

PACS: 71.20.Be, 75.50.Ee, 75.50.Gg, 75.10.Lp, 75.50.Lk

В.И. Вальков, Б.М. Тодрис

БАРИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ АРСЕНИДОВ И ОКСИДОВ МАРГАНЦА

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 12 ноября 2013 года

Представлен анализ результатов экспериментальных и теоретических исследований ряда арсенидов и оксидов марганца, для которых в определенной области давлений P и температур T наблюдаются необратимые, индуцированные магнитным полем H переходы. Показано, что такие P – T -области соответствуют метастабильным состояниям и отделяют стабильные ферромагнитную (FM) и ферримагнитную (FIM) фазы от парамагнитной (PM), антиферромагнитной (AF) и спин-стеклоподобной (SG). Приведены наиболее характерные особенности H – T -, P – T -диаграмм, в которых реализуются метастабильные области. Анализ механизмов возникновения метастабильных областей проведен в рамках моделей с сильным магнитоупругим взаимодействием.

Ключевые слова: антиферромагнетики, ферримагнетики, спиновые стекла, электронная структура

Представлено аналіз результатів експериментальних і теоретичних досліджень ряду арсенідів та оксидів марганцю, для яких в деякій області тисків P і температур T спостерігаються незворотні, індуковані магнітним полем H переходы. Показано, що такі P – T -області відповідають метастабільним станам і відділяють стабільні ферромагнітну (FM) та ферримагнітну (FIM) фази від парамагнітної (PM), антиферромагнітної (AF) і спин-стеклоподібної (SG). Наведено найбільш характерні особливості H – T -, P – T -діаграм, в яких реалізуються метастабільні області. Аналіз механізмів виникнення метастабільних областей проведено в рамках моделей із сильною магнітопружною взаємодією.

Ключові слова: антиферромагнетики, ферримагнетики, спінові стекла, електронна структура

1. Введение

Проведенные под руководством академика НАН Украины А.А. Галкина и чл.-кор. НАНУ Э.А. Завадского работы [1–3], в которых исследовались необратимые, индуцированные магнитным полем переходы первого рода PM–FM, AF–FM, AF–FIM, явились стимулом для развития теоретических

представлений о природе возникновения устойчивых метастабильных состояний в магнетиках с гигантской магнитоотрицательностью [4–6]. Под метастабильными следует понимать состояния, которые обладают локальными минимумами энергии и разделены энергетическим барьером. Сохранение этого барьера в некотором интервале внешних воздействий гарантирует устойчивость любого из метастабильных состояний, в котором система может находиться, для этого интервала.

Согласно [4–6] основой механизма стабилизации энергетического барьера, разделяющего конкурирующие фазы, является так называемая магнитоотрицательная блокировка образования зародышей FM-фазы с большим объемом в PM(AF)-матрице с меньшим объемом. Без такой блокировки точка фазового перехода определяется условиями равенства энергий локальных минимумов, а сам переход первого рода между конкурирующими состояниями является безгистерезисным (переходы пар–жидкость, жидкость–лед). Наличие блокировки образования зародышей, обусловленное магнитоотрицательностью, может раздвигать границы фазового перехода до границ лабильности, обусловленных только магнитоупругими постоянными материала без учета процессов зародышеобразования. При этом физическая природа появления магнитоотрицательности в различных типах магнетиков может качественно отличаться [7], но ее присутствие всегда отражается на характере магнитных фазовых P – T -диаграмм.

В настоящей работе проведен анализ барических особенностей магнитных фазовых P – T -диаграмм в ряде арсенидов и оксидов марганца в рамках модели взаимодействующих параметров порядка в присутствии большой магнитоотрицательности.

2. «Скрытые» ферромагнитные и ферримагнитные фазы в арсенидах и оксидах марганца

При исследовании условий устойчивости PM- и AF-состояний в магнитном поле сплавов $Mn_{1-y}Co_yAs$, $Mn_{1-x}Fe_xAs$ ($0.01 < x, y < 0.03$) с ромбической кристаллической решеткой $B31$ (группа симметрии $Pnma$) [1–3,8] и сплавов $Fe_{a-x}Mn_xAs$ ($1.95 \leq a \leq 2.35$) с тетрагональной кристаллической решеткой $C38$ (группа симметрии $P4/nmm$) [9,10] были обнаружены необратимые эффекты воздействия магнитного поля на процессы стабилизации FM(FIM)-фаз. Аналогичные эффекты обнаружены также в некоторых оксидах марганца (с сильным структурным беспорядком в решетке с ромбической симметрией $Pnma$), в частности в образцах системы $(Sm_{1-x}Gd_x)_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$, в которых исходное непроводящее состояние являлось спин-стекольным [11,12].

