eta}^4 \frac{\partial b}{\partial T} \; . \qquad (25)$$

На линии L_0 $\Delta\Phi = \Delta\Phi_0 = 0$, $\bar{\eta}^2 = \eta_0^2 = -b/2c$, что приводит к

$$\Delta S_0 = \frac{\beta\alpha}{c}(\delta - A_0)(T - T_t)(T - T_0^v) \; . \qquad (26)$$

Изменение знака ΔS_0 происходит при температуре $T_0^0 = T_0^v$.

Скачок объема на линии L_0

$$\Delta V_0 = \eta_0^2 \frac{\partial a}{\partial P} = -\frac{\beta\alpha}{2c}(T - T_t) \; ,$$

так что $dP/dT = \Delta S_0 / \Delta V_0$ совпадает с (24).

Легко показать, что, если ФП по параметру порядка η является ФП II (как на рис. 2), то

$$\frac{dP}{dT} = 2\delta(T^v - T) = \frac{\Delta C_P}{VT\Delta\beta_P} \qquad (27)$$

(ΔC_P — скачок теплоемкости; $\Delta\beta_P$ — скачок коэффициента теплового расширения), при $T = T^v$ — вершина параболы линии ФП II $a = 0$, ΔC_P обращается в нуль. В этом случае следует ожидать симметричную λ-аномалию теплоемкости при пересечении линии $a = 0$ в точке T^v.

Аналогичным образом можно рассчитать скачки энтальпии на линиях L_- и L_+. Заранее ясно, что на линии L_- при $T < T_t$ ΔH_- содержит отрицательное слагаемое

$$\Delta\Phi_- = \frac{4b^3}{27c^2} = \frac{4\beta^3}{27c^2}(T - T_t)^3 \; , \qquad (28)$$

и поэтому температура, при которой $\Delta H_- = 0$, лежит ниже T_-^v: $T_-^0 < T_-^v$. Напротив, наличие при $T < T_t$ положительного слагаемого в ΔH_+

$$\Delta\Phi_+ = -\frac{b^3}{27c^2} = -\frac{\beta^3}{27c^2}(T - T_t)^3 \qquad (29)$$

должно сместить точку T_+^0 вверх по оси температур.

Теплота ФП из Ф III в Ф II на линии L_- равна

$$\Delta H_- = \frac{4\beta\alpha}{3c}(T - T_t) \times$$

$$\times \left[\frac{1}{3}A_+(T - T_t)^2 + (\delta - A_+)T(T - T_+^v)\right] \qquad (30)$$

при $T \geq T_+^v$ и при $T \to 0$ величина ΔH_- отрицательна, т.е. при ФП Ф III → Ф II в этих областях теплота *выделяется*. Скачок энтальпии ΔH_- может изменить знак, если квадратный трехчлен в (30) имеет вещественные неравные корни T_{1-}^0 и T_{2-}^0: $0 < T_{1-}^0 < T_{2-}^0 < T_+^v$. В этом случае между ними $\Delta H_- > 0$, и при ФП Ф III → Ф II теплота *поглощается*. В интервалах $T_C < T < T_t$ при ФП Ф I → Ф II и $T_{2-}^0 < T < T_C$, а также $0 < T < T_{1-}^0$ при ФП Ф III → Ф II теплота выделяется.

Скачок энтальпии на линии L_+

$$\Delta H_+ = \frac{\beta\alpha}{3c}(T - T_t) \times$$

$$\times \left[-\frac{1}{3}A_+(T - T_t)(4T - T_t) + 2\delta T(T - T_-^v)\right] \; . \qquad (31)$$

Простыми преобразованиями можно показать, что (31) тождественно формуле

$$\Delta H_+ = \frac{\beta\alpha}{3c}(T - T_t) \times$$

$$\times \left[\frac{1}{3}A_+(T - T_t)(2T + T_t) + 2(\delta - A_+)T(T - T_+^v)\right]. \quad (32)$$

Из (31),(32) следует, что если один из корней квадратного трехчлена T_{2+}^0 находится в области $T > T_t/4$, то $T_-^v > T_{2+}^0 > T_+^v$, поскольку $\Delta H_+(T_-^v) < 0$, а $\Delta H_+(T_+^v) > 0$.

На линии L_+ ФП Ф II → Ф III происходит с выделением теплоты при $T < T_{2+}^0$ и поглощением при $T_{2+}^0 < T < T_C$.

