

Скрытый ферромагнетизм в пниктидах $(\text{Fe-Mn})_{1,95}\text{As}$

В.И. Вальков, И.Ф. Грибанов, А.В. Головчан, Б.М. Тодрис

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: valkov@dpms.fti.ac.donetsk.ua*

Статья поступила в редакцию 23 марта 2005 г., после переработки 30 мая 2005 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований магнитных свойств антиферромагнитного сплава $\text{Fe}_{0,765}\text{Mn}_{1,185}\text{As}$, из которых следует, что при атмосферном давлении в области температур ниже 65 К антиферромагнитное состояние не является единственно стабильным, поскольку наложение магнитного поля в этом диапазоне температур позволяет наблюдать необратимые индуцированные переходы в состояние со скошенной ферромагнитной структурой. Это второе стабильное состояние для исследуемого образца. Повышение температуры приводит к исчезновению этого состояния путем фазового превращения первого рода при 65 К. Выше 65 К наблюдаются обратимые индуцированные переходы первого рода из антиферромагнитной в скошенную ферромагнитную структуру. Обсуждение результатов проведено на основе феноменологического выражения для свободной энергии системы с двумя взаимодействующими параметрами магнитного порядка. Показано, что простая феноменологическая модель качественно описывает поведение исследуемой системы. Микроскопическое обоснование феноменологического подхода проведено в рамках однозонной модели Хаббарда.

Приведено результати експериментальних досліджень магнітних властивостей антиферромагнітного сплаву $\text{Fe}_{0,765}\text{Mn}_{1,185}\text{As}$, з яких випливає, що при атмосферному тиску в області температур нижче 65 К антиферромагнітний стан не є єдино стабільним, оскільки накладення магнітного поля в цьому діапазоні температур дозволяє спостерігати необоротні індуковані переходи в стан зі скошеною феримагнітною структурою. Це є другий стабільний стан для досліджуваного зразка. Підвищення температури приводить до зникнення цього стану шляхом фазового перетворення першого роду при 65 К. Вище 65 К спостерігаються оборотні індуковані переходи першого роду з антиферромагнітної в скошену феримагнітну структуру. Обговорення результатів проведено на основі феноменологічного виразу для вільної енергії системи з двома взаємодіючими параметрами магнітного порядку. Показано, що проста феноменологічна модель якісно описує поведінку досліджуваної системи. Мікроскопічне обґрунтування феноменологічного підходу проведено в рамках однозонної моделі Хаббарда.

PACS: 75.60.Ej, 76.50.Ee, 75.50.Gg, 75.10.Lp

Введение

Экспериментальные исследования воздействия сильного магнитного поля на твердые растворы пниктидов переходных металлов $\text{Mn}_{a-y-x}\text{Fe}_y\text{Co}_x\text{As}$ с $a \approx 1$ позволили обнаружить существование метастабильных магнитоупорядоченных состояний и построить их фазовые (P - T - H) диаграммы [1–3].

Сегодня актуальность подобных исследований связана с возможностью практического применения эффектов, сопровождающих процесс намагничивания этих материалов. Например, сильного магнито-

калорического эффекта, проявляющегося при исчезновении ферромагнитной фазы, обратимо индуцированной магнитным полем [4,5].

Однако прикладной интерес не заслоняет некоторые фундаментальные особенности, проявляющиеся в процессе намагничивания таких пниктидов, как, например, твердые растворы системы $\text{Fe}_{a-x}\text{Mn}_x\text{As}$ при $a > 1,95$. Сплавы этой системы обладают тетрагональной кристаллической структурой $C38$, пространственная группа симметрии которой ($P4/nmm$) отражает существование двух типов кристаллографических позиций, заселенных магнито-

активными ионами марганца и железа. Возможно, кристаллоструктурные и электронные характеристики систем $\text{Fe}_{a-x}\text{Mn}_x\text{As}$ при $1,95 \leq a \leq 2,35$ [6,7] являются причиной существования низкотемпературных ($T = T_1 < T_N$) магнитных фазовых переходов порядок – порядок из антиферромагнитного (АФ) состояния ($T < T_N$) в угловое, или скошенное ферримагнитное (СФМ) состояние ($T < T_1$).

Магнитная структура СФМ может рассматриваться как сосуществование однородной и периодической компонент магнитного момента кристаллохимической ячейки [8].

Исследования спонтанных переходов АФ–СФМ в сплавах этой системы позволили расширить представления о механизмах переходов порядок – порядок и обратить внимание на важность роли взаимодействия ферромагнитных и антиферромагнитных мод, сосуществующих в системах с коллективизированными носителями магнетизма [9].

В большинстве исследованных ранее образцов системы $\text{Fe}_{a-x}\text{Mn}_x\text{As}$ обнаружено наличие двух магнитных фазовых переходов. Высокотемпературный переход ПМ – АФ реализуется как превращение второго рода при T_N порядка 460 К. Низкотемпературные превращения первого и второго рода наблюдаются при $T = T_1$, где $127 \text{ К} \leq T_1 \leq 330 \text{ К}$ зависит от параметров a и $\eta = x/a - x$ [7]. В ближайшем по этим параметрам к исследуемому образцу ($a = 1,95$, $\eta = 1,56$) при $T_1 = 127 \text{ К}$ наблюдается ярко выраженное превращение первого рода, при котором возникновение спонтанной намагниченности сопровождается резким и анизотропным изменением параметров кристаллической решетки c и a . Согласно [6], $\Delta c/c = +3\%$, $\Delta a/a = -0,85$, $\Delta V/V = +1,9\%$.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию магнитных свойств антиферромагнитного сплава $\text{Fe}_{0,765}\text{Mn}_{1,185}\text{As}$, в котором обнаружены индуцированные магнитным полем обратимые и необратимые переходы в скошенное ферримагнитное состояние.

Обсуждение результатов проведено на основе феноменологического выражения для свободной энергии системы с двумя взаимодействующими параметрами магнитного порядка. Микроскопическое обоснование выражения проведено в рамках однозонной модели Хаббарда.

1. Методики эксперимента

Основные экспериментальные результаты получены при исследовании температурных $\sigma(T)$ и полевых $\sigma(H)$ зависимостей намагниченности, измеренных в статических и импульсных магнитных полях. Измерения температурных зависимостей в статическом магнитном поле проводили на весах типа До-

меникали. Полевые зависимости изучали в статическом и импульсном магнитных полях. В первом случае использовали фарадеевские магнитные весы со сверхпроводящим соленоидом в качестве источника магнитного поля [10]. Измерения в импульсном магнитном поле проводили с помощью импульсного магнитометра, аналогичного описанному в [11]. Температурные зависимости параметров кристаллической решетки получены на рентгеновском дифрактометре ДРОН-1.5.

2. Результаты исследований

Некоторые общие характеристики угловой ферримагнитной фазы (тип анизотропии и особенности кривой намагничивания), возникающей спонтанно в результате низкотемпературного фазового перехода, установлены нами при измерениях намагниченности образцов в сильных статических и импульсных магнитных полях.

Согласно нашим измерениям, анизотропные свойства определяются плоскостью легкого намагничивания (плоскость, перпендикулярная тетрагональной оси).