Эффекты необратимого индуцирования переходов магнитным полем возникают при определенных температурах, когда напряженность магнитного поля достигает величины первого критического значения $H_{c1}(T)$. Существование таких необратимых переходов свидетельствует о реализации P – T -

области, в которой в отсутствие поля исходное и индуцированное состояния проявляются как метастабильные. Необратимым индуцированным переходам обычно предшествуют обратимые, для которых характерно существование двух значений критических полей: $H_{c1}(T)$, $H_{c2}(T)$. При этом кривые намагничивания $\sigma(H)$ и температурные зависимости критических полей индуктирования H_{c1} , H_{c2} являются качественно подобными и не зависят от исходного (PM, AF) и конечного (FM, FIM) состояний. В качестве примеров на рис. 1 и 2 приведены зависимости $H_{c1}(T)$, $H_{c2}(T)$ и $\sigma(H)$ для ряда систем, в которых наблюдаются необратимые эффекты, сопровождающие индуцированные магнитным полем переходы первого рода в FM(FIM)-состояние. Для определения значений напряженности H_{c1} и H_{c2} используется зависимость $d\sigma/dH$.

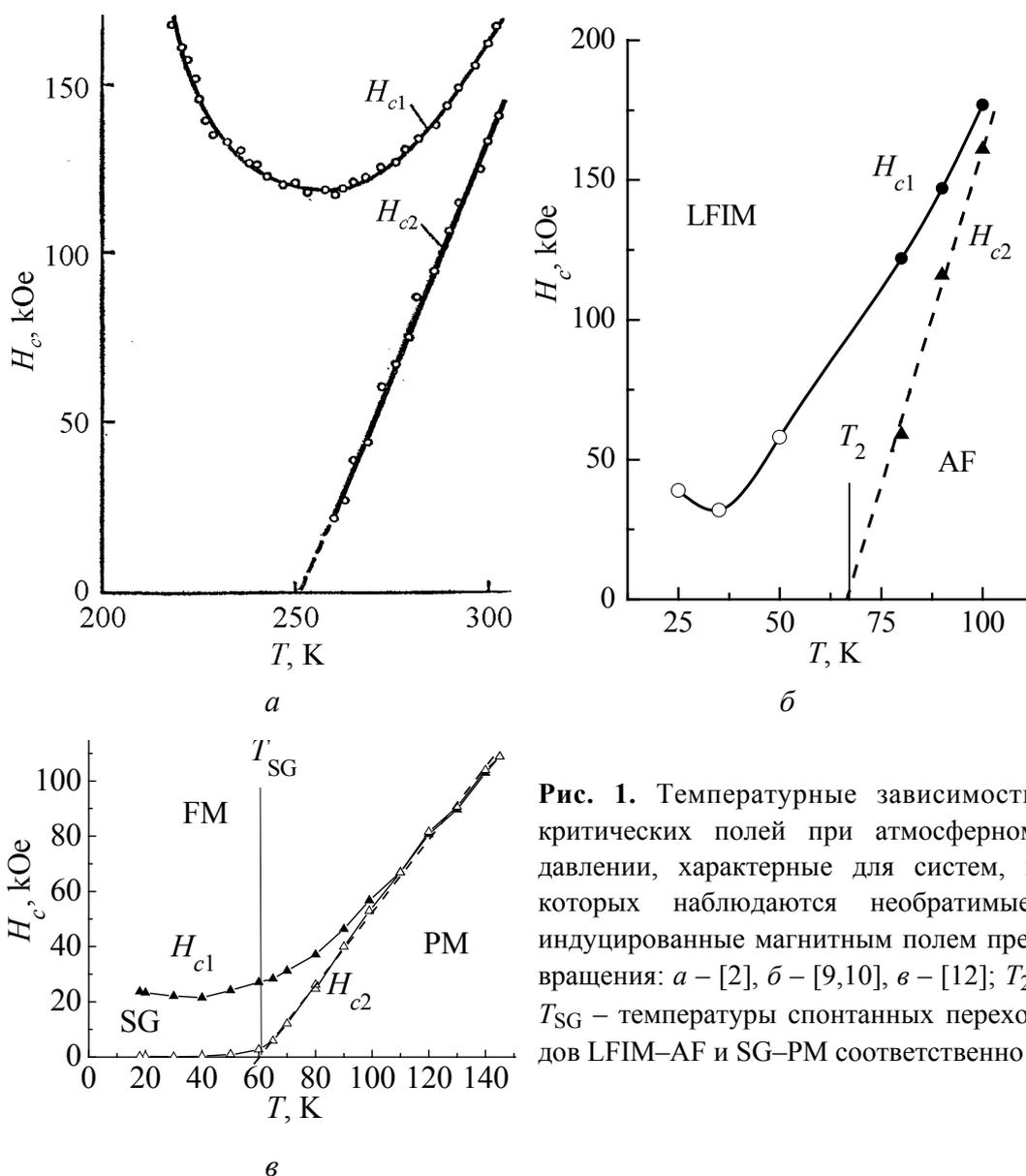


Рис. 1. Температурные зависимости критических полей при атмосферном давлении, характерные для систем, в которых наблюдаются необратимые, индуцированные магнитным полем превращения: а – [2], б – [9,10], в – [12]; T_2 , T_{SG} – температуры спонтанных переходов LFIM–AF и SG–PM соответственно

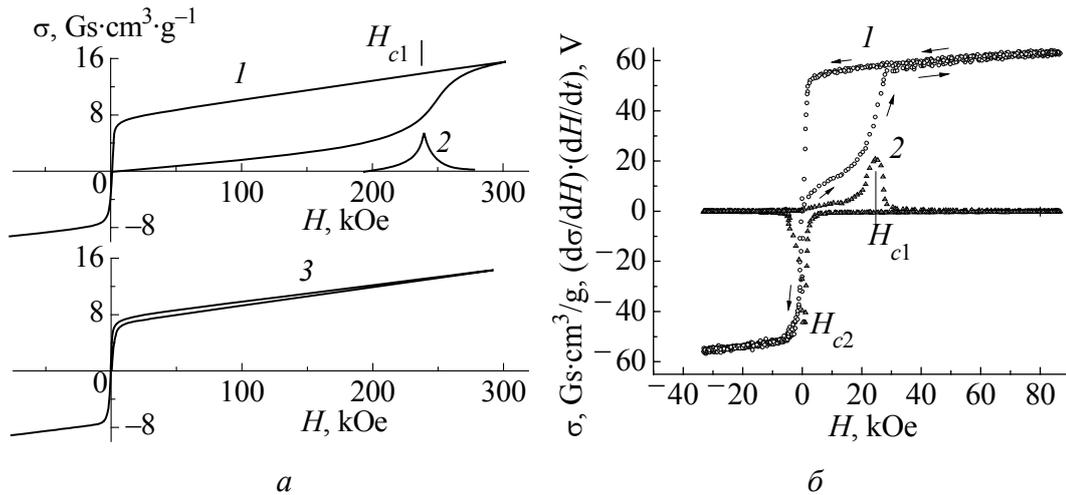


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности некоторых сплавов арсенидов (а) и оксидов (б) марганца, описывающие необратимые, индуцированные магнитным полем переходы: а – монокристаллический образец $\text{Fe}_{0.78}\text{Mn}_{0.18}\text{As}$ [9]; б – поликристаллический образец $(\text{Sm}_{0.5}\text{Gd}_{0.5})_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ [12]: а: 1 – первоначальное намагничивание из исходной АF-фазы при $T = 77$ К и атмосферном давлении; 2 – зависимость $d\sigma/dH$; 3 – намагничивание необратимой индуцированной LFIM-фазы при $T = 77$ К; б: 1 – первоначальное намагничивание из исходного SG-состояния при $T = 20$ К; 2 – то же, что на рис. 2,а

