

# Особенности фазовых переходов в кристаллах с треугольной структурой в магнитном поле

© Ю.Д. Заворотнев, Л.И. Медведева

Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,  
340114 Донецк, Украина

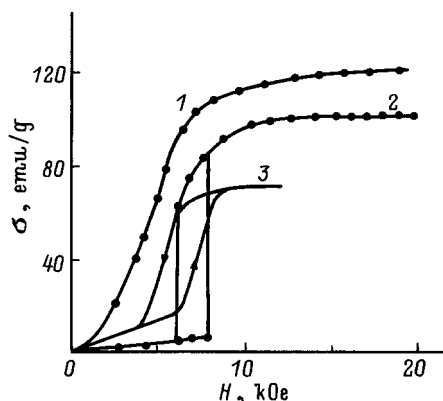
(Поступила в Редакцию 8 февраля 1996 г.  
В окончательной редакции 4 июля 1996 г.)

На основе анализа полевых зависимостей параметров порядка и сравнения их с экспериментальными данными по поведению магнитных характеристик соединений на основе фосфида железа в области стабильности метамагнитной фазы указан вид магнитной структуры, которая может реализоваться в этом случае. Из целого рационального базиса инвариантов выделены инварианты, ответственные за магнитные фазовые переходы первого рода в кристаллах с треугольной магнитной структурой.

## 1. Экспериментальные факты

Соединения на основе фосфида железа ( $Fe_2P$ ) имеют гексагональную структуру типа  $C22$  и группу симметрии  $D_{3h}^3$  [1]. Элементарная ячейка содержит шесть атомов Fe, расположенных в двух-, трехкратно вырожденных кристаллографических положениях: Fe(1) и Fe(2). Атомы Fe в базисной плоскости образуют треугольную решетку. Плоскости, состоящие из атомов Fe(1) и Fe(2), чередуются [2,3].

В основном состоянии  $Fe_2P$  — ферромагнетик [4], с ростом температуры  $T$  переходящий в парамагнитное (ПМ) состояние через неколлинеарную магнитную структуру (фаза  $MM_1$  в [5]). Отклонение от идеальной формулы  $Fe_2P$  за счет дефицита атомов Fe, замещения части атомов Fe марганцем, так же как и действие давления  $P$ , приводит к сужению температурного диапазона устойчивости фазы  $MM_1$  вплоть до смены ее состоянием  $MM_2$  [6–8], промежуточным по температуре между ПМ-и ферромагнитной (ФМ) фазами [9,10], с метамагнитным поведением в поле. К настоящему времени нет удовлетворительной идентификации магнитной структуры фазы  $MM_2$ . В [7] предполагалось наличие здесь спиралевидной



**Рис. 1.** Кривые намагничивания монокристаллов  $(Fe_{0.975}Mn_{0.025})_2P$  при  $T = 77$  К и атмосферном давлении [7] (1),  $Fe_2P$  при  $T = 77$  К [9] (2) и  $Fe_{1.966}P$  под давлением [8] (3).

структуры, однако приведенные доказательства представляются нам недостаточно полными и убедительными.

Изучение поведения намагниченности  $\sigma$  фазы  $MM_2$  в поле  $H$  показало, что в определенном интервале температур  $\sigma(H)$  вначале демонстрирует линейную зависимость от поля, а затем скачкообразный рост при некотором критическом значении поля. Для образцов  $Fe_{1.975}Mn_{0.025}P$ ,  $Fe_{1.966}P$  и  $Fe_2P$   $\sigma(H)$  приведена на рис. 1.

Переход ПМ– $MM_2$  по общепринятым представлениям является переходом второго рода. Однако существует ряд фактов, свидетельствующих в пользу возможности интерпретации перехода ПМ– $MM_2$  как фазовый переход (ФП) первого рода. Так, в [6] показано, что при этом переходе на кривой температурной зависимости восприимчивости  $\chi(T)$  наблюдается слабый гистерезис. Кроме того, на образце состава  $Fe_{1.94}P$  обнаружены слабые ромбические искажения в области этого перехода [11].