Наиболее важная характерная особенность кривой намагничивания образцов в фазе СФМ – линейный рост намагниченности насыщения при возрастании напряженности магнитного поля. В качестве примера приведены полевые зависимости монокристаллического образца $\text{Fe}_{0,65}\text{Mn}_{1,3}\text{As}$ (см. рис. 1). В этом образце при понижении температуры наблюдаются два типа свойственных системе $\text{Fe}_{1,95-x}\text{Mn}_x\text{As}$ переходов: беспорядок – порядок (ПМ – АФ) при $T = T_N$ и порядок – порядок при $T = T_1 = 140 \text{ К}$ (АФ – СФМ). Оба перехода – магнитные фазовые превращения второго рода.

При исследовании магнитных свойств образца $\text{Fe}_{0,765}\text{Mn}_{1,185}\text{As}$ в статическом магнитном поле напряженностью 10 кЭ понижение температуры приводит к реализации только одного перехода второго рода ПМ – АФ. Температура упорядочения $T = T_N \approx 470 \text{ К}$ отождествлялась с температурой максимума на температурной зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$, рис. 2. Ниже этой температуры магнитные и рентгеновские измерения не фиксируют каких-либо существенных изменений в состоянии образца. (На рис. 2,б приведена температурная зависимость только параметра c , испытывающего максимальное изменение при переходе АФ – СФМ.) Таким образом, исходя из предварительных измерений состояние исследуемого образца может быть определено как антиферромагнитное.

Однако подобная характеристика неоднозначна. Действительно, при измерениях полевых зависимостей намагниченности образца в сильных статиче-

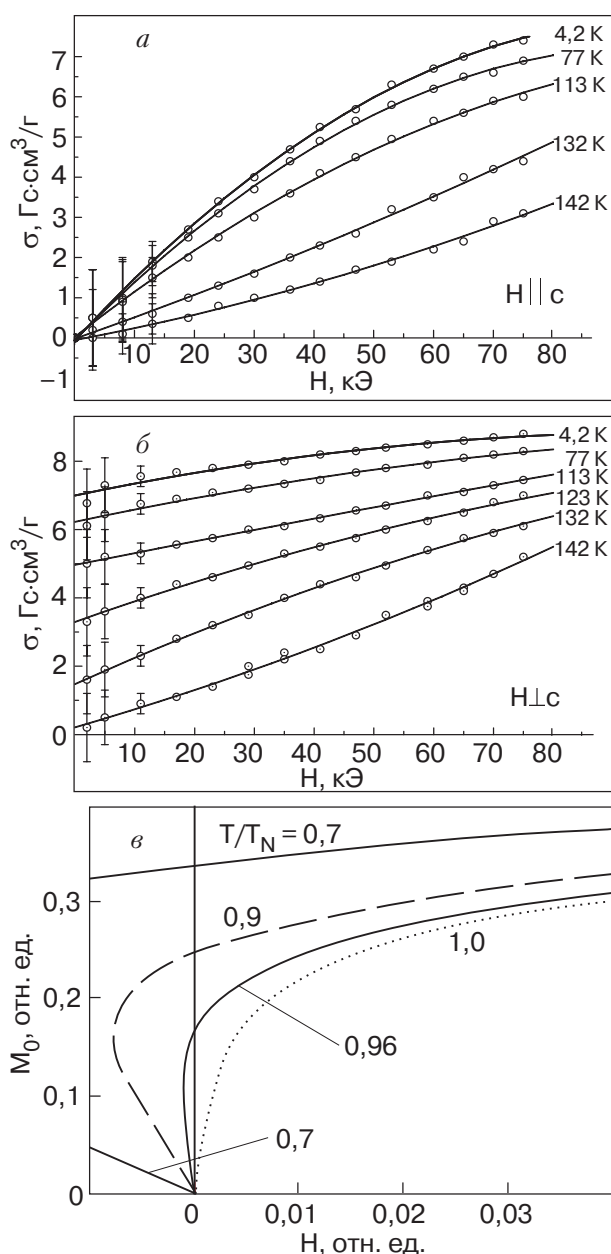


Рис. 1. Экспериментальные (а,б) и расчетные (в) полевые зависимости намагниченности образца, в котором переход АФ—СФМ — переход второго рода. Экспериментальные зависимости измерены для монокристаллического образца Fe_{0,65}Mn_{1,3}As при двух ориентациях поля по отношению к тетрагональной оси *c* и различных температурах.

ских и импульсных магнитных полях обнаружены обратимые и необратимые индуцированные переходы первого рода из антиферромагнитного состояния в состояние, характеристики которого совпадают с характеристиками угловой ферримагнитной фазы. Представленные на рис. 3 полевые зависимости $\sigma(H)$ показывают, что некоторые кривые намагничивания исследуемого образца описывают необратимый индуцированный полем переход первого рода АФ—СФМ.

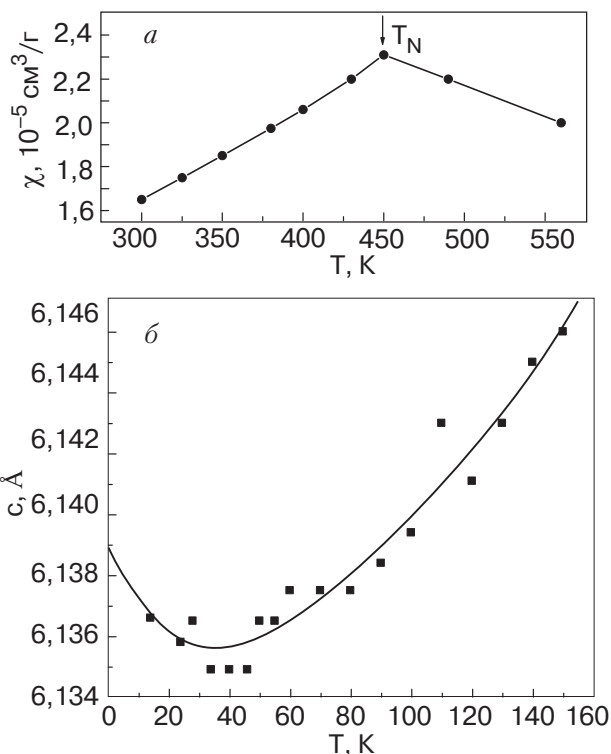


Рис. 2. Температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости (а) и параметра кристаллической решетки *c* (б) монокристаллического образца Fe_{0,765}Mn_{1,185}As со скрытой ферримагнитной фазой.

Об этом свидетельствует форма кривых намагничивания: плавное обратимое увеличение намагниченности в полях с напряженностью ниже критического значения $H_1(T) \geq 20$ кЭ, резкое возрастание намагниченности при достижении полем этого значения с необратимым изменением ее величины (сохранение конечного значения намагниченности после снижения поля к нулевому значению). Индуцированное полем состояние сохраняется сколь угодно долго, и повторное намагничивание образца при этой или более низкой температуре (кривая 2) описывается кривой, которая отражает характеристики индуцированного ферримагнитного состояния СФМ — спонтанную намагниченность и линейное возрастание ее величины с ростом напряженности магнитного поля. В слабых полях ($H < 20$ кЭ) необратимо-индуцированное состояние СФМ остается стабильным при повышении температуры вплоть до $T_2 = 65$ К. При T_2 происходит необратимый спонтанный переход первого рода СФМ → АФ, который сопровождается растрескиванием образца. Это свидетельствует о сильной спонтанной магнитострикции, сопровождающей такой переход. Термин «необратимый спонтанный переход» связан с тем, что понижение температуры от 65 К не приводит к восстановлению намагниченности. При температурах, превышающих T_2 , наложение магнитного поля

