

УДК 536.71

© 1991

О ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ В НЕЛИНЕЙНО-УПРУГИХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

А. Л. Корженевский, А. А. Лужков

Проанализированы следствия учета нелинейных упругих свойств кристаллов для структурных и некоторых мартенситных фазовых переходов. Показано, что учет этих свойств может качественно изменить характер перехода.

В теории структурных фазовых переходов (ФП), не являющихся собственными сегнетоэластическими, упругая подсистема учитывается обычно в гармоническом приближении. При этом наиболее важным качественным следствием сжимаемости кристаллической решетки является, как известно, возможность изменения рода перехода со второго на первый либо вследствие тривиальной перенормировки коэффициентов в разложении Ландау для свободной энергии, либо из-за упругой неустойчивости системы уже непосредственно в критической области (см., например, [1]).

В свою очередь для ФП первого рода, близких к трикритической точке (ТКТ), было отмечено, что появление неоднородной деформации матрицы вне зародыша новой фазы приводит к блокировке процесса зарождения. Этот вывод был получен для модели идеального, упругоизотропного и линейно-упругого кристалла [2]. Анализ ФП первого рода в упруго-анизотропных кристаллах с крупномасштабными неоднородностями, который показал, что в ходе превращения возможно возникновение регулярных гетерофазных сверхструктур, также был проведен в [3, 4] в рамках линейной теории упругости.

С другой стороны, для собственных сегнетоэластиков необходимость учета их нелинейных упругих свойств в окрестностях точек ФП очевидна. При этом, как правило, симметрия допускает существование инвариантов третьей степени по деформациям, поэтому переход должен сопровождаться скачками параметров элементарной ячейки. В ряде материалов, однако, эти скачки оказываются малыми, а соответствующие упругие податливости достигают больших значений вблизи точек ФП. В этом случае использование разложения Ландау по компонентам тензора деформаций ϵ_{ij} для описания термодинамики перехода является вполне оправданным и отличается от стандартного подхода для несобственных сегнетоэластических ФП лишь необходимостью учета условий совместности компонент ϵ_{ij} [5].

Кроме указанных выше, имеется обширное семейство бездиффузионных ФП во многих металлах и сплавах, которые сопровождаются значительными по величине скачками деформации. Первоначально именно такие переходы были названы мартенситными, позднее это название было распространено на любые бездиффузионные ФП. Ввиду большой практической важности мартенситные фазовые переходы (МФП) в течение многих лет привлекают к себе внимание исследователей, однако до сих пор не вполне ясна даже их физическая природа. В частности, довольно удивительным представляется отсутствие у многих из них сколько-нибудь заметного уменьшения упругих модулей при понижении температуры вплоть до точки перехода [6].

В последние годы, однако, для ряда МФП из ОЦК фазы в металлах [7, 8], а также в β -кубических сплавах [9-11] методом неупругого рассеяния нейтронов было обнаружено частичное смягчение фононов с волновым вектором $k_0 = \xi$ [110] (ξ — характеристика данного МФП) в окрестности перехода. Опираясь на эти факты, авторы теоретических работ [12-15] использовали для анализа термодинамических свойств соответствующих МФП разложение Ландау, в которое было включено взаимодействие поперечной акустической моды в точке $k = k_0$ с однородными упругими деформациями, отвечающими потенциальной неустойчивости Зинера для ОЦК решетки. В результате описание МФП в этих материалах было представлено в обычной для несобственных сегнетоэластиков форме.

В настоящей работе мы хотим обратить внимание на довольно любопытные следствия учета упругой нелинейности для кристаллов, испытывающих несобственные сегнетоэластические ФП, в особенности для переходов, близких к ТКТ. Кроме того, мы покажем, к какому видоизменению результатов могут привести следствия учета нелинейной упругости для рассмотренных в [12-15] конкретных примеров МФП.