Как видно из рис. 1, характерной особенностью зависимостей $H_{c1}(T)$ и $H_{c2}(T)$ в изученных материалах является присутствие минимума для зависимости $H_{c1}(T)$ (поля возникновения необратимо индуцированной фазы) и низкотемпературного промежутка с $H_{c2}(T \leq T_2) = 0$. Значение T_2 совпадает с границей лабильности индуцированной фазы (температурой исчезновения намагниченности необратимо индуцированной фазы T_2 , измеренной в нулевом магнитном поле после окончания действия импульсного поля). Наличие участка с $H_{c2}(T \leq T_2) = 0$ является обязательным условием существования необратимых, индуцированных полем эффектов. В процессах намагничивания этот эффект проявляется в виде асимметрии зависимости $\sigma(H)$ по отношению к $H = 0$ при изменении знака импульса поля (кривые 1 на рис. 2). При этом долговременное существование необратимо индуцированной фазы проверяется при повторных измерениях зависимости $\sigma(H)$ (кривая 3 на рис. 2,а). Для долговременных необратимых эффектов кривые 3 имеют характерный вид симметричной гистерезисной петли для ферромагнетика. В некоторых случаях кривые $\sigma(H)$ при повторных измерениях совпадают с первоначальными кривыми 1. Это свидетельствует о быстрой релаксации необратимо индуцированной фазы. Впервые такие явления наблюдались авторами на образцах $\text{Fe}_{0.55}\text{Mn}_{1.04}\text{As}$, $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{1.1}\text{As}$ в [13,14], в которых в отличие от вышеприведенных систем удельные объемы исходной и индуцированной фаз различаются незначительно (рис. 3). Этот показатель является решающим и для барических особенностей исследованных систем. В системах со значительной