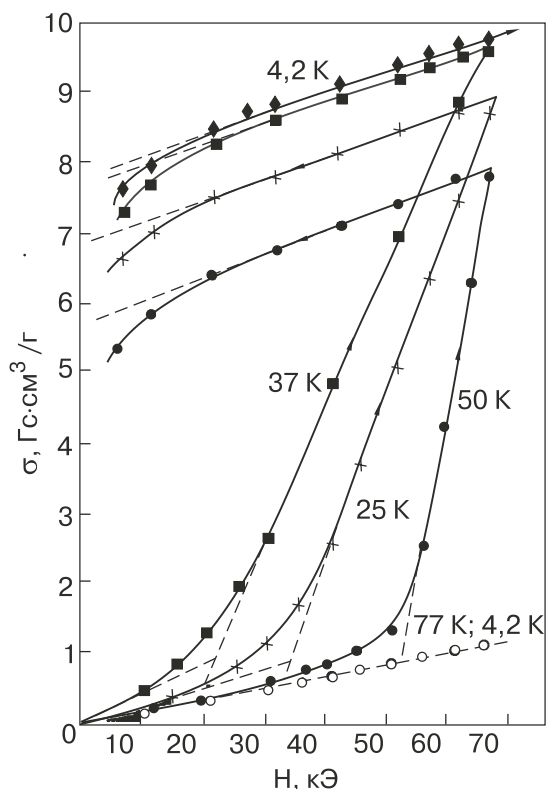


Рис. 3. Изотермические зависимости намагниченности от поля ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$) в монокристаллическом образце $\text{Fe}_{0,765}\text{Mn}_{1,185}\text{As}$. При $T = 4,2$ К показано поведение антиферромагнитной (○) и необратимо индуцированной скошенной ферримагнитной (◆) фаз.

может привести к обратимым индуцированным переходам первого рода АФ—СФМ. Для этих переходов характерно существование двух критических полей: $H_1 < H_2$, первое из которых приводит к появлению СФМ, а при втором СФМ состояние исчезает. Эти переходы исследованы нами при измерениях в импульсном магнитном поле. Температурные зависимости $H_1(T)$ и $H_2(T)$, характеризующие изменение с температурой границ возникновения АФ и СФМ состояний по полю, приведены на рис. 4.

Особенность кривой $H_1(T)$ — наличие минимума вблизи 50 К. Отсутствие структурных и магнитных аномалий АФ состояния образца при этой температуре (рис. 2) означает, что подобное поведение связано с топологией границы возникновения «скрытой» угловой фазы в пространстве координат давление — температура.

Обнаружение необратимых индуцированных переходов в корне изменяет представление об антиферромагнитном состоянии этого образца как единственно стабильного. Из наших измерений следует, что диапазон $0 \leq T \leq T_2$ для исследуемого образца является областью метастабильных состояний.

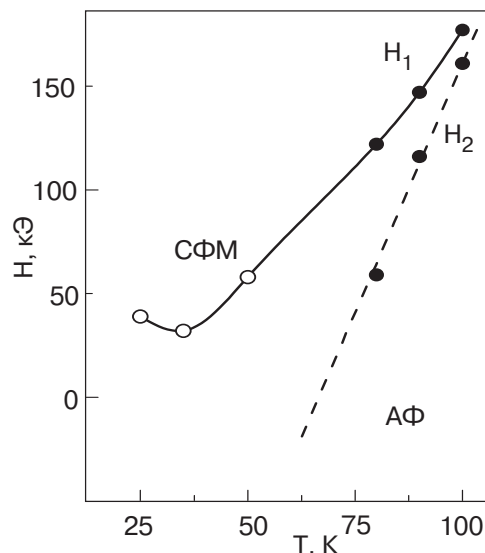


Рис. 4. Экспериментальная H - T -диаграмма образца $\text{Fe}_{0,765}\text{Mn}_{1,185}\text{As}$. Границы лабильности по полю $H_1(T)$ и $H_2(T)$ для индуцированных переходов АФ→СФМ и СФМ→АФ соответствуют значениям полей, для которых изотермические значения дифференциальной восприимчивости $(\partial\sigma/\partial H)(H)$ имеют экстремум; (○) и (●) — измерения в статическом и импульсном магнитных полях.

3. Обсуждение результатов

Подобные метастабильные области возникают в системах, в которых выполняются два условия.

Первое, необходимое условие — существование интервала P - T -пространства, разделяющего границы лабильности двух магнитоупорядоченных состояний. Это условие всегда может быть выполнено для систем, в которых переходы порядок — порядок первого рода.

Второе, достаточное условие — существование блокировки образования зародышей одной или обеих фаз. Для реальных систем, в которых спонтанные переходы сопровождаются большой спонтанной деформацией решетки, подобная блокировка обеспечивается магнитоупорядоченным механизмом [12,13]. В этом случае при любых температурах и давлениях система ведет себя как однородная и P - T -границы появления этих фаз могут приближаться к границам лабильности магнитоупорядоченных состояний.

В данной статье ограничимся обсуждением только необходимого условия появления области метастабильных состояний, разделяющей абсолютно устойчивые АФ и СФМ фазы. Полагаем, что выполнение второго условия обеспечивается присутствием сильной магнитоупорядоченности.

3.1. Феноменологическая модель переходов порядок – порядок с сосуществующими параметрами магнитного порядка

В нашем рассмотрении будем исходить из предположения, что СФМ структура порождается сосуществованием двух параметров магнитного порядка M_0 и M_Q . В качестве этих параметров можно взять векторы ферромагнетизма и антиферромагнетизма или фурье-компоненты магнитного момента кристаллохимической ячейки с волновыми векторами $\mathbf{q} = 0$ и $\mathbf{q} = \mathbf{Q}$. Выражение для свободной энергии такой системы F , при условии $\mathbf{M}_0 \perp \mathbf{M}_Q$ и без учета анизотропных свойств, имеет вид

$$F = \frac{1}{2!}a_1M_0^2 + \frac{1}{4!}a_3M_0^4 + \frac{1}{6!}a_5M_0^6 + \dots - HM_0 + \frac{1}{2!}b_1M_Q^2 + \frac{1}{4!}b_3M_Q^4 + \frac{1}{6!}b_5M_Q^6 + \frac{1}{2!}\delta M_0^2M_Q^2. \quad (1)$$

Полагаем, что коэффициенты зависят линейно от температуры и давления, однако знакопеременными являются только коэффициенты $a_1(T)$ и $b_1(T)$:

$$a_1 = T - T_C + P, \quad b_1 = (TK - K_3 - Pk_Q), \\ a_3 = \bar{a}_3(1 + K_1T), \quad b_3 = \bar{b}_3(1 + K_2T), \\ T_C < T_N \equiv K_3/K. \quad (2)$$

Анализ уравнений состояния $(\partial F/\partial M_0) = 0$, $(\partial F/\partial M_Q) = 0$ при некоторых значениях коэффициентов a, b, δ

$$a_1M_0 + \frac{1}{3!}a_3M_0^3 + \frac{1}{5!}a_5M_0^5 + \delta M_0M_Q^2 = 0, \quad (3)$$

$$b_1M_Q + \frac{1}{3!}b_3M_Q^3 + \frac{1}{5!}b_5M_Q^5 + \delta M_QM_0^2 = 0 \quad (4)$$

