

6. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М., 1962.
7. Брагинский В. Б., Панов В. И. //ЖЭТФ. 1971. 61, № 3(9). С. 873.
8. Яковлева Э. С., Якутович М. В. //ЖТФ. 1935. 5, № 10. С. 1744.
9. Курлаев А.Р., Сидорин Ю.В. //ДАН. 1990. 311. С. 609.

10. Судзуки Т., Есиага Х., Таксуги С. Динамика дислокаций и пластичность. М., 1989.
11. Foreman A. J. E., Makin M. J. //Phil. Mag. 1966. 14. P. 911
12. Cagnoli G., Gammaitoni L., Marchesoni F., Segoloni D. // Phil. Mag. 1993. A68. P. 865.

Поступила в редакцию  
26.06.96

## ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 536.717; 537.226.33

# УСТОЙЧИВОСТЬ ФАЗ В МОДЕЛИ ГИНЗБУРГА—ДЕВОНШИРА

Г.В.Белокопытов

(кафедра физики колебаний)

Рассмотрен термодинамический потенциал, имеющий вид, традиционный в теории сегнетоэлектрических фазовых переходов (ФП) в титанате бария. Доказано, что этот потенциал допускает существование моноклинной фазы. Выяснены физические причины ее отсутствия в  $\text{BaTiO}_3$ . Определены условия, для которых скачок поляризации при ФП на поверхности равновесия полярных фаз пренебрежимо мал.

Феноменологический анализ сегнетоэлектрических свойств титаната бария базируется на представлении термодинамического потенциала в виде полинома шестой степени по поляризации:

$$\begin{aligned} \Phi_P = & \Phi_0 + \alpha P^2 + \frac{1}{2}\beta_1 P^4 + \\ & + \beta_2 (P_x^2 P_y^2 + P_y^2 P_z^2 + P_z^2 P_x^2) + \frac{1}{3}\gamma_1 P^6 + \\ & + \gamma_2 [P_x^4 (P_y^2 + P_z^2) + P_y^4 (P_x^2 + P_z^2) + P_z^4 (P_x^2 + P_y^2)] + \\ & + \gamma_3 P_x^2 P_y^2 P_z^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $P^2 = P_x^2 + P_y^2 + P_z^2$ . В общей теории фазовых переходов (теория Ландау—Гинзбурга—Девоншира, см. напр. [1]) потенциал (1) представляет собой частную модель, которую также целесообразно называть моделью Гинзбурга—Девоншира (ГД), поскольку именно в их работах [2,3] разложение (1) было впервые успешно применено к описанию фазовых переходов в  $\text{BaTiO}_3$  (см. также [4,5]).

Несмотря на то значение, которое имеет модель ГД в описании сегнетоэлектриков с кубической парафазой, до сих пор отсутствует систематическое описание областей устойчивости фаз в зависимости от параметров модели. Цель настоящей работы — устранить отмеченный недостаток.

## 1. Стационарные состояния и границы их устойчивости

Прямой путь для единообразного вывода фаз состоит в отыскании всех возможных минимумов потенциала  $\Phi_P(P_x, P_y, P_z)$ . Эту процедуру удобно выполнить в сферических координатах:

$$P_x = P \cos \phi \sin \theta, \quad P_y = P \sin \phi \sin \theta, \quad P_z = P \cos \theta. \quad (2)$$

Подставив (2) в (1), имеем

$$\Phi_P = \Phi_1(P^2) + \Phi_2(P, \theta, \phi), \quad (3)$$

где  $\Phi_1(P^2) = \alpha P^2 + \frac{1}{2}\beta_1 P^4 + \frac{1}{3}\gamma_1 P^6$  — изотропная часть потенциала,  $\Phi_2(P, \theta, \phi) = \beta_2 P^4 [F_1(y, z) + \xi F_2(y, z) + \eta F_3(y, z)]$  — анизотропный вклад, причем  $\xi = \gamma_2 P^2 / \beta_2$ ,  $\eta = \gamma_3 P^2 / \beta_2$ ,  $y = \sin^2 \theta$ ,  $z = \sin^2 \phi$ , а также

$$F_1 = z(1-z)y^2 + y(1-y),$$

$$F_2 = y^2 \{z(1-z)y + [1-2z(1-z)](1-y)\} + (1-y)^2 y,$$

$$F_3 = z(1-z)y^2(1-y).$$

Исследуя зависимость  $\Phi_P$  от угловых координат, трудно установить, что экстремумы имеют место, если