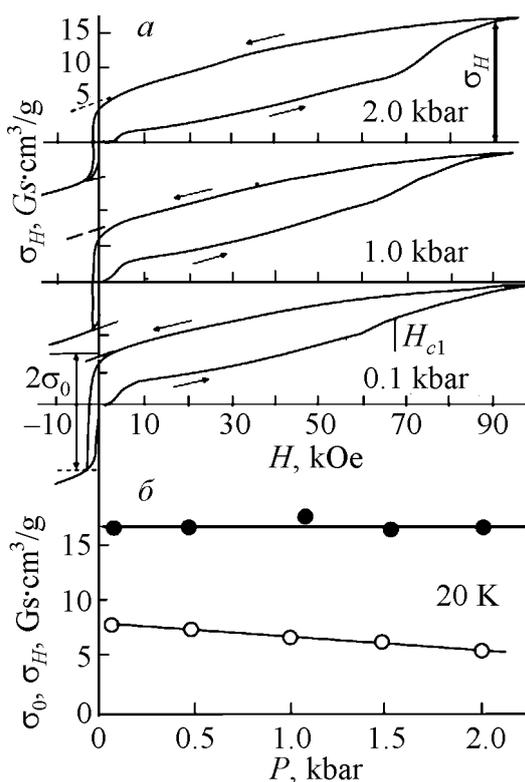


Рис. 3. Полевые и барические зависимости магнитных характеристик образца $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{1.1}\text{As}$ при $T = 20$ К: *a* – изобарические полевые зависимости намагниченности [14], стрелками вправо (влево) обозначены увеличение (снижение) напряженности магнитного поля; *б* – барические зависимости остаточной σ_0 (\circ) и индуцированной в поле H σ_H (\bullet) намагниченности

величиной спонтанной магнитострикции порядка или выше 1% барические особенности проявляются в факте присутствия гигантской метастабильной области на P – T -диаграммах (рис. 4). Эта область находится между кривыми $T_1(P)$ и $T_2(P)$, которые соответствуют границам лабильности (абсолютной неустойчивости) исходной (PM, AF) и необратимо индуцированной (FM, FIM) фаз. При этом если для сплавов на основе арсенидов марганца линия $T_1(P)$ находится в области отрицательных давлений (рис. 4,*a,б*), а линия $T_2(P)$ захватывает и область положительных, то для образцов системы $(\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ картина распределения границ лабильности меняется на противоположную (рис. 4,*в*). Однако в обоих случаях наиболее важные свойства метастабильной области являются одинаковыми: в этих областях возможны необратимые, индуцированные магнитным полем переходы в FM-фазу. Причем намагниченность FM-фазы, сохраняющейся ниже линии $T_2(P)$, исчезает скачком на этой линии. При этом переход при T_2 сопровождается либо скачкообразным уменьшением (арсениды Mn), либо возрастанием (оксиды Mn) удельного объема.

3. Анализ механизмов появления метастабильных областей в P – T -пространстве

Как уже упоминалось выше, необратимые эффекты в магнитоупорядоченных системах сопровождаются необратимыми изменениями исходного типа магнитного порядка, удельного объема и, иногда, симметрии решетки (сплавы на основе MnAs). Механизмы формирования таких областей