## 2. Обсуждение результатов

Попытка [7,9] объяснить весь комплекс наблюдаемых в этих соединениях магнитных явлений при помощи теории Мориа [12] не имела успеха. Это обусловлено тем, что в [7,9] был учтен только один инвариант в разложении потенциала Ландау. Однако для магнитных треугольных структур группы  $c_{3v} \otimes R \otimes SO^+(3)$  имеют место девять однородных полиномов [13], образующих целый рациональный базис инвариантов (ЦРБИ)

$$\begin{aligned}
 I_1 &= L_1^2 + L_2^2, & I_2 &= (L_1^2 - L_2^2)^2 + 4(L_1L_2)^2, \\
 I_3 &= (L_1^2 - L_2^2)^3 - 12(L_1L_2)^2(L_1^2 - L_2^2), \\
 I_4 &= F^2, & I_5 &= (FL_1)^2 + (FL_2)^2, \\
 I_6 &= (FL_1)(L_1^2 - L_2^2) - 2(FL_2)(L_1L_2), \\
 I_7 &= (FL_1)[(FL_1)^2 - 3(FL_2)^2], \\
 I_8 &= [(FL_1)^2 - (FL_2)^2](L_1^2 - L_2^2) + 4(FL_1)(FL_2)(L_1L_2), \\
 I_9 &= (FL_1)[(L_1^2 - L_2^2)^2 - 4(L_1L_2)^2] \\
 &\quad + 4(FL_2)(L_1L_2)(L_1^2 - L_2^2), & (1)
 \end{aligned}$$

где  $\mathbf{F} = \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2 + \mathbf{S}_3$ ,  $\mathbf{L}_1 = 6^{-1/2}(2\mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2 - \mathbf{S}_3)$ ,  $\mathbf{L}_2 = 2^{-1/2}(\mathbf{S}_2 - \mathbf{S}_3)$ . Здесь  $\mathbf{S}_i$  — спин магнитного иона  $i$ -й подрешетки,  $\mathbf{F}$  — ферромагнитный момент,  $\mathbf{L}_1$  и  $\mathbf{L}_2$  — антиферромагнитные моменты. Легко показать, что и в случае группы  $D_{3h} \otimes R \otimes SO^+(3)$  ЦРБИ будет также определяться полиномами (1). В базисе (1) имеются пять смешанных инвариантов. Смешанными будем называть инварианты и состояния, в которых отличны от нуля вектор  $\mathbf{F}$  и хотя бы один из векторов  $\mathbf{L}_1$  или  $\mathbf{L}_2$ . Для идентификации магнитной конфигурации кристалла необходимо провести теоретический анализ зависимостей  $F(H, T)$ ,  $L_1(H, T)$  и  $L_2(H, T)$  при учете каждого из пяти смешанных инвариантов отдельно. Сравнение особенностей полученных зависимостей с экспериментальными данными позволит выделить инвариант, доминирующий при стабилизации данной фазы. Базис (1) допускает пятнадцать типов магнитных конфигураций [13]. Ограничимся анализом конфигурации  $\mathbf{F} \parallel \mathbf{L}_1$  ( $\mathbf{L}_2 = 0$ ), причем  $\mathbf{F} \parallel \mathbf{H}$ .

Установим род фазового перехода из ПМ состояния в состояние с  $\mathbf{F} \parallel \mathbf{L}_1$  ( $\mathbf{L}_2 = 0$ ) при учете всех девяти инвариантов. Для этого проведем общее рассмотрение, не конкретизируя потенциал Ландау  $\Phi$ . В этом случае получаем систему уравнений состояния

$$\frac{\partial \Phi}{\partial F} = \Phi'_4 2F + \Phi'_5 2FL^2 + \Phi'_6 L^3 + \Phi'_7 3F^2 L^3 + \Phi'_8 2FL^4 + \Phi'_9 L^5 = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial L} = L(\Phi'_1 2 + \Phi'_2 4L^2 + \Phi'_3 6L^4 + \Phi'_5 2F^2 + \Phi'_6 3FL + \Phi'_7 3F^3 L + \Phi'_8 4F^2 L^2 + \Phi'_9 5FL^3) = 0, \quad (3)$$

где  $\Phi'_i = \partial \Phi / \partial I_i$ . Отметим, что если  $\Phi'_6 \neq 0$  и  $\Phi'_9 \neq 0$ , то уравнение (2) в системе не имеет  $F$  в качестве общего множителя. В соотношении (3) общим множителем является  $L$ .

Первое условие устойчивости дает

$$A = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial F^2} = \Phi''_4 4F^2 + \Phi'_4 2 + \Phi''_5 4F^2 L^4 + \Phi'_5 2L^2 + \Phi''_6 L^6 + \Phi'_7 9F^4 L^4 + \Phi'_7 6FL^3 + \Phi''_8 4F^2 L^8 + \Phi'_8 2L^4 + \Phi''_9 L^{10} = 0, \quad (4)$$

где  $\Phi''_i = \partial^2 \Phi / \partial I_i^2$ . Из (2) и (4) видно, что если  $\Phi'_6 = \Phi'_9 = \Phi''_6 = \Phi''_9 = 0$ , то после подстановки (2) в (4) последнее уравнение имеет общий множитель  $F$ . Это означает, что при ФП параметр  $F$  меняется плавно от нуля. Если хотя бы одна из производных  $\Phi'_6, \Phi'_9, \Phi''_6, \Phi''_9$  отлична от нуля, то при ФП параметр  $F$  меняется скачком.