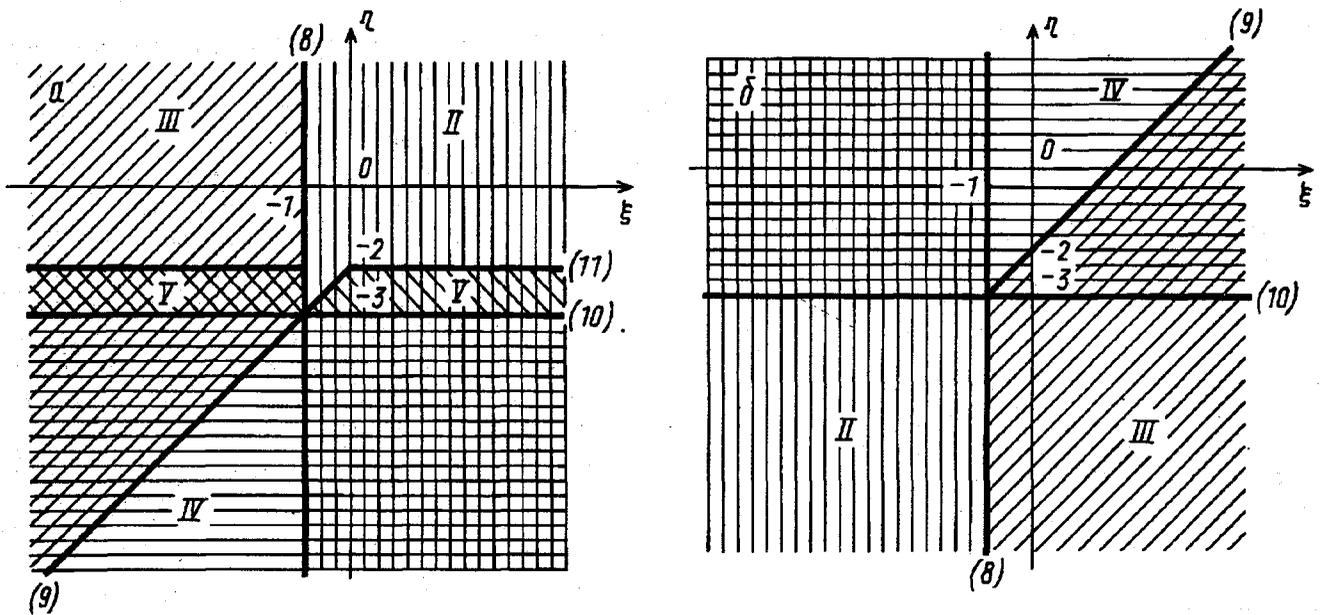


Рис.1. Области устойчивости полярных фаз для  $\beta_2 > 0$  (а) и  $\beta_2 < 0$  (б): II — тетрагональная, III — орторомбическая, IV — ромбоэдрическая, V — моноклиная фазы. В скобках указаны номера уравнений для граничных линий устойчивости

1)  $P = 0$ , а также если  $z = \frac{1}{2}$ , и при этом II)  $y = 0$ , что соответствует тетрагональной фазе:  $P_z = P_{II}$ ,  $P_x = P_y = 0$ ; III)  $y = 1$  — орторомбическая фаза:  $P_x = P_y = P_{III}/\sqrt{2}$ ,  $P_z = 0$ ; IV)  $y = 2/3$  — ромбоэдрическая фаза:  $P_x = P_y = P_z = P_{IV}/\sqrt{3}$ ; V) наконец, возможна моноклиная фаза (V), для которой

$$y = \frac{2(\xi + 1)}{3\xi - \eta} \quad (4)$$

На возможность существования моноклиной фазы (V) было указано в работе [6], однако ее количественные характеристики определены не были.