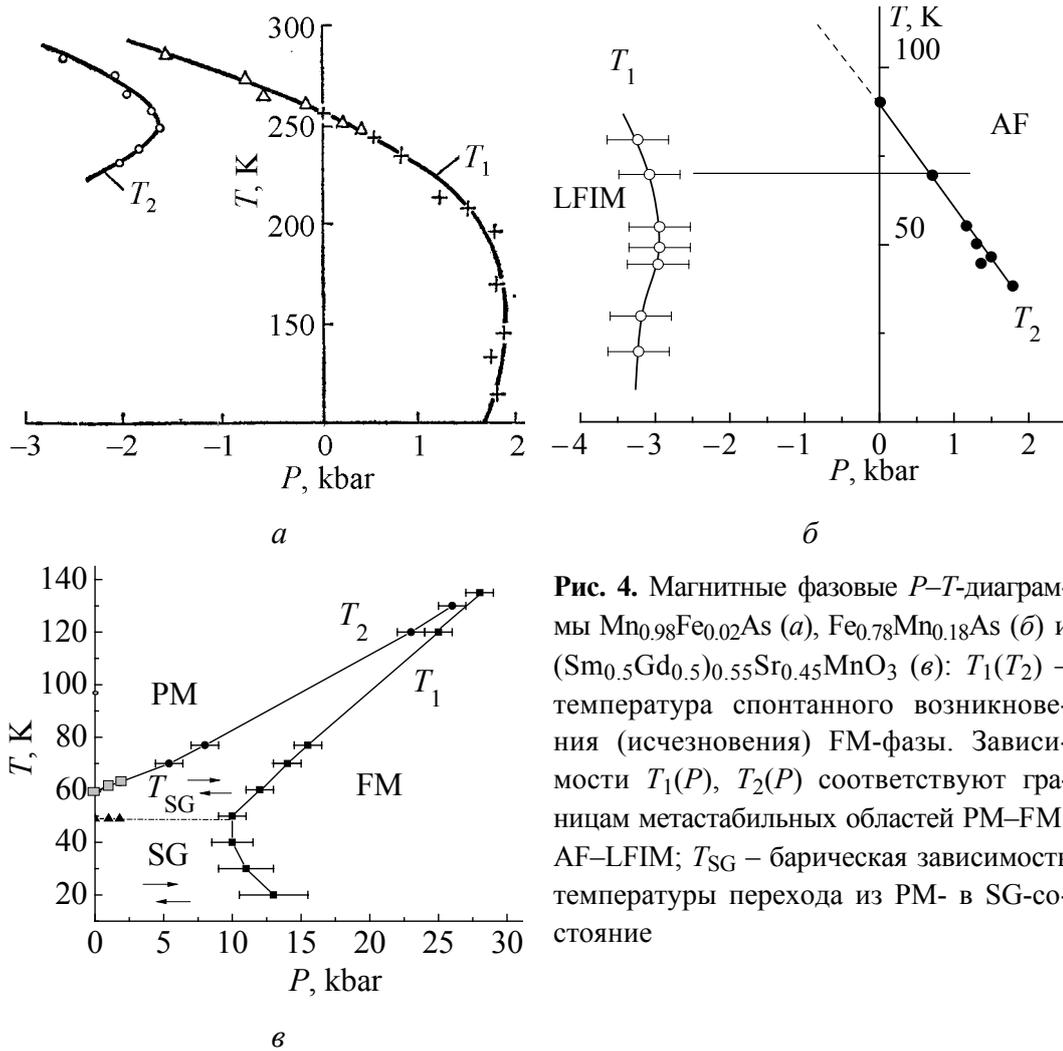


Рис. 4. Магнитные фазовые P - T -диаграммы $\text{Mn}_{0.98}\text{Fe}_{0.02}\text{As}$ (а), $\text{Fe}_{0.78}\text{Mn}_{0.18}\text{As}$ (б) и $(\text{Sm}_{0.5}\text{Gd}_{0.5})_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ (в): $T_1(T_2)$ – температура спонтанного возникновения (исчезновения) FM-фазы. Зависимости $T_1(P)$, $T_2(P)$ соответствуют границам метастабильных областей PM–FM, AF–LFIM; T_{SG} – барическая зависимость температуры перехода из PM- в SG-состояние

во многом сходны и представляют собой суперпозицию микро- и макроскопических особенностей материала. При этом необходимым проявлением таких особенностей является наличие спонтанного превращения первого рода между упорядоченной и разупорядоченной или между двумя упорядоченными фазами. Например, как показано в [7], в магнетиках с коллективизированными носителями магнетизма (коллективизированные d -электроны) основной вклад в механизм протекания магнитного разупорядочения как переходов первого рода может вносить зависимость фурье-компонент интегралов переноса $\tilde{\epsilon}_k(u_{ii})$ d -электронов от объема u_{ii} :

$$\tilde{\epsilon}_k(u_{ii}) = \epsilon_k(1 - \alpha u_{ii}), \quad (1)$$

где ϵ_k соответствует фурье-компоненте интеграла переноса несжимаемой системы, коэффициент $\alpha > 0$ определяет взаимосвязь между зонными и упругими характеристиками d -электронов.