Рассмотрим второе условие устойчивости

$$AC - B^2 = 0, \quad (5)$$

где

$$C = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial L^2} = \Phi''_1 16L^2 + \Phi'_1 4 + \Phi''_2 16L^2 + \Phi'_2 12L^2 + \Phi''_3 36L^{10} + \Phi'_3 3L^4 + \Phi''_4 4F^4 + \Phi'_4 2F^2 + \Phi''_6 9F^2 L^4 + \Phi'_6 6FL + \Phi''_7 9F^6 L^4 + \Phi'_7 6F^3 L + \Phi''_8 16F^4 L^6 + \Phi'_8 12FL^2 + \Phi''_9 25F^2 L^8 + \Phi'_9 20FL^3, \quad (6)$$

$$B = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial F \partial L} = L(\Phi''_5 4F^3 L^2 + \Phi'_5 4F + \Phi''_6 3FL^4 + \Phi'_6 3L + \Phi''_7 9F^5 L^4 + \Phi'_7 9F^2 L + \Phi''_8 8F^3 L^6 + \Phi'_8 8FL^2 + \Phi''_9 5FL^8 + \Phi'_9 5L^3). \quad (7)$$

После подстановки (3) в (6) во втором условии устойчивости (5) появляется общий множитель  $L$ . Следовательно, на линии устойчивости упорядоченной фазы параметр  $L = 0$ . Итак, при  $\Phi''_6 = \Phi''_9 = \Phi'_6 = \Phi'_9 = 0$  переход из ПМ-фазы в рассматриваемую фазу может быть ФП второго рода, иначе имеем ФП первого рода, при котором на границе есть две возможности: 1)  $L = 0$  и  $F \neq 0$  (переход происходит только при  $T = T_c$  через ФМ-фазу); 2)  $L \neq 0$  и  $F \neq 0$  ( $T_c$  определяется из совместного решения уравнений состояния). Экспериментальные факты [8,11] указывают на то, что признаки ФП первого рода ПМ-ММ<sub>2</sub> в обсуждаемых веществах слабы. Из этого следует, что коэффициенты при инвариантах  $I_6$  и  $I_9$  малы.

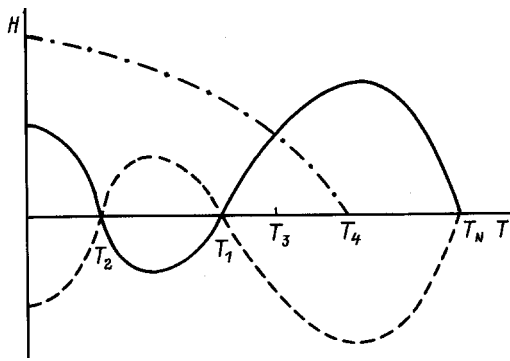
Проведем теперь теоретический анализ зависимостей  $F(H, T)$  и  $L(H, T)$  при учете каждого из пяти смешанных инвариантов отдельно. Предположим, что температура Кюри меньше температуры Нееля ( $T_c < T_N$ ). Ограничиваясь для простоты в разложении потенциала Ландау только минимальными степенями, получаем

$$\Phi = \frac{\delta_F}{2} F^2 + \frac{\delta_L}{2} L^2 + \alpha_1 F^4 + \alpha_2 L^4 + \alpha_3 F^6 + \alpha_4 L^6 + \alpha_5 F^2 L^2 + \alpha_6 FL^3 + \alpha_7 F^3 L^3 + \alpha_8 F^2 L^4 + \alpha_9 FL^5 - FH, \quad (8)$$

где  $\delta_F = \beta_F(T - T_c)$ ,  $\delta_L = \beta_L(T - T_N)$ ,  $\beta_F, \beta_L, \alpha_i$  ( $i = 1, \dots, 5$ ) — феноменологические коэффициенты. Возможные состояния находились численно из системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial F} &= F(\delta_F + 4\alpha_1 F^2 + 6\alpha_3 F^4 + 2\alpha_5 L^2 + 3\alpha_7 FL^3 + 2\alpha_8 L + \alpha_6 L^3 + \alpha_9 F^5) - H = 0, \\ \frac{1}{L} \frac{\partial \Phi}{\partial L} &= \delta_L + 4\alpha_2 L^2 + 6\alpha_4 L^4 + 2\alpha_5 F^2 + 3\alpha_6 FL + 3\alpha_7 F^3 L + 4\alpha_8 F^2 L^2 + 5\alpha_9 FL^3 = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