Величина равновесной поляризации  $P_A$  ( $A = II, \dots, V$ ) находится из уравнения

$$\alpha_A + \beta_A P_A^2 + \gamma_A P_A^4 = 0. \quad (5)$$

Для фаз II, III, IV параметры  $\alpha_A$ ,  $\beta_A$  и  $\gamma_A$  хорошо известны:  $\alpha_{II} = \alpha$ ,  $\beta_{II} = \beta_1$ ,  $\beta_{III} = \beta_1 + (1/2)\beta_2$ ,  $\beta_{IV} = \beta_1 + (2/3)\beta_2$ ,  $\gamma_{II} = \gamma_1$ ,  $\gamma_{III} = \gamma_1 + (3/4)\gamma_2$ ,  $\gamma_{IV} = \gamma_1 + (2/3)\gamma_2 + (1/9)\gamma_3$ . Для фазы V расчет дает

$$\begin{aligned} \alpha_V &= \alpha - \frac{\beta_2^2 \gamma_3}{(3\gamma_2 - \gamma_3)^2}, \\ \beta_V &= \beta_1 + \frac{2\beta_2 \gamma_2 (3\gamma_2 - 2\gamma_3)}{(3\gamma_2 - \gamma_3)^2}, \\ \gamma_V &= \gamma_1 + \frac{3\gamma_2^2 (2\gamma_2 - \gamma_3)}{(3\gamma_2 - \gamma_3)^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Необходимые и достаточные условия устойчивости для фаз I-IV хорошо известны [5]. Для полярных фаз II-IV они подразделяются на две группы. Первую группу составляют неравенства, которые можно назвать условиями продольной устойчивости, поскольку их смысл —

положительность продольных, т.е. направленных вдоль вектора спонтанной поляризации, компонент диэлектрической восприимчивости:

$$\beta_A + 2\gamma_A P^2 > 0. \quad (7)$$

Условия (7) отделяют области устойчивости полярных фаз от области устойчивости неполярной фазы, причем при ФП 1-го рода возможно сосуществование нескольких фаз.

Оставшиеся условия (поперечной устойчивости) устанавливают границы сосуществования различных полярных фаз. Их удобно записать, переходя ко введенным выше параметрам  $\xi$  и  $\eta$ :

$$\text{(фаза II)} \quad \beta_2(1 + \xi) > 0, \quad (8)$$

$$\text{(фаза III)} \quad \beta_2(1 + \xi) < 0, \beta_2 \left[ 1 + \frac{1}{2}(\eta - \xi) \right] > 0, \quad (9)$$

$$\text{(фаза IV)} \quad \beta_2 \left( 1 + \frac{1}{3}\eta \right) < 0. \quad (10)$$

Исследование условий существования и устойчивости моноклиной фазы V показывает, что условие продольной устойчивости также имеет вид (7), а условия поперечной устойчивости для фазы V — вид

$$\beta_2(\eta + 2) < 0, \quad \beta_2(\eta + 3) > 0. \quad (11)$$

Очевидно, что моноклиная фаза может существовать только при  $\beta_2 > 0$ . Кроме того, по смыслу переменной  $y$  ( $y = \sin^2 \theta$ ) должно быть  $0 \leq y \leq 1$ , откуда следует

$$(\xi + 1)(\xi - 2 - \eta) > 0. \quad (12)$$

## 2. Плоскость параметров $(\xi, \eta)$ и переходы между полярными фазами

Сосуществование полярных фаз и их эволюцию при изменении температуры удобно представлять на плоскости переменных  $(\xi, \eta)$  (рис.1). При этом вначале не

будем принимать во внимание существование моноклинной фазы.