Согласно [7] присутствие этой зависимости в виде (1) усиливает тенденцию к протеканию магнитного разупорядочения как фазового превращения первого рода. В математическом плане это происходит за счет пере-

нормировки величин исходных коэффициентов α_i ($\alpha = 0$) разложения свободной энергии $f(M_0)$ в ряд по намагниченности M_0 к коэффициентам $\tilde{a}_i = a_i - \alpha \Delta a_i(P, x)$:

$$f(M_0) = \frac{1}{2}(\tilde{a}_1)M_0^2 + \frac{1}{4}(\tilde{a}_3)M_0^4 + \frac{1}{6}(\tilde{a}_5)M_0^6 + \dots \quad (2)$$

При $a_3 < \alpha \Delta a_3$ коэффициент \tilde{a}_3 после перенормировки оказывается отрицательным, и магнитное разупорядочение реализуется как превращение первого рода.

В этом случае обратная восприимчивость, а значит, и температура Кюри приобретают дополнительную зависимость от давления P и температуры T из-за сильной температурной зависимости среднеквадратичной флуктуации намагниченности x . При этом согласно [7] магнитоэлектрические особенности таких переходов значительно усиливаются, если магнитное разупорядочение сопровождается разрушением локального магнитного момента одного из катионов. В этом случае можно ожидать включения механизма магнитоэлектрической блокировки образования зародышей [5] и, как следствие, образования широких метастабильных областей.

Такой вклад в микроскопический механизм стабилизации конкурирующих магнитоупорядоченных фаз может также приводить к изменению рода переходов порядок–порядок. Как показано в [15], индуцированные магнитным полем переходы из АF-состояния в скошенное слабоферромагнитное (LFIM) в системе $\text{Fe}_{2-x}\text{Mn}_x\text{As}$ могут реализовываться как плавные и скачкообразные в зависимости от изменения характеристик плотности электронных состояний и электронного заполнения магнитоактивной зоны [16]. На рис. 5 и 6 приведены модельные зависимости намагниченности от поля и энергии от намагниченности при различном заполнении магнитоактивной зоны n . Как видно из рисунков, при увеличении степени заполнения зоны от $n = 1.2066$ к $n = 1.225$ характер намагничивания АF-состояния изменяется от плавного (рис. 5,б), характерного для образцов с большим содержанием Mn, к скачкообразному, которое в образцах с небольшим содержанием Mn реализуется как необратимое индуцированное превращение первого рода АF–LFIM (рис. 5,а). Кривая зависимости энергии от намагниченности в этом случае показывает два минимума, разделенных энергетическим барьером между состояниями АF ($m_{00} = 0$) и LFIM ($m_{00} \neq 0$) (рис. 6,а), и его отсутствие в первом случае (рис. 6,б). Стабилизация этого барьера в широком диапазоне температур и давлений ответственна за широкую метастабильную область в P – T -пространстве в образцах $\text{Fe}_{0.78}\text{Mn}_{0.18}\text{As}$ (см. рис. 4,б) и $\text{Fe}_{0.815}\text{Mn}_{1.185}\text{As}$ (см. рис. 1,б).

Примером макроскопического воздействия, которое изменяет род магнитного превращения, могут быть некоторые результаты экспериментальных исследований магнитокалорической системы $\text{Mn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{NiGe}$. В этой системе происходит изменение характера магнитного фазового перехода РМ–FM