1) Учет  $I_5 = F^2 L^2$  ( $\alpha_6 = \alpha_7 = \alpha_8 = \alpha_9 = 0$ ). Потенциал Ландау с инвариантом такого вида достаточно хорошо изучен [12,14,15]. В работах [12,14] рассмотрены возможные ФП и зависимости  $F(H), L(H)$



**Рис. 2.** Фазовые границы магнитных состояний кристаллов с треугольной структурой в  $H-T$ -плоскости.

при учете только четвертых степеней в разложении  $\Phi$ . Учтем шестые степени. Из (9) видно, что при изменении знака  $H$  вектор  $\mathbf{F}$  также меняет знак. При этом уравнения инвариантны относительно замены знака  $\mathbf{L}$ . Рассмотрим решения системы (9) при разных знаках параметра  $\alpha_5$ .

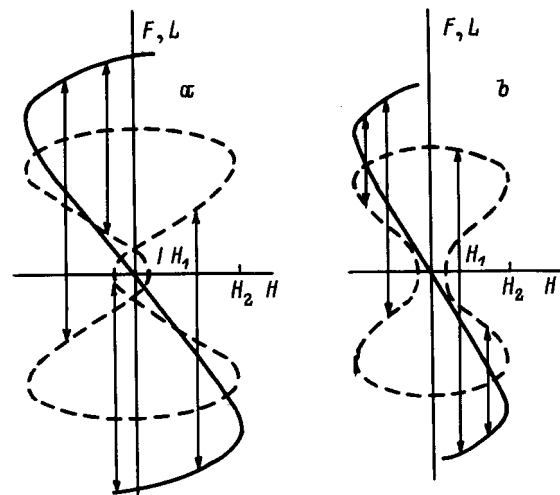
а)  $\alpha_5 > 0$ . Потенциал такого вида допускает возможность ФП второго рода по полю из состояния  $F \neq 0$  в смешанное, причем на границе  $L = 0$ . Следует отметить, что, поскольку уравнения состояния (9) инвариантны относительно одновременной замены знака при  $F$  и  $H$ , в общем случае для параметра  $F$  имеют место три решения, из которых устойчивыми являются только два совпадающих по модулю. В результате кривая ФП второго рода в  $H-T$ -переменных будет симметричной относительно  $T$ -оси. Наиболее интересным оказывается характер изменения этой кривой в зависимости от параметра  $\alpha_3$ . При  $\alpha_3 = 0$  кривая ФП для каждого из решений два раза пересекает ось абсцисс в точках  $T_1$  и  $T_N$ , причем  $H(0) = H_+ < 0$  для положительного и  $H(0) = H_- > 0$  для отрицательного решений. С ростом  $\alpha_3$  кривая деформируется, и при некотором значении этого параметра появляется третья точка пересечения ( $T_2$  на рис. 2). Здесь  $H_+ > 0$  и  $H_- < 0$ . При еще большем значении  $\alpha_3$  отсутствуют точки пересечения кривых ФП второго рода с осью абсцисс ниже  $T_N$ . Кривые для положительного решения целиком располагаются выше, а для отрицательного — ниже оси абсцисс.

Рассмотрим эволюцию решений уравнений состояния при таком значении параметра  $\alpha_3$ , для которого кривая ФП второго рода изображена на рис. 2. В интервале  $0 < T < T_2$  при  $H = 0$  кристалл состоит из двух пар антиизоструктурных фаз ( $\mathbf{F} \uparrow \uparrow \mathbf{L}, \mathbf{F} \uparrow \downarrow \mathbf{L}$ ), различающихся взаимно противоположными ориентациями векторов  $\mathbf{F}$ . При некотором значении поля  $H_1$  (рис. 3, а) фазы с положительным направлением  $F_+$  претерпевают ФП второго рода и при  $T < T_c$  переходят в ФМ-состояние. Фазы с отрицательным значением  $F_-$  в поле  $H_2 > H_1$  испытывают ФП первого рода в то же самое ФМ-состояние. Следовательно, граница ФП первого рода отрицательной составляющей  $F_-$  решения (штрихпунктирная кривая на рис. 2) в интервале температур  $0 < T < T_2$  будет