При $T_t > T > T_C$ реализуется ФП Ф II → Ф I, и на линии L_+^0

$$\Delta H_+^0 =$$

$$= \frac{\beta\alpha}{3c}(T - T_t)\left[-\frac{1}{3}A_+(T - T_t)(4T - T_t) + \gamma_0 T\right]. \quad (33)$$

Эта величина при $T < T_t$ отрицательна, так что на линии L_+^0 теплота поглощается.

Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными, показанными на рис. 3 — фрагменте фазовой диаграммы $MnSiF_6 \cdot 6H_2O$ [3]. Разупорядоченная Ф I ($\eta = 0$, $\zeta = 0$) относится к пространственной группе $R\bar{3}m$. Фазовый переход первого рода в Ф II ($P2_1/c$) происходит с мультипликацией ячейки и понижением порядка группы симметрии в три раза, что приводит к трехкомпонентному параметру порядка $\vec{\eta} = \eta_1, \eta_2, \eta_3$ и наличию инвариантов $\eta_1^2 + \eta_2^2 + \eta_3^2$, $\eta_1\eta_2\eta_3$, $\eta_1^4 + \eta_2^4 + \eta_3^4$ и т.д. Переход Ф I → Ф II отвечает соотношениям $\eta_1 = \eta$, $\eta_2 = \eta_3 = 0$, приводящим потенциал $\Phi(\eta)$ к виду $\Phi(\eta) = a\eta^2 + b\eta^4 + c\eta^6$. Фазовый переход второго рода при $T = T_C$ из Ф I в Ф III также является структурным. Авторы [3] отмечают, что в Ф III сохраняется тригональная ось. Если ФП Ф I → Ф III происходит по тому же представлению, что и Ф I → Ф II, то, в силу наличия в Ф III тригональной оси, мы бы получили $\eta_1 = \eta_2 = \pm\eta_3$. Но в этом случае сохраняется инвариант 3-го порядка, что невозможно при ФП II. Следовательно, этот ФП, приводящий к понижению симметрии до $R\bar{3}$, $P3$ или $P3m$, происходит по другому представлению; в любом из этих случаев ему отвечает однокомпонентный параметр порядка ζ и инварианты его четные степени, так что $\Phi(\zeta) = d\zeta^2 + f\zeta^4$.

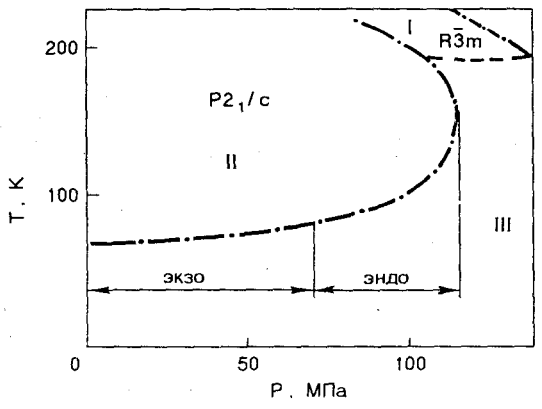

Рис. 3. Фрагмент диаграммы фазовых состояний $MnSiF_6 \cdot 6H_2O$. Штрих-пунктирные кривые — границы лабильности, пунктир — линия ФП II.

Полагая, что $\Phi(\eta, \zeta) = \Phi(\eta) + \Phi(\zeta) - g\eta^2\Phi(\zeta)$, получаем потенциал (1). Он отличается от общепринятого модельного потенциала с двумя параметрами порядка и связью между ними видом последнего слагаемого: $-g\eta^2\Phi(\zeta)$ в настоящей работе и $-K\eta^2\zeta^2$ во многих других публикациях. При $K \sim d$ коэффициент a_0 перенормируется в a аналогично (20), но одновременно перенормируется и коэффициент b. Это приводит к тому, что уравнения линий L_0 ($b^2 - 4ac = 0$) и L_+ ($b^2 - 3ac = 0$) становятся полными уравнениями 4-й степени по $(T - T_t)$, что затрудняет их анализ и построение.

Экспериментально найденная линия L_- на рис. 3 имеет вид параболы. На ее нижней ветви обнаружена точка, в которой поглощение теплоты сменяется при понижении температуры ее выделением. Это корень T_{1-}^0. Можно с уверенностью предсказать, что на этой ветви при дополнительных исследованиях будет установлена еще одно изменение знака энтальпии; что линия L_+ в области давлений, выходящих за пределы фрагмента диаграммы, представленной на рис. 3, преобразуется в параболу. Температура ее вершины будет ниже, а давление выше соответствующих координат вершины параболы L_-.