При исследовании влияния нелинейных упругих свойств кристалла на термодинамику несобственных сегнетоэластических ФП целесообразно сначала проанализировать простейшую модель, в которой существенным является взаимодействие однокомпонентного параметра порядка φ с одной линейной комбинацией компонент тензора деформации e . Соответствующий термодинамический потенциал запишем в виде

$$\Phi(\varphi, e) = F(\varphi) + E(e) - \varphi^2 U(e). \quad (1)$$

Уравнения равновесия для однородных состояний в отсутствие внешних напряжений имеют вид

$$\partial F / \partial \varphi^2 = U(e), \quad (2)$$

$$\partial E / \partial e \equiv E'(e) = \varphi^2 (\partial U / \partial e). \quad (3)$$

Набор функций $F(\varphi)$, $E(e)$, $U(e)$, вид которых допускает аналитическое решение нелинейной системы (2), (3), очень ограничен, поэтому для исследования качественного характера ее возможных решений в достаточно общей ситуации мы будем применять наглядный графический метод. Вместе с тем предварительно полезно рассмотреть и тот частный случай, когда возможно аналитическое решение

$$F = \alpha(T - T_0)\varphi^2 + (1/2)B\varphi^4 \quad (B > 0), \\ E = \frac{1}{2}c_2e^2 + \frac{1}{3}c_3e^3 + \frac{1}{4}c_4e^4, \quad U = qe. \quad (4)$$

Подставив существующее при температурах $T < T_1 = T_0 + (q/\alpha)e$ ненулевое решение уравнения (2) в (1), получим термодинамический потенциал как функцию однородной деформации

$$\Phi(e, T) = [\alpha(T - T_0)/B][qe - \alpha(T - T_0)/2] + \\ + \frac{1}{2}(c_2 - q^2/B)e^2 + \frac{1}{3}c_3e^3 + \frac{1}{4}c_4e^4. \quad (5)$$

Характер перехода, описываемого потенциалом (5), зависит от близости к ТКТ ($c_2 = q^2/B$), а также от того, совпадают или нет знаки модулей q и c_3 . Обычно для твердых тел $c_3 < 0$, $q = \alpha c_2 (\partial T_0 / \partial \sigma) > 0$.

Из условия механической стабильности высокотемпературной фазы следует неравенство $9c_2c_4 > 2c_3^2$. Ясно, однако, что аналогичное неравенство может оказаться невыполненным для рассчитанного в приближении линейной теории упругости модуля низкотемпературной фазы $c_2^* = c_2 - q^2/B$. Действительно, из (4) следует, что $9c_2^*c_4 < 2c_3^2$, например, в том случае, когда упругая энергия $E(e)$ имеет минимум при $e = e_2 \neq 0$ и величина относительного скачка Ландау $\Delta c/c_2 = (c_2 - c_2^*)/c_2$ превышает некоторую оп-

ределенную величину. Если минимум упругой энергии в точке e_2 мелкий, то эта величина равна $1/9$, а для глубокого минимума она значительно меньше. При этом, как видно из (5), вместо ФП второго рода из-за наличия упругой нелинейности произойдет ФП первого рода при $T = T_* > T_0$. Используя несложные алгебраические выкладки, для температуры перехода получаем

$$T_* = T_0 + (2/3)(q/\alpha) (|c_3/c_4|)(1-f), \quad g < f < g^{1/2}, \quad (6)$$

где $g = (9c_2c_4 - 2c_3^2)/(9c_4\Delta c) < 1$, а для скачка деформации имеем $e^* \simeq \simeq (5/6) |c_3/c_4|$. С другой стороны, даже если минимум при $e \neq 0$ у $E(e)$ вообще отсутствует, ФП первого рода все-таки произойдет, если $\Delta c \simeq c_2$. При наличии дополнительного условия $|c_3/c_4| \ll 1$, и в этом случае также можно написать аналитическую оценку температуры ФП

$$T_* \simeq T_0 + (1/10)(q/\alpha) |c_3/c_2| (c_3/c_4)^2. \quad (7)$$

Соответственно для упругого модуля низкотемпературной фазы, а также скачка деформации e^* имеем

$$\tilde{c}_2 = [\partial^2 \Phi / \partial e^2](e = e^*) \simeq c_3^2 / (2c_4), \quad e^* \simeq \frac{6}{7} \frac{|c_3|}{c_4}. \quad (8)$$

Физическая причина срыва на переход первого рода ясна: значение температуры $T_0(e)$ у деформированного кристалла выше, чем у недеформированного, в то же время упругая энергия вследствие нелинейной зависимости от деформации возрастает медленнее, чем для линейно-упругой среды. Поэтому появляется определенная температура $T_* > T_0$, при которой проигрыш свободной энергии, обусловленный переходом в деформированное состояние, компенсируется вкладом конденсата по параметру порядка. Очевидно, что если знаки модулей q и c_3 одинаковые (это случается довольно редко) или просто $c_3 = 0$ по симметрии, то никакого срыва перехода не будет и ФП второго рода сохранится и при учете нелинейных упругих свойств кристалла.