Пусть сразу после перехода в полярную фазу состоянию кристалла отвечает некоторая точка  $A$ . При понижении температуры поляризация растет и, соответственно, радиус-вектор изображающей точки увеличивается (для этого требуется, чтобы  $\frac{d}{dT}(P_A^2/\beta_2) < 0$ , что заведомо выполняется, если зависимость  $\beta_2(T)$  слабая). Если при этом отношение  $\gamma_3/\gamma_2$  также не зависит от температуры, то изображающая точка будет перемещаться по лучу, проходящему из начала координат через  $A$ . Пересечению лучом границы устойчивости фазы будет соответствовать ФП первого рода в полярную фазу с другой симметрией. Поскольку в действительности при ФП величина  $P_A$  испытывает скачок, то хотя изображающая точка и остается на луче  $OA$ , но ее координаты терпят разрыв (рис.2). При этом в областях сосуществования фаз изображающая точка может дважды проходить одни и те же координаты. Различным фазам соответствуют разные ветви зависимости  $P_A(\alpha)$ , так как поляризация является кусочно-монотонной, но, вообще говоря, неоднозначной функцией параметра  $\alpha$  и, соответственно, температуры.

Из диаграмм рис. 1 очевидны необходимые условия реализации последовательностей ФП различных типов. Так, при  $\beta_2 > 0$  для перехода из тетрагональной фазы в ромбическую необходимо, чтобы  $\gamma_2 < 0$ , а для перехода из тетрагональной фазы в ромбоэдрическую  $\gamma_3 < 0$ . Для того чтобы в кристалле при понижении температуры могла иметь место последовательность фаз II-III-IV, должны дополнительно выполняться неравенства:

$$1/3 < \gamma_2/\gamma_3 < 1. \quad (13)$$

Аналогичным образом при  $\beta_2 < 0$  для реализации цепочки ФП IV-III-II необходимыми условиями являются  $\gamma_2 < 0$ ,  $\gamma_3 < 0$  и  $\gamma_3/\gamma_2 > 1/3$ .

Итак, в модели ГД при понижении температуры смена фаз может происходить только в определенной последовательности, которая зависит от знака  $\beta_2$ . Целый ряд вариантов смены фаз оказывается запрещенным, например, последовательность II-IV-III и IV-II-III. Для всего множества сегнетоэлектриков со структурой перовскита, имеющих кубическую парафазу [8], нет ни одного случая нарушения последовательности ФП, который можно было бы трактовать как несоответствие картине рис.1 (антисегнетоэлектрические и магнитные ФП, разумеется, исключены). Нарушение запретов из-за существенной зависимости от температуры коэффициентов  $\beta_2$ ,  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$  маловероятно. В качестве примера на рис.3 представлена траектория изображающей точки  $LH$ , рассчитанная для  $BaTiO_3$  с использованием значений температурно-зависимых констант (1), определенных в [7]. Несмотря на значительное изменение величин  $\beta$  и  $\gamma$  в интервале температур  $+150 \dots -150^\circ C$  траектория довольно слабо отклоняется от прямой и все выводы изложенного анализа остаются в силе.

Рассмотрение ФП в сегнетоэлектриках семейства пе-

ровскита с помощью плоскости  $(\xi, \eta)$  было впервые предложено в работе [6], однако произведенное там разбиение фазовой плоскости содержало ошибки. В настоящей работе эти ошибки устранены.

Следуя [6], отметим также связь между изменением температур ФП в зависимости от состава сегнетоэлектрических твердых растворов и эволюцией траекторий на плоскости  $(\xi, \eta)$  при непрерывном изменении параметров системы. Так, наблюдаемое сближение температур ФП в твердых растворах состава  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  при уменьшении концентрации бария указывает на то, что при этом траектории на диаграмме  $(\xi, \eta)$  приближаются к кратной точке  $A_0(-1, -3)$ .