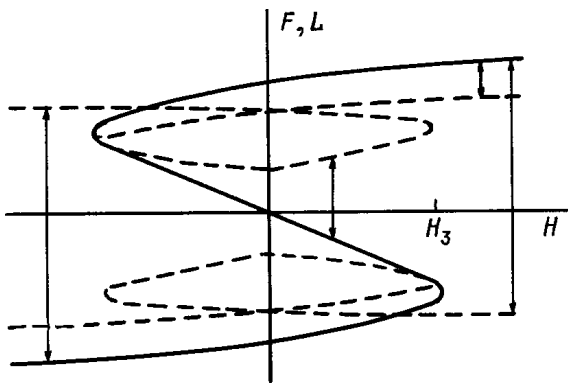
располагаться выше кривой ФП второго рода положительной составляющей  $F_+$  (сплошная кривая на рис. 2). Граница ФП первого рода для  $F_+$ , не показанная на рис. 2, располагается симметрично границе ФП для  $F_-$  относительно оси абсцисс. При  $T_2 < T < T_1$ , как видно из рис. 3, б, уравнения состояния при  $H = 0$  имеют только неустойчивое решение. В итоге в окрестности точки  $H = 0$  при  $T < T_0$  возникает чисто ФМ-состояние. С ростом поля  $H > H_1$  происходит ФП второго рода с появлением двух смешанных антиизоструктурных состояний с  $F_-$ . Эти фазы в дальнейшем при  $H_2 > H_1$  претерпевают ФП первого рода в ФМ-состояние.

Область  $T_1 < T < T_N$  удобно разбить на три части. При  $T_1 < T < T_3$  последовательность ФП такая же, как и при  $0 < T < T_2$ . Если  $T_3 < T < T_4$ , то с ростом  $H$  сначала происходит ФП первого рода с исчезновением фазы с  $F_-$ , а затем ФП второго рода с исчезновением фазы с  $F_+$  (аналогично рис. 3, а). При  $T_4 < T < T_N$  исчезает S-образный участок и зависимость  $F(H)$  становится монотонной, т.е. в нулевом поле  $F(0) = 0$  и кристалл является чистым антиферромагнетиком (АФМ). При некотором значении  $H$  происходит ФП второго рода. В этом интервале температур ФП первого рода отсутствует.

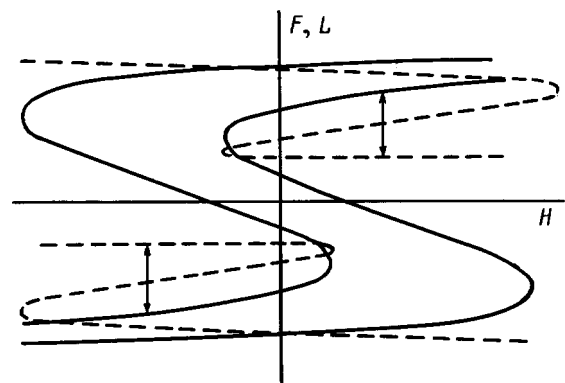
б)  $\alpha_5 < 0$ . Решения  $F(H)$  и  $L(H)$  при низких температурах представлены на рис. 4. ФП второго рода здесь отсутствует при любых  $T$ . Если  $T < T_5$  ( $T_5$  — температура исчезновения ФП первого рода), то в отсутствие поля имеются две пары антиизоструктурных фаз, различающихся знаком  $F$ -составляющей. С ростом  $H$  при  $H_3$  происходит ФП первого рода с исчезновением фазы с  $F_-$ . В результате в кристалле остаются только две антиизоструктурные фазы ( $\mathbf{F} \uparrow \uparrow \mathbf{L}, \mathbf{F} \uparrow \downarrow \mathbf{L}$ ). При  $T > T_5$  и  $H = 0$  реализуются два чисто антиферромагнитных



**Рис. 3.** Эволюция зависимостей  $F(H)$  и  $L(H)$  с температурой при учете инварианта  $F^2L^2$ . Случай  $\alpha_5 > 0$ . Сплошная линия —  $F(H)$ , штриховые —  $L(H)$ . а —  $T < T_2$ , б —  $T_2 < T < T_1$ .



**Рис. 4.** Поведение  $F$ - и  $L$ -составляющих в поле при учете инварианта  $F^2L^2$ .  $\alpha_5 < 0$ . Сплошная линия соответствует зависимости  $F(H)$ , штриховая —  $L(H)$ ,  $T < T_1$ .



**Рис. 5.** Зависимости  $F(H)$  и  $L(H)$  при учете инварианта  $FL^3$ .  $\alpha_6 > 0$ . Сплошные линии —  $F(H)$ , штриховые —  $L(H)$ ,  $T < T_6$ .

домена. Если  $H \neq 0$ , то появляется ферромагнитный момент, но возможность ФП по полю отсутствует.

2) Учет  $I_6 = FL^3$  ( $\alpha_5 = \alpha_7 = \alpha_8 = \alpha_9 = 0$ ).