Приведенные выше выводы и оценки относились, строго говоря, к модели (4), которая для ФП, близких к ТКТ, была дополнена стандартным членом $D\varphi^6$ с коэффициентом $D \ll |c_4/c_3| B^2/q$. Однако эти выводы остаются качественно верными и для более общей модели ФП (1). Чтобы убедиться в этом, а также увидеть некоторые новые черты ФП в кристаллах с достаточно сильной упругой нелинейностью, рассмотрим графически две наиболее интересные ситуации: 1) упругая нелинейность слабая, но ФП близок к ТКТ (рис. 1) и 2) упругая энергия высокотемпературной фазы $E(e)$ обладает минимумом при $e > 0$, а ФП сравнительно далек от ТКТ (рис. 2).

На рис. 1 кривая A соответствует $E'(e)$, кривые B_i обозначают правые части уравнения (3) при различных температурах T_i ($T_0 < T_2 < T_1$) и слабой нелинейности (например, от члена $D\varphi^6$ при $D \ll (B^2/q) |c_4/c_3|$). Тонкая прямая 1 соответствует c_2e (касательная к A в точке $e=0$), тонкая прямая 2 является касательной к B_2 и соответствует правой части уравнения (3) при $D=0$ и $T=T_2$. Касательная 3 к кривой A в точке e_1 ($e_1 = (2/3) |c_3/c_4|$ для модели (4)) параллельна прямой 1 . Близость системы к ТКТ означает, что прямая 2 почти параллельна прямым $1, 3$.

При понижении температуры кривая B_1 смещается влево и пересекает кривую A . Точки пересечения A и B_i соответствуют решениям системы (2), (3), причем минимуму $\Phi(e, T)$, очевидно, отвечает точка пересечения с абсциссой $e > e_1$. Можно показать, что при понижении температуры этот минимум будет опускаться и при $T = T_*$ ($T_* = T_2$ на рис. 1), $e = e^*$ достигнет нуля: $\Phi(e^*, T_*) = 0$. Из рис. 1 получаем простую оценку на e^* : $e_1 < e^* < e_2$ (см. также (8)).

Обозначения на рис. 2 полностью аналогичны обозначениям на рис. 1, причем мы рассматриваем случай, когда в линейно-упругом приближении в системе реализовывался бы ФП второго рода. Значение температуры T_1

(отвечающей кривой B_1) удовлетворяет уравнению $\alpha(T_1 - T_0) = U(e_2)$, при этом $T_4 < T_3 < T_0 < T_2 < T_1$. Минимуму термодинамического потенциала при $T > T_0$ соответствует точка пересечения A и B_i , лежащая правее e_2 . Если минимум $E(e_2)$ глубокий, то ФП произойдет скачком при $T = T_* > T_0$ (в точке $e = e^*$ на рис. 2). Если минимум мелкий, то сначала в системе будет наблюдаться ФП второго рода при $T = T_0$, а при дальнейшем понижении температуры в точке $T = T_{**}$ ($T_4 < T_{**} < T_0$) скачком произойдет значительное увеличение параметра порядка низкотемпературной фазы.

Проанализируем теперь роль упругой нелинейности на конкретном примере низкотемпературного МФП первого рода в Li. При понижении температуры в окрестности перехода частично смягчается поперечная фононная мода с волновым вектором $\mathbf{k}_0 = (1/3) [1\ 1\ 0]$ [13], звезда которого содержит 12 лучей. Кроме того, в щелочных металлах модуль Зинера

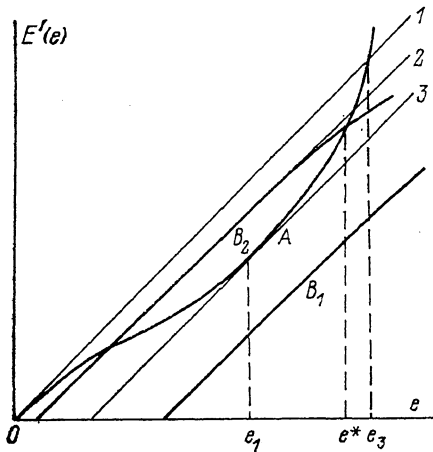


Рис. 1. Срыв ФП второго рода на ФП первого рода в окрестности трикритической точки за счет слабой нелинейности в упругой энергии высокотемпературной фазы $E(e)$.