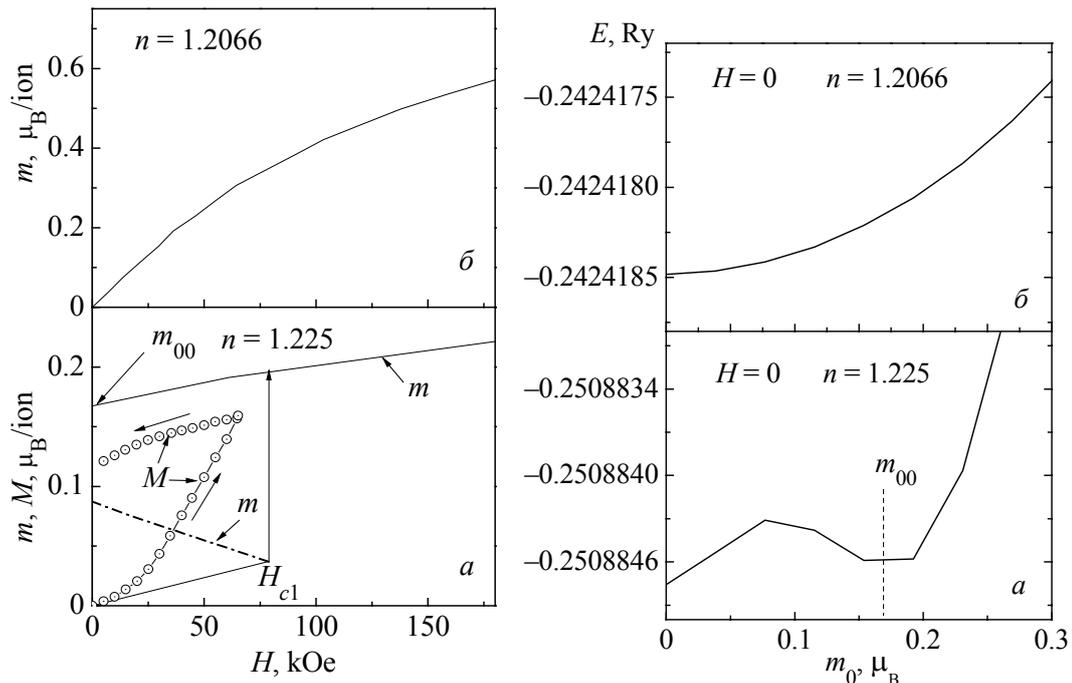


Рис. 5. Изменение рода индуцированного полем перехода AF–LFIM в $\text{Fe}_{0.765}\text{Mn}_{1.185}\text{As}$ (a) и $\text{Fe}_{0.63}\text{Mn}_{1.37}\text{As}$ (б) при изменении электронного заполнения n магнитоактивной зоны. Сплошным (штрихпунктирным) линиям соответствуют значения FM-компоненты магнитного момента минимума (максимума) зависимости $F(m_0(H))$

Рис. 6. Зависимость свободной энергии скошенного LFIM-состояния в $\text{Fe}_{0.765}\text{Mn}_{1.185}\text{As}$ (a) и $\text{Fe}_{0.63}\text{Mn}_{1.37}\text{As}$ (б) от магнитного момента для различного электронного заполнения $n(x)$. Величина m_{00} соответствует равносному значению FM-компоненты полного магнитного момента при $H = 0$

от изоструктурного превращения второго рода (наблюдается у медленно охлажденных (отожженных) образцов, рис. 7,а) до магнитоструктурного фазового превращения первого рода (реализуется в образцах, закаленных от 850°C в воду, рис. 7,б). У отожженных образцов при $T = T_{\text{str}}$ наблюдается высокотемпературный мартенситный переход из высокотемпературной гексагональной структуры типа Ni_2In (PM) (пространственная группа $P63/mmc$) в низкотемпературную орторомбическую структуру типа TiNiSi (PM) (пространственная группа $Pnma$, $c > a > b$). Если в результате твердотельной закалки температура мартенситного перехода совмещается с температурой магнитного упорядочения [17,18], то на фоне стабилизации магнитного упорядочения FM ($Pnma$), обусловленного понижением температуры, происходит включение конкуренции между параметрами структурного и магнитного порядков. В известной степени эта ситуация обратна особенностям магнитоструктурного перехода в MnAs , в котором возникновение магнитного порядка сопровождается структурным переходом $Pnma$ (PM)– $P63/mmc$ (FM). В MnAs такая конкуренция вносит существенный вклад в формирование метастабильной области на фазовой P – T -диаграмме

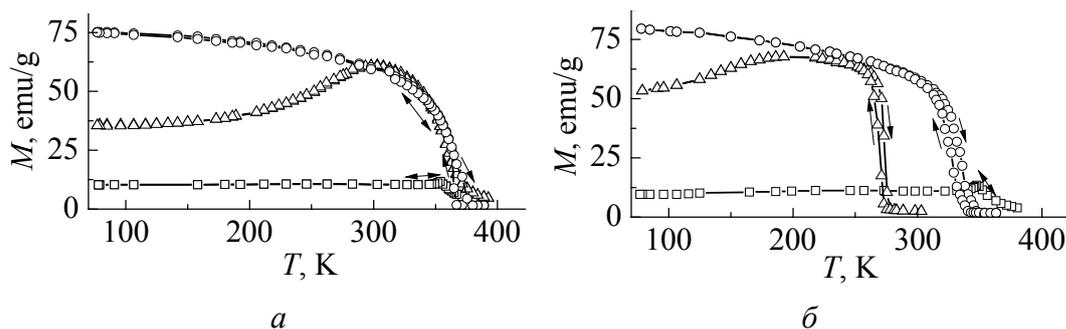


Рис. 7. Температурные зависимости намагниченности сплавов $\text{Mn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{NiGe}$, снятые в магнитном поле с индукцией $B = 0.97 \text{ Т}$, в случаях медленного охлаждения от температуры отжига $T_{\text{ann}} = 850^\circ\text{C}$ (а) и закалки в воду от этой температуры (б): $\square - x = 0.04$, $\triangle - 0.11$, $\circ - 0.18$

этого соединения. Можно предположить, что и в системе $\text{Mn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{NiGe}$ допустимо появление больших метастабильных областей, поскольку наблюдаемый магнитоструктурный переход первого рода $Pnma$ (PM)– $Pnma$ (FM), сопровождающийся сильной магнитострикцией, может приводить к магнитострикционной блокировке [5] и стабилизации устойчивого энергетического барьера между конкурирующими фазами.