а)  $\alpha_6 > 0$ . При изменении направления  $\mathbf{H}$ , как следует из (9), векторы  $\mathbf{F}$  и  $\mathbf{L}$  меняют знак. Имеются по две непересекающиеся ветви решения для  $F$ - и  $L$ -компонент, которые при  $T < T_1$  характеризуются  $S$ -образной формой (рис. 5). При  $H = 0$  есть две пары доменов, различающиеся значениями  $F$  и  $L$ . В первой паре  $\mathbf{F} \uparrow \uparrow \mathbf{L}$ , а во второй —  $\mathbf{F} \uparrow \downarrow \mathbf{L}$ . Переход с одной ветви решения на другую, т.е. разрушение одного из доменов, происходит в полях, близких к  $H = 0$ , причем имеет место гистерезис (ФП первого рода). Поле перехода понижается с ростом температуры. При  $T > T_6$  ФП первого рода не реализуется, но по-прежнему имеют место два решения для  $F$ - и  $L$ -составляющих. При приближении температуры к  $T_N$  ветви решений сближаются и при  $T = T_N$  зависимости  $F(H)$  и  $L(H)$  становятся однозначными. В нулевом поле возникает ПМ состояние ( $F = L = 0$ ), поскольку обе кривые проходят через начало координат.

б) При  $\alpha_6 < 0$  меняет знак вектор  $\mathbf{L}$ .

3) Учет  $I_7 = F^3L^3$  ( $\alpha_5 = \alpha_6 = \alpha_8 = \alpha_9 = 0$ ).

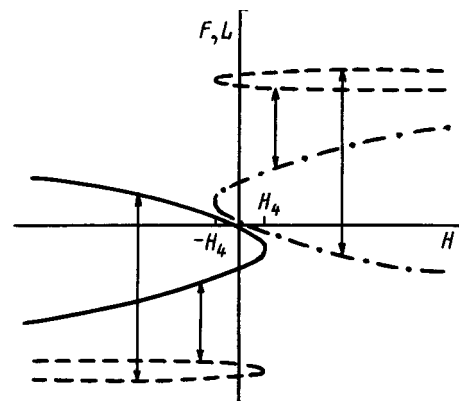
а)  $\alpha_7 > 0$ . Аналогично предыдущему случаю при изменении направления поля  $H$  меняют знак одновременно  $F$  и  $L$ . Вплоть до  $T_N$  существуют по две ветви решений  $F$ - и  $L$ -компонент, которые не имеют  $S$ -образного участка, и  $F$ -компоненты соприкасаются в начале координат (рис. 6). В полях  $H = \pm H_4$  возможен ФП первого рода с переходом на другую ветвь решения. С ростом температуры ветви деформируются, и при  $T = T_7$   $F$ -компонента представляет собой фактически две параболы, соприкасающиеся вершинами в начале координат. Если  $T > T_7$ , то смешанное двухдоменное состояние становится неустойчивым. Поэтому при  $H = 0$  реализуется чисто антиферромагнитное (АФМ) двухдоменное состояние. При этом с ростом поля по абсолютной величине ФП с одной ветви на другую происходит с уменьшением модуля  $F$ . Следовательно,

ФП первого рода при  $T > T_7$  нефизичен. Возможно, этот феномен исчезнет при учете более высоких степеней разложения потенциала Ландау.

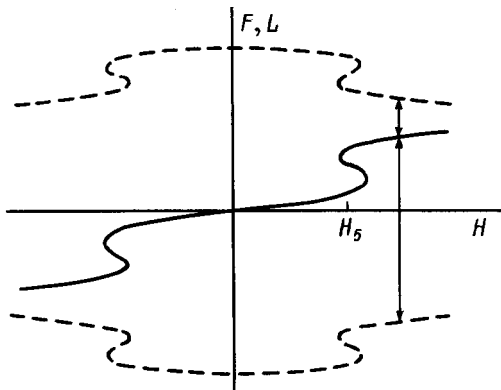
б) При  $\alpha_7 < 0$ . В этом случае меняет знак вектор  $\mathbf{L}$ .

4) Учет  $I_8 = F^2L^4$  ( $\alpha_5 = \alpha_6 = \alpha_7 = \alpha_9 = 0$ ).

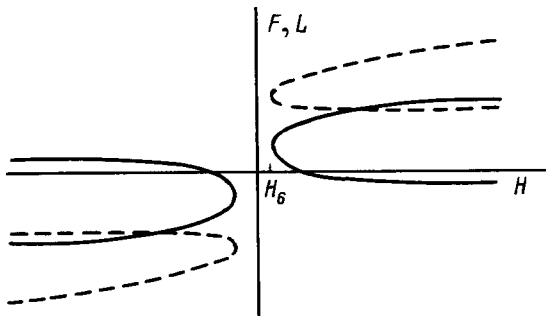
а)  $\alpha_8 > 0$ . Имеются только одна ветвь  $F(H)$  и соответствующие ей две ветви  $L$ , поскольку уравнения (9) содержат только четные степени  $L$ .  $F(H)$  проходит через начало координат, при этом поведение  $F(H)$  существенно отличается от предыдущих случаев. Ниже  $T_8$  (а не только выше, как в предыдущих пунктах) при  $H = 0$  реализуется чисто АФМ-двухдоменное состояние. С ростом поля  $F$  линейно увеличивается и в окрестности поля  $H_5$ , так же как и  $L$ , испытывает скачок. Этот ФП первого рода сопровождается гистерезисом, что отражает  $S$ -образный излом в районе  $H_5$  (рис. 7). С ростом температуры  $H_5$  понижается, гистерезис и скачки  $F$  и  $L$  уменьшаются, ФП теряет характерные черты ФП первого рода. При  $T > T_8$  кривые  $F(H)$  и  $L(H)$  становятся монотонными. Аналогичный характер зависимости  $\sigma(H)$  в эксперименте наблюдался в области стабильности фазы  $MM_2$  в  $Fe_2P$  под давлением