показывает, что при $H = 0$ (в зависимости от температуры и давления) минимуму F могут соответствовать следующие состояния из набора решений системы (3),(4): парамагнитное ПМ ($M_0 = M_Q = 0$), антиферромагнитное АФ ($M_0 = 0, M_Q = M > 0$) и смешанное ($M_0 > 0, M_Q = m > 0$), которое можно интерпретировать как СФМ при условии $M_0 \perp m < M$. Этот набор решений соответствует последовательности магнитных фазовых переходов при пониже-

нии температуры ПМ→АФ→СФМ. При этом высоко-температурный переход ПМ→АФ при $T = T_N$ – второго рода, если $b_3 > 0$, а переход АФ→СФМ при $T_1(P)$ может быть как второго, так и первого рода. В последнем случае при повышении температуры обратный переход порядок – порядок СФМ→АФ происходит при $T_2 > T_1$. Условие реализации перехода АФ→СФМ как магнитного фазового превращения первого рода – выполнение неравенства

$$D = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial M_0^2} \frac{\partial^2 F}{\partial M_Q^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial M_0 \partial M_Q} \right)^2 \right)_{M_0 \rightarrow 0, M_Q = M_Q(T_1)} = \\ = M_0^2 M_Q^2 \left(a_3(T_1)b_3(T_1) - 36\delta^2 + \frac{|a_1(T_1)|a_3(T_1)b_5(T_1)}{10\delta} \right) \leq 0. \quad (5)$$

При этом T_1 определяется из уравнения (4) при $M_0 \rightarrow 0$ после подстановки выражения $M_Q^2(T_1) = |a_1(T_1)|/\delta$.

Для $T_1(P) < T < T_2(P)$ оба решения АФ, СФМ минимизируют свободную энергию, если

$$D(M_0 > 0, M > 0) > 0 \quad [D(M_0 > 0, m > 0) > 0]. \quad (6)$$

При $T < T_1(P)$ минимуму энергии соответствует только решение СФМ, если

$$D(M_0 > 0, m > 0) > 0 \quad [D(M_0 > 0, M > 0) < 0]. \quad (7)$$

В то же время для $T_N + Pk_Q/k > T > T_2(P)$ минимуму F будет соответствовать только чисто антиферромагнитное решение, если

$$D(M_0 = 0, M > 0) > 0 \quad [D(M_0 > 0, m > 0) < 0]. \quad (8)$$

Можно показать, что в зависимости от значений коэффициентов a, b и δ (см. таблицу) в пространстве P – T -координат могут быть реализованы три типа фазовых диаграмм. Для выбранных значений a, b

Таблица. Значение коэффициентов в пространстве P – T -координат

Тип перехода АФ–СФМ	$P_1(T)$	T_C	$T_N = K_3/K$	K	K_1	K_2	K_Q	$\bar{a}_3 \cdot 10^2$	$a_5 \cdot 10^3$	$\bar{b}_3 \cdot 10^3$	$b_5 \cdot 10^3$	$\delta \cdot 10^3$
2 рода	>0	1	1,0844	0,971	-1	3,1	1/3	0,6	2,4	6	1,212	1
1 рода	>0	1	1,0844	0,971	-1	3,1	1/3	-3,15	2,4	6	1,212	3,5
1 рода	<0	1	1,0844	0,971	-1	3,1	1/3	-3,15	2,4	6	1,212	3,8

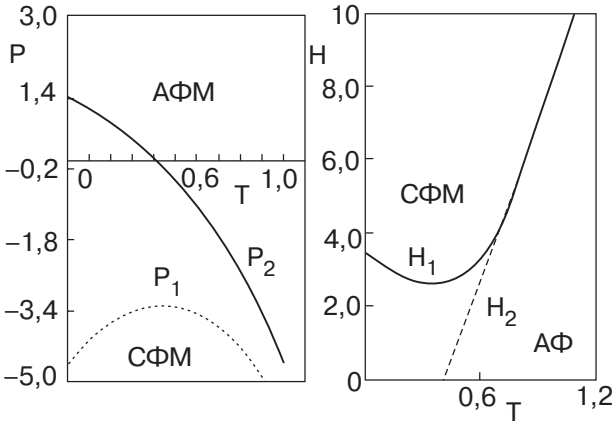


Рис. 5. Сопоставление теоретических P - T - и H - T -диаграмм, поясняющее присутствие минимума на экспериментальной зависимости $H_1(T)$.

меньшему значению $\delta_1 = 3,5 \cdot 10^{-3}$ соответствует диаграмма, в которой границы возникновения и исчезновения состояния СФМ ($T_1(P)$ и $T_2(P)$) захватывают область положительных давлений, и при выполнении условий (5) переход АФ–СФМ – первого рода. Для большего значения $\delta_2 = 1,086\delta_1$ величины $T_1(P)$ всегда отрицательны и теоретическая P - T -диаграмма будет иметь вид, представленный на рис. 5,а. Расчетные кривые намагничивания (рис. 6) в зависимости от температуры описывают обратимые и необратимые индуцированные переходы АФ–СФМ и качественно подобны экспериментальным кривым (рис. 3). Для $\delta = \delta_3 = 10^{-3}$ и при нарушении условия (5) переход АФ–СФМ – второго рода; кривые пересекают область $P > 0$. Этот случай описывает свойства образца $Fe_{0,65}Mn_{1,3}As$, экспериментальные и расчетные кривые намагничивания для которого приведены на рис. 1.

Зависимости критических полей в нашей модели (рис. 5,б) аналогичны экспериментальным зависи-

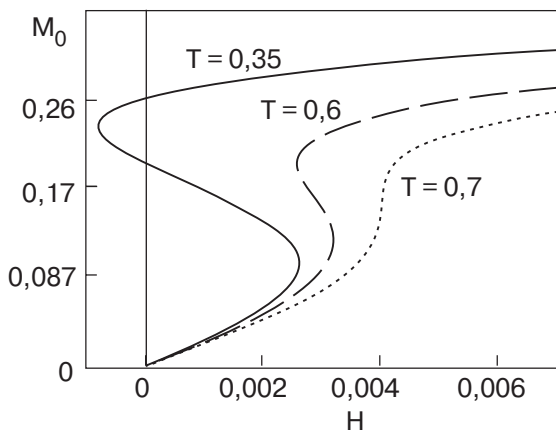


Рис. 6. Теоретические зависимости намагниченности от поля: необратимый (—), обратимые (---), индуцированные (.....) переходы АФ–СФМ.

ностям (рис. 4). Из сравнения рис. 5,а и 5,б видно, что минимум на зависимости $H_1(T)$ связан с топологией границы возникновения СФМ фазы, скрытой в области отрицательных давлений.

Таким образом, наша простая модель верно отражает поведение реальной системы. Однако неясным остается вопрос о микроскопической интерпретации модельного решения СФМ и связи коэффициентов, ответственных за выполнение условий (5)–(8), с микроскопическими параметрами спин-поляризованной электронной зонной структуры кристалла. Разрешение этого вопроса удобно провести для электронной системы, описываемой гамильтонианом Хаббарда.