Условия поперечной устойчивости, которые определяют области существования низкотемпературных фаз, не зависят критическим образом от  $\beta_1$ , и смена знака коэффициента  $\beta_1$ , в отличие от  $\beta_2$ , не приводит к качественной перестройке областей их существования. Так, в системе  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  происходит смена рода ФП из кубической фазы: для  $x > 0,4$  — переход первого рода ( $\beta_1 < 0$ ), для  $x < 0,4$  — переход второго рода ( $\beta_1 > 0$ ) [9]. Однако никаких особенностей на фазовой диаграмме при  $x \simeq 0,4$  не отмечается.

### 3. Условия скачка поляризации и линии равновесия фаз

Если бы переходы между полярными фазами происходили без скачка поляризации, то представленная выше картина эволюции состояния системы как движения изображающей точки на плоскости  $(\xi, \eta)$  (см.рис.1) была бы универсальной, а сами состояния и условия ФП определялись только двумя параметрами:  $\xi$  и  $\eta$ , которые являются не более чем двузначными функциями констант разложения (1). В действительности практически всегда имеется скачок поляризации, что усложняет картину и приводит к тому, что наряду с  $\xi$  и  $\eta$  придется учитывать влияние еще двух параметров анизотропии —  $B$  и  $\Gamma$  ( $B = \beta_2/\beta_1$ ,  $\Gamma = \gamma_2/\gamma_1$ ).

Для уточнения ситуации прежде всего необходимо учесть ограничения, следующие из условий продольной устойчивости. Поскольку при ФП из парафазы первого рода ( $\beta_2 > 0$ ) из (5) следует:  $P_A^2 > -\beta_A/2\gamma_A$ , изображающая точка на плоскости  $(\xi, \eta)$  в фазе II может находиться только при  $\xi < \xi_-^{II}$ , где

$$\xi_-^{II} = -\frac{\Gamma}{2B}. \quad (14)$$

Аналогично, для фазы III:  $\xi < \xi_-^{III}$ , где

$$\xi_-^{III} = -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{B} + \frac{1}{2} \right) / \left( \frac{1}{\Gamma} + \frac{3}{4} \right). \quad (15)$$

Для фазы IV:  $\eta > \eta_-^{IV}$ , причем  $\eta_-^{IV}$  определяется соотношением

$$\eta_-^{IV} = -\left( \frac{9}{\Gamma} + 6 \right) \xi - \frac{1}{2} \left( \frac{9}{B} + 6 \right). \quad (16)$$