**Рис. 6.** Полевые зависимости  $F$ - и  $L$ -составляющих при учете инварианта  $F^3L^3$ .  $\alpha_7 > 0$ . Сплошная и штрихпунктирная линии отвечают зависимостям  $F(H)$ , штриховая —  $L(H)$ .



**Рис. 7.** Поведение  $F$ - и  $L$ -составляющих в поле при учете инварианта  $F^2L^4$ .  $\alpha_8 > 0$ . Сплошная линия — зависимости  $F(H)$ , штриховые —  $L(H)$ ,  $T < T_8$ .



**Рис. 8.** Полевые зависимости  $F$ - и  $L$ -составляющих при учете инварианта  $FL^5$ .  $\alpha_9 > 0$ . Сплошные линии — зависимости  $F(H)$ , штриховые —  $L(H)$ ,  $T_9 < T < T_{10}$ .

и нестехиометрическом фосфиде железа  $Fe_{2-\varepsilon}P$  [8], в  $Fe_2P$ , легированном марганцем [7]. Такая корреляция экспериментальных данных и теоретического анализа дает основание предположить, что в этих веществах в фазе  $MM_2$  взаимное расположение магнитных векторов имеет вид  $\mathbf{F} \parallel \mathbf{L}_1$ ,  $\mathbf{L}_2 = 0$ . При этом состояние вещества в интервале температур, где наблюдается такое поведение намагниченности, описывается инвариантом  $F^2L^4$ .

б)  $\alpha_8 < 0$ . В окрестности ОК существуют две ветви  $L(H)$  и одна ветвь  $F(H)$ , которая с ростом  $H$  монотонно уменьшается. Вблизи  $T_N$  эта ветвь деформируется и на кривой  $F(H)$  появляется Z-образный участок.

5) Учет  $I_9 = FL^5$  ( $\alpha_5 = \alpha_6 = \alpha_7 = \alpha_8 = 0$ ). Как следует из (9), при изменении знака  $\mathbf{H}$  инвертируются также векторы  $\mathbf{F}$  и  $\mathbf{L}$ .

а)  $\alpha_9 > 0$ . Решение  $F(H)$  представляет собой две параболы. Вблизи нулевой температуры одна из них ( $F_+$ ) располагается в области положительных значений  $F$ , а другая ( $F_-$ ) — в области отрицательных, причем вершины кривых  $F_+$  и  $F_-$  попадают в области отрицательных и положительных полей соответственно. С ростом температуры кривые смещаются и выше  $T_9$  в интервале  $(-H_6, H_6)$  появляется область, в которой

решение системы уравнений (9) отсутствует (рис. 8). При дальнейшем увеличении температуры ( $T > T_{10}$ ) эта область между ветвями исчезает, при  $H = 0$  кристалл оказывается четырехдоменным и появляется возможность ФП первого рода.

Графики  $F(T)$  и  $L(T)$  при различных значениях  $H$  представлены на рис. 9. При  $H < H_6$  между двумя ветвями появляется область, в которой решение отсутствует. Если  $H > H_6$ , то при некоторой температуре эти ветви сливаются с образованием "бутылочного горлышка". При  $T_N$  на одной из ветвей происходит ФП второго рода ( $L = 0$ ).