3.2. Свободная энергия электронной системы в приближении однородных локальных полей

Для наших целей удобно рассмотреть систему вырожденных d -электронов в присутствии внешних однородного $H_0 = (0,0,H_0)$ и периодического $H_{Qj} = (H_{Qj}^x, H_{Qj}^y, 0)$ полей, описываемую однозонным гамильтонианом Хаббарда (см. Приложение). Использование преобразования Стратоновича–Хаббарда [14,15] и приближения однородных локальных полей [16,17] позволяет получить выражение для свободной энергии в виде

$$F = \psi_0 + \psi_1 + \mu N + \Omega_0, \quad (9)$$

где

$$\psi_0 = \left| \eta_{00}^Z - \frac{H_0}{2\sqrt{J}} \right|^2 + \left| \eta_{00}^X - \frac{H_Q^X}{2\sqrt{J}} \right|^2 + \left| \eta_{00}^Y - \frac{H_Q^Y}{2\sqrt{J}} \right|^2 + \sum_{q\omega \neq 0} (r_{q\omega})^2, \quad (10)$$

$$\psi_1 = L - T \sum_{q\omega \neq 0} \sum_{\alpha=X,Y,Z} \ln r_{q\omega}^\alpha + \sum_{q\omega \neq 0} \left\{ X_{q\omega}^{ZZ} (r_{q\omega}^Z)^2 + X_{q\omega}^{+-} [(r_{q\omega}^X)^2 + (r_{q\omega}^Y)^2] \right\}, \quad (11)$$

$$L\{\eta, \varphi, \varphi_1\} = -\frac{1}{\beta} \sum_{k,\sigma} \ln \{ 1 + \exp[-\beta(E_\sigma(k, \eta) - \mu)] \} - \Omega_0, \quad (12)$$

$$E_\sigma(k, \eta) = \frac{1}{2} \left\{ \varepsilon_{k+\frac{Q}{2}} + \varepsilon_{k-\frac{Q}{2}} + \sigma \sqrt{(\varepsilon_{k+\frac{Q}{2}} - \varepsilon_{k-\frac{Q}{2}} + 2\eta^Z \sqrt{J})^2 + 4J[(\eta^X)^2 + (\eta^Y)^2]} \right\}, \quad (13)$$

$$(\eta^\alpha)^2 = |\eta_{00}^\alpha|^2 + x^\alpha, \quad x^\alpha = \sum_{q \neq 0} |r_{q\omega}^\alpha|^2. \quad (14)$$

Здесь ψ_0 описывает энергию внешних (H) и статически усредненных обменных (η) полей (см. (П.8)) после преобразования гамильтониана системы к локальным координатам X, Y, Z (см. (П.2)); Ω_0 — термодинамический потенциал электронной системы без взаимодействия. Последняя сумма в ψ_1 описывает поправку второго порядка к приближению однородных локальных полей, в рамках которого энергетический спектр электронов имеет вид (13). Температурная зависимость спектра определяется среднеквадратичными флуктуациями обменных полей x^α .

Исходя из определения среднего значения ферромагнитной (M_0) и периодической (M_Q) фурье-компонент магнитного момента системы получаем связь этих макроскопических величин со статическими (Z, X, Y) фурье-компонентами перевалочных значений (см. (П.15)) обменных полей:

$$\eta_{q=0, \omega=0}^Z \equiv \eta_0^Z, \quad \eta_{q=0, \omega=0}^{(X,Y)} \equiv \eta_0^{(X,Y)},$$

$$M_0 = -g\mu_B \langle S_0^Z \rangle = -g\mu_B \frac{\partial F}{\partial H_0} = g\mu_B \left(\eta_0^Z - \frac{H_0}{2\sqrt{J}} \right) \frac{1}{\sqrt{J}}, \quad (15)$$

$$M_Q^{X,Y} = -g\mu_B \langle S_Q^{X,Y} \rangle = -g\mu_B \frac{\partial F}{\partial H_Q^{X,Y}} =$$

$$= g\mu_B \left(\eta_0^{X,Y} - \frac{H_Q^{X,Y}}{2\sqrt{J}} \right) \frac{1}{\sqrt{J}}.$$

Выражение для свободной энергии в форме (9) можно рассматривать как неравновесную свободную энергию магнитоактивной системы $F(\eta_0^Z, \eta_0^{X,Y})$, которая описывается неравновесными параметрами порядка η_0^Z и $\eta_0^{X,Y}$. Тогда уравнения перевала (П.15) совпадают с уравнениями состояния системы.

На основе рассмотренного микроскопического подхода выражения для феноменологических коэффициентов a, b, δ можно получить, переходя от свободной энергии как функции обменных полей $F(\eta_0^Z, \eta_0^{X,Y})$ к выражению для свободной энергии в виде степенного ряда по однородной и периодической компонентам магнитного момента $F(M_0, M_Q^{X,Y})$ (см. Приложение). Например, коэффициенты a_1, b_1 имеют вид

$$a_1 = \frac{1}{\chi_0^0(x)} - 2J, \quad b_1 = \frac{1}{\chi_Q^0(x)} - 2J,$$

$$\chi_0^0(x) = \chi_0^0(0) + \delta\chi_0^0(x), \quad \chi_Q^0(x) = \chi_Q^0(0) + \delta\chi_Q^0(x),$$

где

$$\chi_0^0(0) = g(\varepsilon_F)/2, \quad \chi_Q^0(0) = -\frac{1}{2} \int \frac{g(\varepsilon)d\varepsilon}{\varepsilon}$$

— однородная и альтернированная восприимчивости системы невзаимодействующих электронов при $T = 0$. Сильную температурную зависимость этих величин обеспечивают поправки $\delta\chi_{0,Q}^0(x)$, порождаемые взаимодействием флуктуаций обменных полей.

Барическая зависимость этих коэффициентов обусловлена зависимостью интеграла переноса t_{lj} и соответственно плотности состояний невзаимодействующих электронов $g(\varepsilon)$ от межатомного расстояния $\Delta R_{lj} = R_j - R_l$.

В заключение отметим, что принципиальная возможность сосуществование двух взаимодействующих параметров магнитного порядка как двух компонент магнитного момента обусловлена специфической особенностью системы коллективизированных электронов формировать сосуществование различных типов обменного расщепления спин-поляризованного электронного спектра (13). При этом наличие минимума свободной энергии с $M_0 \neq 0$ и $M_Q \neq 0$ — достаточное условие подобного сосуществования. Как показано в [19], для некоторых значений параметра внутриатомного обменного взаимодействия J , числа электронов на узел n и определенной формы плотности состояний это условие может быть выполнено.

Такова качественная интерпретация феноменологических представлений о сосуществовании ферромагнетизма и антиферромагнетизма в магнетиках с коллективизированными электронами.

Количественный анализ результатов настоящих экспериментальных исследований планируется провести исходя из результатов первопринципных расчетов энергии основного состояния ряда пниктидов с кристаллической структурой С38.