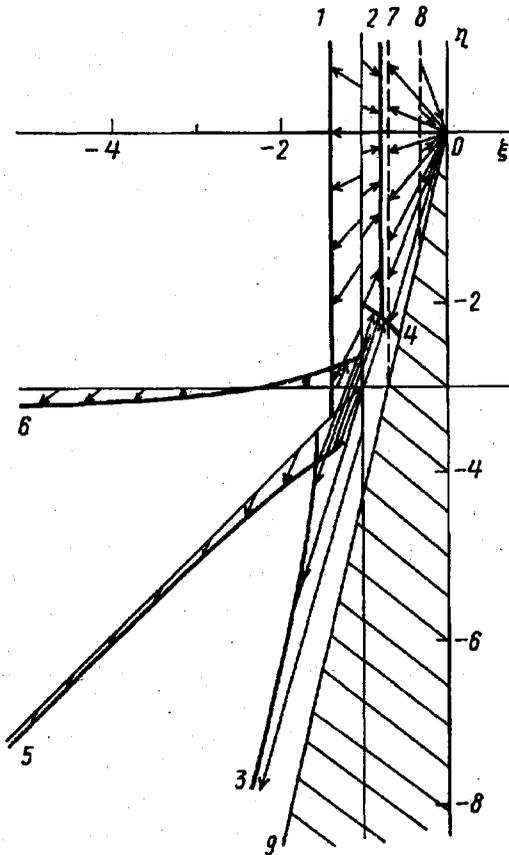


Рис.2

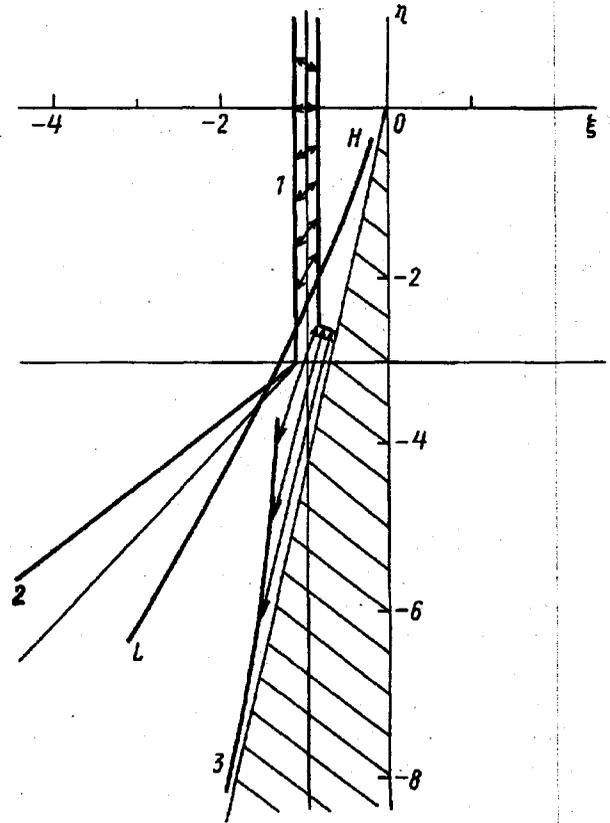


Рис.3

Рис.2. Границы скачка устойчивой фазы  $A$  (линии скачка поляризации для ФП ( $A - B$ ) с  $\beta_2 > 0$ ,  $\Gamma = -\frac{5}{6}$ ,  $B = -\frac{11}{9}$ ): 1 — переход II-III, 2 — III-II, 3 — II-IV, 4 — IV-II, 5 — III-IV, 6 — IV-III, 7 — I-II ( $\xi = \xi_+^I$ ), 8 — II-I ( $\xi = \xi_-^I$ ), 9 —  $\eta(\xi) = \eta_-^{IV}$  — заштрихован сектор неустойчивости (16)

Рис.3. Линии равновесия фаз  $A - B$  (для  $\beta_2 > 0$ ,  $\Gamma = -\frac{5}{6}$ ,  $B = -\frac{11}{9}$ ): 1 — I-II, 2 — III-IV, см. (22), 3 — II-IV. LH — траектория изображающей точки для  $\text{BaTiO}_3$ , рассчитанная с использованием параметров [7]

Если переход из парафазы в сегнетофазу второго рода, то ограничения (14)–(16) места не имеют: поляризация  $P_A$  и, следовательно,  $\xi$  и  $\eta$  растут непрерывно от нуля.

Вместе с тем независимо от рода перехода из условий (7) также следует  $\gamma_A > 0$ . При  $A = \text{II}$  это означает  $\gamma_1 > 0$ , при  $A = \text{III}$  сверх того  $\Gamma > -4/3$ . Условия  $\gamma_A > 0$  при  $A = \text{IV}$  имеют менее тривиальный вид, однако в обоих случаях они оказываются более слабыми, чем (16).

Установим теперь условия скачка поляризации. Вычтя одно из другого уравнения (5) для двух фаз —  $A$  и  $B$ , получим

$$\beta_V P_B^2 + \gamma_V P_B^4 - \beta_A P_A^2 - \gamma_A P_A^4 + (\alpha_B - \alpha_A) = 0. \quad (17)$$

В переменных  $\xi = \gamma_2 P_B^2 / \beta_2$  и  $\xi_0 = \gamma_2 P_A^2 / \beta_2$  (17) приобретает вид

$$\beta_V \xi + \gamma_V \frac{\beta_2}{\gamma_2} \xi^2 - \beta_A \xi_0 - \gamma_A \frac{\beta_2}{\gamma_2} \xi_0^2 + \frac{\gamma_2}{\beta_2} (\alpha_B - \alpha_A) = 0. \quad (18)$$

Аналогичное уравнение можно записать в координатах  $\eta$  и  $\eta_0$ . Если величина  $\xi_0$  находится на границе устойчивости (например, для фазы II это линия  $\xi_0 = -1$ ), то

уравнение (18) позволяет найти точку  $\xi$ , в которую перейдет система после ФП, и, соответственно, величину скачка поляризации.