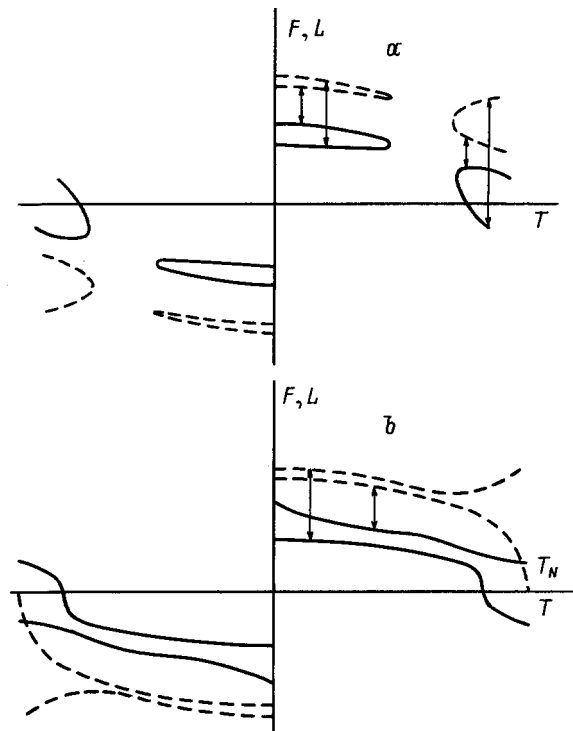
б)  $\alpha_9 < 0$ . В этом случае изменяется только знак  $\mathbf{L}$ .

Необходимо отметить, что аналогичные исследования были проведены и для других разрешенных структур. Однако ни одна из них не дала поведение намагниченности, характерное для фазы  $MM_2$ .

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

В результате учета пяти смешанных инвариантов и их последовательного рассмотрения выделены инварианты  $I_6, I_9$ , ответственные за ФП первого рода по температуре из ПМ-фазы в магнитоупорядоченное состояние в треугольных структурах. Некоторая "смазанность" характерных признаков перехода ПМ- $MM_2$  в  $Fe_2P$  как ФП первого рода обуславливает малость величин коэффициентов при  $I_6, I_9$ .

Анализ поведения структур с различными взаимными ориентациями векторов  $\mathbf{F}, \mathbf{L}_1$  и  $\mathbf{L}_2$  в магнитном поле при



**Рис. 9.** Эволюция зависимостей  $F(H)$  и  $L(H)$  с полем при учете инварианта  $FL^5$ .  $\alpha_9 < 0$ . Сплошные линии — зависимости  $F(H)$ , штриховые —  $L(H)$ . а —  $H < H_6$ , б —  $H > H_6$ .

учете каждого из пяти смешанных инвариантов в потенциале Ландау позволяет выделить магнитную структуру ( $\mathbf{F} \parallel \mathbf{L}_1, \mathbf{L}_2 = 0$ ) и инвариант ( $I_8$ ), приводящие к таким же полевым зависимостям параметров порядка, как и экспериментально наблюдаемые кривые намагничивания для фазы  $MM_2$  в соединениях на основе фосфида железа. Таким образом, при теоретическом изучении магнитных характеристик кристаллов с треугольной магнитной структурой необходимо учитывать инварианты  $I_6, I_8, I_9$  в разложении потенциала Ландау.

## Список литературы

- [1] B. Carlsson, H. Golin, S. Rundavist. *J. Sol. Stat. Chem.* **8**, 1, 57 (1973).
- [2] J.B. Goodenough. *J. Sol. Stat. Chem.* **7**, 1, 428 (1973).
- [3] R. Wappling, L. Haggstrom, T. Ericsson, S. Devanarayanan, E.J. Karlsson. *J. Sol. Stat. Chem.* **13**, 258 (1975).
- [4] H. Fujii, T. Hokabe, T. Kamigaichi, T. Okamoto. *J. Phys. Soc. Jap.* **43**, 1, 41 (1977).
- [5] E.A. Zavadskii, L.I. Medvedeva, A.E. Philippov. *J. Magn. Mater.* **43**, 1, 53 (1984).
- [6] Л.И. Медведева, С.И. Харцев. *ФТТ* **31**, 1, 78 (1989).
- [7] H. Fujii, T. Hokabe, K. Euchi, H. Fuiwara, T. Okamoto. *J. Phys. Jap.* **51**, 2, 414 (1982).
- [8] Л.И. Медведева, С.И. Харцев. *ФТВД* **34**, 27 (1990).
- [9] H. Kadomatsu, K. Tohma, H. Fujii, T. Okamoto, H. Fujicwara. *Phys. Lett. A* **84**, 8, 442 (1981).
- [10] Л.И. Медведева. *ФТТ* **24**, 1, 322 (1982).
- [11] Ю.Д. Заворотнев, С.С. Звада, Л.И. Медведева. *ФТТ* **35**, 6, 1710 (1993).
- [12] T. Morija, K. Usami. *Solid State Commun.* **23**, 935 (1977).
- [13] А.В. Ведяшкин, Ю.М. Гуфан. *ФТТ* **34**, 3, 78 (1992).
- [14] Makoto Isoda. *J. Phys. Soc. Jap.* **53**, 10, 3587 (1984).
- [15] Ю.М. Гуфан, Е.С. Ларин. *ФТТ* **22**, 2, 463 (1980).