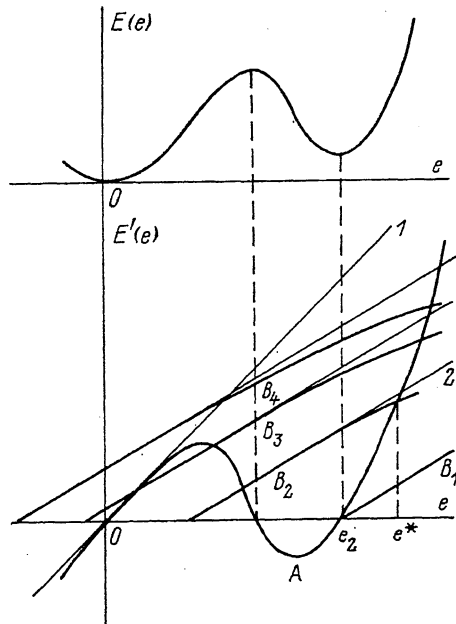


Рис. 2. Механизм ФП в системе с сильной упругой нелинейностью (упругая энергия высокотемпературной фазы $E(e)$ имеет дополнительный минимум в точке $e = e_2 > 0$).

$(c_{11} - c_{12})/2$ мал, поэтому в качестве вторичных параметров порядка естественно выбрать две связанные с ним деформации: $\varepsilon_2 = (1/\sqrt{2})(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})$ и $\varepsilon_3 = (1/\sqrt{6})(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} - 2\varepsilon_{zz})$. Представив параметр порядка в виде шестикомпонентного комплексного поля ψ_i ($i=1, \dots, 6$), для термодинамического потенциала имеем следующее разложение Ландау:

$$\Phi = F(\psi) + E(\varepsilon_2, \varepsilon_3) + W_1(\psi, \varepsilon) + W_2(\psi, \varepsilon), \quad (9)$$

$$F = \sum_{i=1}^6 \left\{ \frac{1}{2} r_0(T) |\psi_i|^2 + \frac{1}{4} u_0 |\psi_i|^4 + \frac{1}{6} v_0 |\psi_i|^6 + \frac{1}{8} w_0 |\psi_i|^8 + \right. \\ \left. + \frac{1}{6} v_1 [\psi_i^6 + (\psi_i^*)^6] + \sum_{k \neq i} \left[\frac{1}{4} u_1 |\psi_i \psi_k|^2 + \frac{1}{6} v_2 |\psi_i|^2 |\psi_k|^4 \right] \right\},$$

$$E = \frac{1}{2} (c_{11} - c_{12}) (\varepsilon_2^2 + \varepsilon_3^2) + \frac{1}{3} c_{333} (\varepsilon_3^2 - 3\varepsilon_2^2) \varepsilon_3 + \frac{1}{4} c_{2222} (\varepsilon_2^2 + \varepsilon_3^2)^2,$$

$$W_1 = (\gamma/\sqrt{2}) \{ (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}) (\psi_1^3 - \psi_4^3) + (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{zz}) (\psi_2^3 - \psi_5^3) +$$

$$+ (\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx})(\psi_3^3 - \psi_6^3) + [c. c. \}],$$

$$W_2 = \delta \{ (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} - 2\varepsilon_{zz})(|\psi_1|^2 + |\psi_4|^2) + (\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} - 2\varepsilon_{xx}) \times \\ \times (|\psi_2|^2 + |\psi_5|^2) + (\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{xx} - 2\varepsilon_{yy})(|\psi_3|^2 + |\psi_6|^2) \}.$$

Как уже упоминалось выше, для описания ФП в Li теория Ландау впервые была применена в работе [13]. Внимание авторов этой работы было сфокусировано лишь на одном варианте длиннопериодической низкотемпературной фазы, так называемой 9R-структуре, в соответствии с гипотезой Оверхаузера [16], анализировавшего экспериментальные данные по упругой дифракции [17]. При переходе в 9R-фазу выпадает конденсат лишь по одному из полей ψ_i , например $\psi_1 = A \exp(i\varphi)$. Сразу отметим, что в разложении термодинамического потенциала в [13] был включен лишь один инвариант W_1 , который описывает взаимодействие полей ψ_i с упругими деформациями типа ε_2 , а инвариант W_2 вообще не был учтен. Для равновесных значений деформаций в этом случае получаем

$$\varepsilon_2^* = \frac{c_{333}}{(c_{21} - c_{12})} (\varepsilon_2^*)^2, \quad \varepsilon_2^* = - \frac{2\gamma}{(c_{11} - c_{12})} A^3 \cos(3\varphi). \quad (10)$$