Приложение

Исходим из однозонного гамильтониана Хаббарда для системы электронов в кристалле произвольной симметрии:

$$H = H_0 + H_{\text{int}} + H_{\text{ex}}, \quad (\text{П.1})$$

$$H_0 = \sum_{l,j,\sigma} t_{lj} a_{l\sigma}^\dagger a_{j\sigma}, \quad H_{\text{ex}} = \mathbf{H}_0 \sum_j \mathbf{S}_j + \sum_j \mathbf{H}_{Qj} \mathbf{S}_j,$$

$$H_{\text{int}} = -J \sum_j \mathbf{S}_j^2,$$

где $\mathbf{H}_0 = (0,0,H_0)$ и $\mathbf{H}_{Qj} = (H_{Qj}^x, H_{Qj}^y, 0)$ — соответственно однородная и периодическая компоненты

поля, приложенного к узлу j ; t_{lj} – матричный элемент переноса; $a_{l\sigma}$ – оператор уничтожения электрона со спином σ на узле l ; \mathbf{S}_j – оператор спиновой плотности; J – эффективный внутриатомный обменный интеграл. Для дальнейших вычислений удобно перейти в локальную (X, Y, Z) систему координат [19]:

$$a_{j\sigma} = c_{j\sigma} \exp(-i\sigma \mathbf{Q} \mathbf{R}_j / 2),$$

$$\begin{bmatrix} H_{Qj}^x \\ H_{Qj}^y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\mathbf{Q} \mathbf{R}_j) & -\sin(\mathbf{Q} \mathbf{R}_j) \\ \sin(\mathbf{Q} \mathbf{R}_j) & \cos(\mathbf{Q} \mathbf{R}_j) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_{Qj}^X \\ H_{Qj}^Y \end{bmatrix}. \quad (\text{П.2})$$

При этом преобразовании H_{int} и H_{ex} не меняют формы, но операторы \mathbf{S}_j теперь выражаются через новые электронные операторы $c_{j\sigma}$. В новых операторах невзаимодействующая часть гамильтониана принимает вид

$$H_0 = \sum_{k\sigma} \varepsilon_{k-\frac{1}{2}\sigma\mathbf{Q}} \cdot c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma}, \quad (\text{П.3})$$

где

$$\sum_k = \frac{V}{(2\pi)^3} \int d^3k$$

$$c_{j\sigma} = \sum_k c_{k\sigma} \exp(i\mathbf{k} \mathbf{R}_j),$$

$$c_{k\sigma} = \frac{1}{N_0} \sum_j c_{j\sigma} \exp(-i\mathbf{k} \mathbf{R}_j),$$

$$\varepsilon_k = \sum_l t_{jl} \exp[i\mathbf{k}(\mathbf{R}_j - \mathbf{R}_l)].$$

Используя преобразование Стратоновича – Хаббарда, для свободной энергии в расчете на элементарную ячейку получаем

$$F = \Omega_0 + \Delta\Omega + \mu N, \quad (\text{П.4})$$

$$\exp(-\beta\Delta\Omega) = \text{const} \cdot \prod_{q\omega} \int d\eta_{q\omega} \exp(-\beta\psi\{\eta_q\}), \quad (\text{П.5})$$

$$\psi_0 = \left| \eta_{00}^Z - \frac{H_0}{2\sqrt{J}} \right|^2 + \left| \eta_{00}^X - \frac{H_Q^X}{2\sqrt{J}} \right|^2 + \left| \eta_{00}^Y - \frac{H_Q^Y}{2\sqrt{J}} \right|^2 + \sum_{q\omega \neq 0} (\eta_{q\omega})^2, \quad (\text{П.6})$$

$$\psi_1 = -\frac{1}{\beta} \ln \left\langle T_\tau \exp \left(-\sum_\alpha \tilde{H}_1^\alpha \right) \right\rangle_{\tilde{H}_0} = -\frac{1}{\beta} \left\langle T_\tau \exp \left(-\sum_\alpha \tilde{H}_1^\alpha \right) \right\rangle_{\tilde{H}_0, \text{fr}}, \quad (\text{П.7})$$

$$\Omega_0 = -\frac{1}{\beta} \sum_{k,\sigma} \ln \left\{ 1 + \exp \left[-\beta \left(\varepsilon_{k-\frac{1}{2}\sigma\mathbf{Q}} - \mu \right) \right] \right\}, \quad (\text{П.8})$$

$$\eta_j(\tau) = \sum_{q,\omega} \eta_{q\omega} \exp[-i(q\mathbf{R}_j + \omega\tau)],$$

$$\eta_{q\omega} = \frac{1}{N_0\beta} \sum_j \int_0^\beta \eta_j(\tau) \exp[-i(q\mathbf{R}_j + \omega\tau)] d\tau,$$

$$\text{где } \tilde{H}_1^\alpha = 2\sqrt{J} \sum_q \int_0^\beta (\eta_q^{\alpha+}(\tau))^* S_q^\alpha(\tau) d\tau, \quad \alpha = z, +, -,$$

q – волновой вектор, принадлежащий первой зоне Бриллюэна, $\eta_q^\pm(\tau) = \eta_q^x(\tau) \pm \eta_q^y(\tau)$, $S_q^\alpha(\tau)$ и $(\eta_q^{\alpha+}(\tau))^*$ – α -фурье-компонента оператора спина и сопряженная ей компонента флуктуирующего обменного поля. Как видно из (П.6), переход к локальным координатам X, Y, Z позволяет отсчитывать волновой вектор пространственных флуктуаций обменных полей от центра зоны Бриллюэна $q = 0$.

Суммирование бесконечного ряда (П.7) в приближении однородных локальных полей, в котором вершинные части $\varphi_{2p}^{\alpha_1 \dots \alpha_p}(q_1 \dots q_p, \omega_1 \dots \omega_p)$ вычисляются при $q_i, \omega_i = 0$, дает приближенное аналитическое выражение для $\psi_1 \equiv L(\eta)$. С учетом поправки наименьшего порядка, описывающей квадратичные флуктуации поля, $\psi_1\{\eta\}$ принимает вид

$$\psi_1\{\eta\} = L(\eta) + \sum_{q\omega \neq 0} (X_{q\omega}^{ZZ} |\eta_{q\omega}^Z|^2 + X_{q\omega}^{+-} |\eta_{q\omega}^X|^2 + X_{q\omega}^{+-} |\eta_{q\omega}^Y|^2), \quad (\text{П.9})$$

$$L\{\eta\} = -\frac{1}{\beta} \sum_{k,\sigma} \ln \{ 1 + \exp[-\beta(E_\sigma(k, \eta) - \mu)] \} - \Omega_0, \quad (\text{П.10})$$

где

$$E_\sigma(k, \eta) = \frac{1}{2} \left\{ \varepsilon_{k+\frac{Q}{2}} + \varepsilon_{k-\frac{Q}{2}} + \sigma \sqrt{(\varepsilon_{k+\frac{Q}{2}} - \varepsilon_{k-\frac{Q}{2}} + 2\eta^Z \sqrt{J})^2 + 4J((\eta^X)^2 + (\eta^Y)^2)} \right\}, \quad (\text{П.11})$$

$$X_{q\omega}^{ZZ} = \frac{J}{2} \sum_{k\sigma} \left(\frac{f\left(\varepsilon_{k+q-\sigma\frac{Q}{2}}\right) - f\left(\varepsilon_{k-\sigma\frac{Q}{2}}\right)}{\varepsilon_{k+q-\sigma\frac{Q}{2}} - \varepsilon_{k-\sigma\frac{Q}{2}} - i\omega} - \frac{\partial f(\varepsilon_{k\sigma})}{\partial \varepsilon_{k\sigma}} \right),$$

$$X_{q\omega}^{+-} = J \times \sum_k \left(\frac{f\left(\varepsilon_{k-\frac{Q}{2}}\right) - f\left(\varepsilon_{k+\frac{Q}{2}}\right)}{\varepsilon_{k-\frac{Q}{2}} - \varepsilon_{k+\frac{Q}{2}} + i\omega} - \frac{f\left(\varepsilon_{k-\frac{Q}{2}}\right) - f\left(\varepsilon_{k+\frac{Q}{2}}\right)}{\varepsilon_{k-\frac{Q}{2}} - \varepsilon_{k+\frac{Q}{2}}} \right), \quad (\text{П.12})$$

$$(\eta^\alpha)^2 = \sum_{q\omega \neq 0} |\eta_{q\omega}^\alpha| + |\eta_{00}^\alpha|^2. \quad (\text{П.13})$$