Условие (3) для Ф II ($\eta \neq 0$, $\zeta = 0$) при $T < T_C$ ($d < 0$) выполняется при $1 - g\eta^2 < 0$, т.е. $g > 1/\eta_{\min}^2$. Минимальное значение η^2 достигается на линии L_+ ($\eta_{\min}^2 = -b/3c$), следовательно, при $g > -3c/b$ в областях стабильности и метастабильности фазы с $\eta \neq 0$ параметр $\zeta = 0$.

Если коэффициент связи $g < 1/\eta_{\min}^2$, то область Ф II при $T < T_C$ делится на две подобласти, Ф II и

Ф II′. В случае $g < 1/\eta_{max}^2$ Ф II′ занимает всю область левее L_+ и ниже T_C.

В области Ф II′ отличны от нуля оба параметра порядка η и ζ. Если, например, η определяет ферромагнитное, а ζ антиферромагнитное упорядочение, то Ф II′ является ферримагнетиком или имеет спиральную магнитную структуру в отличие от чистой ферромагнитной Ф II, что можно обнаружить при изучении магнитных свойств этих фаз.

Следует отметить, что результаты, полученные при анализе потенциала (1), сохраняются, если коэффициенты b и d зависят не только от температуры, но и от давления. Кроме того, ФП по каналу $\zeta = 0 \to \zeta \neq 0$ (между Ф I и Ф III) может быть ФП I, но со скачком ζ, составляющим небольшую долю его полного изменения при $T < T_C$. Отказ от перечисленных ограничений лишь усложняет расчеты и лишает полученные результаты простоты и наглядности.

Отметим некоторые результаты, полученные в настоящей работе.

1. Параболический характер линий равновесия фаз и границ лабильности для ФП I обусловлен существованием ФП по второму каналу и связью параметров порядка, характеризующих оба канала.

2. На основе анализа термодинамических функций на линиях ФП I установлено, что изменение знака теплового эффекта происходит в вершине параболы лишь для равновесной кривой в соответствии с формулой Клапейрона—Клаузиуса. На каждой границе лабильности возможна двукратная смена тепловыделения и теплопоглощения, и соответствующие температуры смещены по отношению к температурам вершин парабол, отвечающим границам лабильности. Эти термодинамические особенности также обусловлены наличием и взаимодействием двух каналов упорядочения.

Авторы благодарны В. Н. Васюкову и И. П. Величко за помощь в оформлении статьи.

1. O. Shulte and W. B. Holzapfel, *Phys. Lett.* A131, 38 (1988).
2. S. K. Asadov, E. A. Zavadskii, V. I. Kamenev, and B. M. Todris, *Physica* B102, 167 (1992).
3. С. К. Асадов, И. М. Витебский, Э. А. Завадский, В. И. Каменев, Б. М. Тодрис, К. В. Каменев, *Препринт ДонФТИ-93-4* (1993).
4. В. И. Вальков, Э. А. Завадский, В. М. Смирнов, *ФТТ* 18, 267 (1976).
5. A. Ya. Goldman, *Proc. XI Airapt Inter. Conf.*, Kiev, v. 4, p. 250 (1989).
6. P. E. Cladis, R. K. Bogardus, W. P. Daniels, and G. N. Tailor, *Phys. Rev. Lett.* 39, 720 (1977).
7. И. Ф. Грибанов, Э. А. Завадский, *Препринт ДонФТИ-78-1*, (1978).
8. Э. А. Завадский, Б. Я. Сухаревский, *ФНТ* 21, 856 (1995).
9. И. Я. Померанчук, *ЖЭТФ* 20, 919 (1950).

Peculiar features of thermodynamics of phase transitions in systems with two channels of ordering

B. Ya. Sukharevskii and E. A. Zavadskii

A model Landau potential is proposed which involves the existence and interaction of two ordering channels. The potential is consistent with the phase diagram that is a common fragment of the phase diagrams of many measured systems. It is shown that the existence of the second channel and the interaction between the order parameters defining the ordering through both channels are essential prerequisites to radical changes in the thermodynamic characteristics of phase transition; in the sign of the line curvature of equilibrium transitions and lability boundaries ordered and disordered in the principal order parameter of the phases; and to the change in thermal effect sign which is single in the phase equilibrium curve and double in the lability boundaries. Some of these peculiarities can be observed in the experimental phase diagrams and the others are predicted and can be detected by refining the phase diagrams in experiments.