Если дополнительно предположить, используя малость модуля Зинера, что $(3\gamma^2/v_1) > c_{11} - c_{12}$, то после минимизации термодинамического потенциала по отношению к ε_2 , ε_3 и φ имеем

$$\Phi(A) = \frac{1}{2} r_0(T) A^2 + \frac{1}{4} u_0 A^4 + \frac{1}{6} \bar{v} A^6 + \frac{1}{8} w_0 A^8, \quad (11)$$

$$\bar{v} = v_0 + 2v_1 - 12\gamma^2/(c_{11} - c_{12}).$$

Из (11) следует, что при $w_0, u_0 > 0$, $\bar{v} < -3(u_0 w_0/2)^{1/2}$ в системе произойдет ФП первого рода в 9R-структуру при $r_0(T_*) > 0$.

В [13] особо подчеркивалось, что ФП в ГПУ или ГЦК структуры невозможны ни при каких значениях параметров в использованном ими разложении для $\Phi(\psi, \varepsilon)$. Однако если учесть инвариант W_2 в (9), то переход в ГЦК фазу становится возможным. Действительно, пусть модуль $c_{333} < 0$ (в настоящее время, к сожалению, не известен даже его знак), а также $\delta < 0$. Тогда нетрудно показать, что у термодинамического потенциала, определенного формулой (9), существует минимум с $\varepsilon_2 = 0$, $\psi_2 = \psi_3 = \psi_5 = \psi_6 = 0$ и нетривиальными координатами ε_3 , ψ_1 , ψ_4 . Фазы φ_1 , φ_4 определяются вкладом

$$\Delta F = (1/3) v_1 [A_1^6 \cos(6\varphi_1) + A_4^6 \cos(6\varphi_4)], \quad (12)$$

откуда, например, при $v_1 > 0$ имеем $\varphi_1 = \pm\pi/6$, $\varphi_4 = \pm\pi/6$. В зависимости от соотношения между u_0, v_1 будет реализовываться симметричная ($A_1 = A_4$) или несимметричная ($A_1 \neq 0, A_4 = 0$) фаза. В обоих случаях $\Phi(\varepsilon_3, A_1, A_4)$ сводится к модели (4) тривиальным переобозначением. Таким образом, при учете W_2 инварианта, возможно выпадение конденсата с $\varepsilon_3 \neq 0, \varepsilon_2 = 0$, т. е. низкотемпературная фаза в Li может оказаться отличной от 9R-структуры.

Простые, но громоздкие алгебраические выкладки показывают, что упругая нелинейность существенна и при тех значениях параметров потенциала (9), когда реализуется решение с $\varepsilon_2 \neq 0$.

Кроме МФП в Li, аналогичные замечания о важности учета нелинейных упругих свойств можно сделать и для ряда других переходов: высокотемпературного МФП из ОЦК в ГПУ фазу в Zr (где наблюдается частичное смягчение поперечного акустического фонона в N-точке зоны Бриллюэна), структурного перехода CsCl—7R в сплавах Ni_xAl_{1-x} (точка смягчения поперечной фононной ветви смещается от $\mathbf{k}_0 = (1/4) [011]$ к $\mathbf{k}_0 = (1/6) [011]$ при изменении x от 0.5 до 0.63), перехода в несоизмерную фазу в сплавах TiNi (смягчение при $\mathbf{k}_0 \approx (1/3) [011]$). Укажем, что отмеченный при анализе ФП в модели (1) случай, когда значения упругой

деформации и параметра порядка скачкообразно изменяются уже в пределах низкотемпературной фазы, экспериментально может выглядеть как наличие предпереходных явлений при $T_{**} < T < T_*$ для ФП первого рода при $T = T_{**}$. Такая возможность является дополнительной по отношению к уже обсуждавшимся ранее в литературе причинам наблюдения предмартенситных (в частности, «твидовых») структур за счет зарождения мартенситной фазы на дефектах [18] или вследствие существования метастабильных периодических структур при сегнетоэластических ФП первого рода [19-21].