При отыскании величины скачка  $P$  следует помнить, что в отсутствие температурной зависимости компонент  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$  всегда имеем

$$\frac{\eta}{\xi} = \frac{\eta_0}{\xi_0} = \frac{\gamma_3}{\gamma_2} = \theta = \text{const.} \quad (19)$$

В качестве примера на рис.2 представлены линии, указывающие величину скачков поляризации в случаях, если переходы между фазами II и III, II и IV, III и IV происходят с границы устойчивости. Расчет сделан для случая, близкого к экспериментальным данным [10] для титаната бария, которые незначительно отличаются от данных [8] при температурах ниже  $0^\circ\text{C}$ . Как и следовало ожидать, при ФП первого рода для скачков  $A \rightarrow B$  и  $B \rightarrow A$  эти линии не совпадают.

Особый интерес представляют условия равновесия фаз, когда при ФП выполняется не только условие скачка

ка (17), но и равенство плотностей энергий:

$$\Phi_P(P_A) = \Phi_P(P_B). \quad (20)$$

Поскольку  $\Phi_P$  с учетом (4) можно представить в виде

$$\Phi_P(P_A) = \Phi_A^0 - \frac{1}{2}\beta_A P_A^4 - \frac{2}{3}\gamma_A P_A^6,$$

где  $\Phi_A^0 = 0$  для  $A = I, \dots, IV$  и  $\Phi_A^0 = -\beta_2^3 / (3\gamma_2 - \gamma_3)^2$  для  $A = V$ , то условия равновесия фаз в координатах  $\xi, \xi_0$  запишутся в виде

$$\begin{aligned} \beta_A \gamma_2 \xi_0^2 + \frac{4}{3} \gamma_A \beta_2 \xi_0^3 - 2 (\gamma_2^3 / \beta_2^2) \Phi_A^0 = \\ = \beta_B \gamma_2 \xi^2 + \frac{4}{3} \gamma_B \beta_2 \xi^3. \end{aligned} \quad (21)$$

Таким образом, на плоскости  $(\xi, \eta)$  уравнения равновесия фаз (21) вместе с условиями скачка фазы (18) и (19) определяют пары точек, а при непрерывном изменении отношения  $\theta = \gamma_3 / \gamma_2$  — пары линий (см. рис.3).

Исследование равновесия фаз III и IV показывает, что по крайней мере для  $|\xi| \leq 5$  и не слишком больших  $\Gamma$  граничные линии фактически сливаются и приближенно соответствуют уравнению

$$4\eta - 3\xi + 9 = 0. \quad (22)$$

В первом приближении скачок поляризации на этой границе определяется нормированным выражением:

$$(\delta\xi)^{-1} = 12 \left( \frac{2}{\Gamma} + \frac{1}{3B} - \frac{4\theta}{9B} + \frac{14}{9} - \frac{2\theta}{27} \right), \quad (23)$$

так что для принятых нами оценок величин  $B$  и  $\Gamma$  изменение поляризации — порядка 1%.