После замены переменных $\eta_{q\omega}^\alpha = |\eta_{q\omega}^\alpha| e^{i\varphi_{q\omega}^\alpha} = r_{q\omega}^\alpha e^{i\varphi_{q\omega}^\alpha}$, $d\eta_{q\omega}^\alpha = r_{q\omega}^\alpha dr_{q\omega}^\alpha d\varphi_{q\omega}^\alpha$ и взятия интегралов по $\varphi_{q\omega}^\alpha$ выражение (П.5) приобретает вид

$$e^{-\beta\Delta\Omega} = \text{const} \cdot \int_0^\infty \prod_{\alpha=X,Y,Z} d\eta_{00}^\alpha \prod_{q\omega \neq 0} dr_{q\omega}^\alpha r_{q\omega}^\alpha e^{-\beta(\psi_0 + \psi_1)}. \quad (\text{П.14})$$

Интегралы по $\eta_{00}^\alpha, r_{q\omega}^\alpha$ ($\alpha = X, Y, Z$) в (П.14) оцениваются методом перевала. Уравнения, определяющие перевальные точки $\frac{\partial\psi}{\partial\eta_{00}^\alpha} = 0$ и $\frac{\partial\psi}{\partial r_{q\omega}^\alpha} = 0$, приводятся к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial\psi}{\partial\eta_0^Z} &= \eta_0^Z \left(1 + \frac{\partial L}{\partial\eta_Z} \frac{1}{2\eta_Z} \right) - \frac{H_0}{2\sqrt{J}} = 0, \\ \frac{\partial\psi}{\partial\eta_0^{X,Y}} &= \eta_0^{X,Y} \left(1 + \frac{\partial L}{\partial\eta_\perp} \frac{1}{2\eta_\perp} \right) - \frac{H_Q^{X,Y}}{2\sqrt{J}} = 0, \\ \frac{\partial\psi}{\partial r_{q\omega}^Z} &= r_{q\omega}^Z \left(1 + X_{q\omega}^{ZZ} + \frac{\partial L}{\partial\eta_Z} \frac{1}{2\eta_Z} \right) - \frac{T}{2r_{q\omega}^Z} = 0, \\ \frac{\partial\psi}{\partial r_{q\omega}^{X,Y}} &= r_{q\omega}^{X,Y} \left(1 + X_{q\omega}^{+-} + \frac{\partial L}{\partial\eta_\perp} \frac{1}{2\eta_\perp} \right) - \frac{T}{2r_{q\omega}^{X,Y}} = 0, \end{aligned} \quad (\text{П.15})$$

а свободная энергия определяется выражением

$$F = \psi_0 + \psi_1 + \mu N + \Omega_0, \quad (\text{П.16})$$

$$\begin{aligned} \psi_0 &= \left| \eta_{00}^Z - \frac{H_0}{2\sqrt{J}} \right|^2 + \left| \eta_{00}^X - \frac{H_Q^X}{2\sqrt{J}} \right|^2 + \\ &+ \left| \eta_{00}^Y - \frac{H_Q^Y}{2\sqrt{J}} \right|^2 + \sum_{q\omega \neq 0} (r_{q\omega})^2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_1 &= L + \sum_{q\omega \neq 0} \{ X_{q\omega}^{ZZ} (r_{q\omega}^Z)^2 + X_{q\omega}^{+-} [(r_{q\omega}^X)^2 + (r_{q\omega}^Y)^2] \} - \\ &- T \sum_{q\omega \neq 0} \sum_{\alpha=X,Y,Z} \ln r_{q\omega}^\alpha, \end{aligned} \quad (\text{П.17})$$

где η, r — решения уравнений перевала (П.15).

После перехода к плотности состояний

$$g(\varepsilon) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int d^3k \delta(\varepsilon - \varepsilon_k),$$

возможного при выполнении условия нестинга

$$\varepsilon_{k+\frac{Q}{2}} - \mu_0 = \mu_0 - \varepsilon_{k-\frac{Q}{2}},$$

выражение для L приобретает вид

$$\begin{aligned} L\{\eta, \varphi, \varphi_1\} &= \\ &= -\frac{1}{\beta} \sum_\sigma \int g(\varepsilon) \ln \{ 1 + \exp[-\beta(E_\sigma(\varepsilon, \eta) - \mu)] \} d\varepsilon - \Omega_0, \end{aligned} \quad (\text{П.18})$$

где μ_0 — центр зоны,

$$E_\sigma(\varepsilon, \eta) = \mu_0 + \sigma \sqrt{(\varepsilon - \mu_0 + \eta_Z \sqrt{J})^2 + J(\eta_\perp^2)}, \quad (\text{П.19})$$

$$\eta_Z = \sqrt{|\eta_{00}^Z|^2 + \sum_{q\omega \neq 0} |r_{q\omega}^Z|^2},$$

$$\eta_{X,Y} = \sqrt{|\eta_{00}^{X,Y}|^2 + \sum_{q\omega \neq 0} |r_{q\omega}^{X,Y}|^2},$$

$$\eta_\perp^2 = \sum_{q\omega \neq 0} |r_{q\omega}^X|^2 + \sum_{q\omega \neq 0} |r_{q\omega}^Y|^2 + |\eta_{00}^X|^2 + |\eta_{00}^Y|^2. \quad (\text{П.20})$$

Переход от выражения свободной энергии как функции обменных полей η_Z, η_\perp к выражению свободной энергии как функции параметров магнитного порядка M_0, M наиболее рационально осуществить, разлагая выражение (П.16) в степенной ряд по обменным полям η_Z, η_\perp :

$$\begin{aligned} F &= \tilde{a}_1 \eta_Z^2 + \tilde{a}_3 \eta_Z^4 + \tilde{b}_1 \eta_\perp^2 + \tilde{b}_3 \eta_\perp^4 + \tilde{\delta}_3 \eta_\perp^4 \eta_Z^2 + \\ &+ \left| \eta_0^Z - \frac{H_0^Z}{2\sqrt{J}} \right|^2 + \left| \eta_0^X - \frac{H_Q^X}{2\sqrt{J}} \right|^2 + \left| \eta_0^Y - \frac{H_Q^Y}{2\sqrt{J}} \right|^2 + \\ &+ \sum_{q\omega \neq 0} (X_{q\omega}^{ZZ} |r_{q\omega}^Z|^2 + X_{q\omega}^{+-} |r_{q\omega}^\perp|^2) - T \sum_{q\omega \neq 0} \sum_{\alpha=X,Y,Z} \ln r_{q\omega}^\alpha. \end{aligned} \quad (\text{П.21})$$