В заключение мы хотим подчеркнуть важность экспериментальных измерений нелинейных упругих модулей третьего и четвертого порядка как для несегнетоэластических ФП, близких к ТКТ, так и для тех МФП, которые обладают смягчающимися фононными модами. В то же время большое значение имеют и микроскопические расчеты из первых принципов (или даже численные методы с эмпирически подобранным парным потенциалом) энергии кристалла как функции амплитуд таких мод. Подобные расчеты были выполнены, например, в [22] при анализе ФП из ОЦК решетки в ω -фазу в переходных металлах и в [23] для перехода ОЦК—ГЦК.

Простые феноменологические модели, которые мы анализировали выше, описывают, конечно, лишь формальную термодинамику идеальных кристаллов. Вопрос о характере состояний, через которые проходит дефектный кристалл в процессе ФП первого рода, остается при этом вне рамок нашего исследования. Однако, поскольку оценка характерного скачка упругой деформации дает значительную величину $\varepsilon^* \sim |c_3/c_4|$, ясно, что возникающие при гетерогенном зарождении упругие напряжения будут релаксировать либо за счет образования регулярных гетерофазных структур с определенной кристаллогеометрией, либо вследствие неупругих процессов пластической деформации или двойникования. В последнем случае можно ожидать аномалий пластических свойств кристалла в окрестности ФП из-за появления на дислокациях и двойниковых границах «шуб» новой фазы [24, 25]. Вопрос о возможной связи процесса «одевания» дислокаций и наблюдавшимся в ряде материалов явлением сверхпластичности индуцированной ФП (см., например, [26]) заслуживает, на наш взгляд, специального исследования.

Мы выражаем свою признательность М. В. Лаптеву за возможность ознакомиться с обзором профессора Дж. А. Крумхансла, посвященным современному состоянию проблемы мартенситных фазовых переходов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Вакс В. Г. Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектричества. М., 1973. 326 с.
- [2] Барьяхтар В. Г., Витебский И. М., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 5. С. 1448—1455.
- [3] Корженевский А. Л. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 4. С. 1223—1225.
- [4] Korzhenevskii A. L. // Ferroelectrics. 1986. V. 67. N 2/3/4. P. 211—215.
- [5] Изюмов Ю. А., Лаптев В. М., Сыромятников В. Н. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1623—1630.
- [6] Krumhansl J. A. // Nonlinearity in condensed matter. Springer series in Solid—State Sciences. 1986. V. 69. P. 255—259.
- [7] Stassis C., Zarestky J. // Solid State Commun. 1984. V. 52. N 1. P. 9—12.
- [8] Ernst G., Artner C., Blashko O., Krexner G. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 9. P. 6465—6469.
- [9] Salamon M. B., Meichle M. E., Wayman C. M. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 11. P. 7306—7315.
- [10] Morii Y., Iizumi M. // J. Phys. Soc. Japan. 1985. V. 54. N 8. P. 2948—2954.
- [11] Shapiro S. M., Larese J. Z., Noda Y., Moss S. C., Tanner L. E. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 25. P. 3199—3202.
- [12] Lindgard P. A., Mouritsen O. G. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 19. P. 2458—2461.
- [13] Gooding R. J., Krumhansl J. A. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 3. P. 1695—1704.
- [14] Gooding R. J., Krumhansl J. A. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 3. P. 1535—1540.
- [15] Gooding R. J., Krumhansl J. A. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 5. P. 3047—3053.

- [16] Overhauser A. W. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 1. P. 64—67.
- [17] Carthy C. M., Tompson C. W., Werner S. A. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 2. P. 574—580.
- [18] Olson G. B., Cohen M. // J. de Physique. 1982. V. 43. C. 4. P. 75—88.
- [19] Barsh G. R., Krumhansl J. A. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 11. P. 1069—1072.
- [20] Falk F. // Z. Phys. B. 1983. V. 51. N 2. P. 177—185.
- [21] Jacobs A. E. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 9. P. 5984—5989.
- [22] Ho K., Fu C., Harmon B. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. N 12. P. 6687—6694.
- [23] Beauchamp P., Villain J. P. // J. de Physique. 1983. V. 44. N 9. P. 1117—1130.
- [24] Корженевский А. Л. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1324—1331.
- [25] Корженевский А. Л., Лисаченко Д. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1492—1494.
- [26] Новиков И. И., Портной В. К. Сверхпластичность и сверхпластичные сплавы М., 1983. 40 с.

Ленинградский
электротехнический институт
им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
7 февраля 1991 г.