На границе равновесия фаз II и IV в третьем квадранте ( $\gamma_2 < 0, \gamma_3 < 0$ ) скачок спонтанной поляризации при ФП может быть весьма большим (кривые 3 на рис.3). В четвертом же квадранте ( $\gamma_2 > 0, \gamma_3 < 0$ ) пара линий для  $(\xi_0, \eta_0)$  и  $(\xi, \eta)$  в пределе стремится к прямой

$$6\xi + \eta + 9 = 0, \quad (24)$$

а скачок поляризации в первом приближении может быть найден из уравнения

$$(\delta\xi)^{-1} = 3 \left( \frac{2}{\Gamma} + \frac{2}{3B} + \frac{\theta}{9B} + \frac{20}{9} B\Gamma + \frac{8}{27} B\Gamma\theta \right). \quad (25)$$

Как видно из (25), величина скачка  $\delta\xi$  получается несколько большей, чем в предыдущем случае. Тем не менее оба уравнения — (22) и (24) — описывают линии, совпадающие с результатами расчета [6], и таким образом, приближенное выполнение гипотезы о малости скачка поляризации при ФП в указанных случаях оказывается обоснованным.

Выясним теперь, какие новые моменты вносит возможность существования моноклинной фазы. Для на-

чала определим, при какой величине  $\alpha$  будут выполнены условия продольной устойчивости этой фазы (7) в кристаллах  $\text{BaTiO}_3$ . Используя данные [8], получаем оценку  $\alpha \leq -15 \cdot 10^7$ . В то же время, поскольку, согласно [8],  $\alpha = 3,34 \cdot 10^5 (T - 381) K$ , убеждаемся, что вплоть до абсолютного нуля температуры моноклинная фаза в титанате бария не может реализоваться. Этот пример наглядно иллюстрирует ту особенность моноклинной фазы, что ее промежуточное расположение на диаграмме  $(\xi, \eta)$  между другими фазами вовсе не означает такого же промежуточного положения на температурных зависимостях. Возможно, более подходящим объектом для поиска метастабильной моноклинной фазы является  $\text{KNbO}_3$ , у которого точка Кюри значительно выше, чем у титаната бария.

При определенных условиях в модели ГД возможен прямой переход из кубической в моноклинную фазу. Такой ФП будет иметь место, если при  $-3 < \eta < -2$  условие продольной устойчивости фазы V будет достигнуто раньше, чем для фаз II или III. При  $\gamma_2 > 0, \gamma_3 < 0$  это может быть, в частности, при  $B^2/\Gamma > (3 - \gamma_3/\gamma_2)$ , а при  $\gamma_2 < 0$  и  $\gamma_3 < 0$  — если  $\gamma_3/\gamma_2 \approx 3$  и одновременно  $\xi_{II}^- < -1$ . Для семейства перовскита известен целый ряд случаев перехода из кубической парафазы в моноклинную сегнетофазу:  $(\text{K}_{1/2}\text{Bi}_{1/2})\text{TiO}_3$ ,  $\text{Pb}(\text{Mn}_{1/2}\text{W}_{1/2})\text{O}_3$ ,  $\text{Pb}(\text{Lu}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})\text{O}_3$  и др. [7]. Для суждения о том, в каких из этих случаев модель ГД адекватна экспериментальной ситуации, необходимы дополнительные исследования.

## Литература

1. Изюмов Ю.А., Сыромятников В.Н. Симметрия кристаллов и фазовые переходы. М., 1984.
2. Гинзбург В.Л. // УФН. 1949. 38. С.490.
3. Devonshire A. // Phil. Mag. 1949. 40. P.1040; 1951. 42. P.1065.
4. Холоденко Л.П., Ширококов Н.Я. // ЖЭТФ. 1951. 21. С.1239.
5. Холоденко Л.П. Термодинамическая теория сегнетоэлектриков типа титаната бария. Рига, 1971.
6. Исупов В.А. // ФТТ. 1977. 19, №5. С.1347.
7. Landolt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. v.III/16a, 1981; v.III/28a, 1990. Springer.
8. Bell A.J., Cross L.E. // Ferroelectrics. 1984. 59, N2. P.197.
9. Benguigui L. // Phys. Stat. Solidi (a). 1978. 46, N1. P.337.
10. Huijbregtse E., Joung D. // Phys.Rev. 1956. 103. P.1705.

Поступила в редакцию  
15.03.96