Коэффициенты разложения $\tilde{a}_i, \tilde{b}_i, \tilde{\delta}_3$

$$\tilde{a}_1 = J \sum_k \frac{\partial f(\varepsilon_k)}{\partial \varepsilon_k} = -Jg(\mu),$$

$$\begin{aligned} \tilde{b}_1 &= J \sum_k \frac{f\left(\varepsilon_{k+\frac{Q}{2}}\right) - f\left(\varepsilon_{k-\frac{Q}{2}}\right)}{\varepsilon_{k+\frac{Q}{2}} - \varepsilon_{k-\frac{Q}{2}}}, \\ \tilde{a}_3 &= \frac{J^2}{12} \sum_k \frac{\partial^2 f(\varepsilon_k)}{\partial \varepsilon_k^2}, \\ \tilde{b}_3 &= \frac{J^2}{2} \sum_k \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon_{k+\frac{Q}{2}} \partial \varepsilon_{k-\frac{Q}{2}}} \left(\frac{f\left(\varepsilon_{k+\frac{Q}{2}}\right) - f\left(\varepsilon_{k-\frac{Q}{2}}\right)}{\varepsilon_{k+\frac{Q}{2}} - \varepsilon_{k-\frac{Q}{2}}} \right), \\ \tilde{\delta}_3 &= \frac{J^2}{12} \sum_k \left(\frac{\partial^2}{\partial \varepsilon_{k+\frac{Q}{2}}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon_{k-\frac{Q}{2}}^2} + \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon_{k+\frac{Q}{2}} \partial \varepsilon_{k-\frac{Q}{2}}} \right) \times \\ &\quad \times \left(\frac{f\left(\varepsilon_{k+\frac{Q}{2}}\right) - f\left(\varepsilon_{k-\frac{Q}{2}}\right)}{\varepsilon_{k+\frac{Q}{2}} - \varepsilon_{k-\frac{Q}{2}}} \right) \quad (\text{П.22}) \end{aligned}$$

являются функциями спектра и связаны с коэффициентами a_i, b_i, δ следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} a_1 &= -2J \left(1 + \frac{1}{\tilde{a}_1 + 2\tilde{a}_3 x_z + \tilde{\delta}_3 x_\perp} \right), \\ b_1 &= -2J \left(1 + \frac{1}{\tilde{b}_1 + 2\tilde{b}_3 x_\perp + \tilde{\delta}_3 x_z} \right), \\ a_3 &= 6J^2 \frac{12\tilde{a}_3 + \left[\frac{\partial a_1}{\partial \mu} \frac{\partial^2 \mu}{\partial \eta_\perp^2} + \frac{\partial^2 a_1}{\partial \mu^2} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \eta_\perp} \right)^2 \right]}{a_1^4}, \\ b_3 &= 6J^2 \frac{12\tilde{b}_3 + \left[\frac{\partial b_1}{\partial \mu} \frac{\partial^2 \mu}{\partial \eta_\perp^2} + \frac{\partial^2 b_1}{\partial \mu^2} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \eta_\perp} \right)^2 \right]}{b_1^4}, \\ \delta &= J^2 \frac{4\tilde{\delta}_3 + 2 \left[\frac{\partial^2 \tilde{a}_1}{\partial \mu^2} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \eta_\perp} \right)^2 + \frac{\partial \tilde{a}_1}{\partial \mu} \frac{\partial^2 \mu}{\partial \eta_\perp^2} \right]}{\tilde{a}_1^2 \tilde{b}_1^2}, \end{aligned}$$

$$x_z = \sum_{q \neq 0} |r_{q\omega}^Z|^2, \quad x_\perp = \sum_{q \neq 0} |r_{q\omega}^\perp|^2.$$

Отметим, что разложение в ряд $\sum_{k, \sigma} E_\sigma(k, \eta)$ по η^Z, η_\perp

содержит члены, пропорциональные $(\eta^Z)^2 \eta_\perp^2$, что обеспечивает принципиальную возможность сосуществования ферромагнетизма и антиферромагнетизма. Подобные вклады в энергию системы локализованных d -электронов могут появиться только при учете специфических биквадратичных обменных взаимодействий. Изотропная модель Гейзенберга, в рамках которой энергия системы может быть выражена в виде $E = \sum_{q, \alpha} J(q) \langle |S^\alpha(q)|^2 \rangle$, не

описывает последовательное появление и сосуществование состояний с $\langle S^Z(0) \rangle \neq 0$ и $\langle S^{X,Y}(Q) \rangle \neq 0$.

1. А.А. Галкин, Э.А. Завадский, В.М. Смирнов, В.И. Вальков, *Письма ЖЭТФ* **20**, 253 (1974).
2. А.А. Галкин, Э.А. Завадский, В.М. Смирнов, В.И. Вальков, *ДАН СССР* №3, 218 (1974).
3. И.Ф. Грибанов, *ФТТ* **17**, 2420 (1975).
4. O. Tegus, E. Bruck, K.H.J. Bushow, and F.R. de Boer, *Nature (London)* **415**, 150 (2002).
5. O. Tegus, E. Bruck, W. Daguta, X.W. Li, L. Zhang, K.H.J. Bushow, and F.R. de Boer, *J. Appl. Phys.* **93**, 7655 (2003).
6. R.M. Rosenberg, W.H. Cloud, F.J. Darnell, and R.B. Flippen, *Phys. Lett.* **28A**, 723 (1967).
7. R.M. Rosenberg, W.H. Cloud, F.J. Darnell, R.B. Flippen, and S.R. Butler, *J. Appl. Phys.* **40**, 1361 (1969).
8. T. Goto, *J. Magn. Magn. Mater.* **51–57**, Pt. 2, 931 (1986).
9. Д.И. Хомский, *ФММ* №1, **29**, 31 (1970); T. Moriya and K. Usami, *Solid State Commun.* **23**, 935 (1977).
10. И.Ф. Грибанов, Э.А. Завадский, А.П. Сиваченко, *ФНТ* **5**, 1219 (1979).
11. А.Ф. Вуль, Б.М. Тодрис, *ПТЭ* №5, 208 (1989).
12. И.Н. Нечипоренко, *ФНТ* **1**, 1481 (1975).
13. В.Г. Барьяхтар, И.М. Витебский, Д.А. Яблонский, *ФТТ* **23**, 1448 (1981).
14. Р.Л. Стратонович, *ДАН СССР* **157**, 1097 (1957).
15. J. Hubbard, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 77 (1959).
16. J.A. Hertz and M.A. Klenin, *Phys. Rev.* **B10**, 1084 (1974).
17. А.А. Повзнер, А.Г. Волков, П.В. Гельд, *ФММ* **58**, 47 (1984).
18. Т. Мория, *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами*, Мир, Москва (1988).
19. M. Isoda, *J. Magn. Magn. Mater.* **27**, 236 (1982).

Hidden ferromagnetism in pniktides
 $(\text{Fe-Mn})_{1.95}\text{As}$

V.I. Valkov, I.F. Griбанov, A.V. Golovchan,
and B.M. Todris

It follows from the results of experimental investigations of magnetic properties of the antiferromagnetic alloy $\text{Fe}_{0.765}\text{Mn}_{1.185}\text{As}$ that at atmospheric pressure below 65 K the antiferromagnetic state is not the only stable one. This is because in this temperature range the application of magnetic field allows one to observe the induced irreversible transition to the state of a canted ferromagnetic structure. For the sample studied this state is a second stable one. An in-

crease in temperature causes this state to disappear due to the first-order phase transition at 65 K. Above 65 K the induced reversible first-order transitions from antiferromagnetic to canted ferrimagnetic structure are observed. The results are discussed by using on the phenomenological expression for free energy of the system with two interacting parameters of magnetic order. It is shown that the simple phenomenological model gives a qualitative description of the behavior of the system under consideration. A microscopic substantiation of the phenomenological approach is done within the framework of the single-band Hubbard model.