Механизмы появления гигантской метастабильной области в манганитах, и в частности в некоторых образцах системы $(\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ [11], менее исследованы. На основе последних экспериментальных данных и теоретических подходов [19] можно сделать вывод о том, что объемная зависимость характеристических обменных параметров $J^2 = \langle J_{ij}^2 \rangle_c$, $\tilde{J}_0 = \langle J_{ij} \rangle_c$ на фоне взаимодействия магнитного и SG-параметров порядка спин-стекольной модели Киркпатрика и Шеррингстона [20,21] может быть причиной появления сильной раздвижки границ лабильности переходов первого рода PM–FM–SG в этой системе.

4. Заключение

Накопленные знания о необратимых переходах позволяют понять и предвидеть случаи неоднозначного поведения функциональных свойств магнитоупорядоченного материала при изменении температуры, магнитного поля и давления при гидростатическом прессовании и гидроэкструзии. Действительно, присутствие магнитоструктурных фазовых переходов в таких материалах может стать причиной стабилизации одной из нескольких фаз при снятии гидростатической нагрузки на образец. В этом случае наряду с температурой и величиной максимального давления магнитное поле может оказывать необратимое существенное влияние на процессы формирования конечных метастабильных свойств деформируемого материала.

Один из способов устранения метастабильных областей и соответственно метастабильных свойств состоит в целенаправленном формировании слоистых структур с анизотропными магнитострикционными переходами, при которых спонтанные магнитообъемные деформации становятся минимальными, а характер перехода первого рода сохраняется.

1. А.А. Галкин, Э.А. Завадский, В.М. Смирнов, В.И. Вальков, ДАН СССР **218**, 552 (1974).
2. А.А. Галкин, Э.А. Завадский, В.М. Смирнов, В.И. Вальков, Письма в ЖЭТФ **20**, 253 (1974).
3. Э.А. Завадский, В.И. Вальков, Магнитные фазовые переходы, Наукова думка, Киев (1980).
4. И.Н. Нечипоренко, ФНТ **1**, 1481 (1975).
5. В.Г. Барьяхтар, И.М. Витебский, Д.А. Яблонский, ФТТ **23**, 1448 (1981).
6. Э.А. Завадский, В.И. Каменев, Е.П. Стефановский, А.Л. Сукстанский, Д.А. Яблонский, Препринт ДонФТИ 91-14, Донецкий физ.-техн. ин-т НАН Украины, Донецк (1991).
7. В.И. Вальков, А.В. Головчан, ФНТ **39**, 904 (2013).
8. В.И. Вальков, Е.Г. Галкина, Э.А. Завадский, В.И. Каменев, Б.М. Тодрис, ФТТ **23**, 2209 (1981).
9. В.И. Вальков, Е.А. Хапалюк, Н.А. Романова, С.А. Бужинский, ФТТ **37**, 1455 (1995).
10. В.И. Вальков, И.Ф. Грибанов, А.В. Головчан, Б.М. Тодрис, ФНТ **31**, 1277 (2005).
11. Y. Tomioka, Y. Okimoto, J.H. Jung, R. Kuitai, and Y. Tokura, Phys. Rev. **B68**, 094417 (2003).
12. Б.М. Тодрис, Е.А. Дворников, Ф.Н. Буханько, В.И. Вальков, ФНТ **35**, 998 (2009).
13. Э.А. Завадский, В.И. Вальков, В.М. Кирбитов, Н.А. Романова, Б.М. Тодрис, ФТТ **29**, 2309 (1987).
14. С.К. Асадов, В.И. Вальков, Э.А. Завадский, В.И. Каменев, Б.М. Тодрис, ФНТ **30**, 932 (2004).
15. В.И. Вальков, А.В. Головчан, Д.В. Варюхин, ФНТ **39**, 203 (2013).
16. В.И. Вальков, А.В. Головчан, Д.В. Варюхин, Т.С. Сиваченко, ФТВД **23**, № 2, 24 (2013).
17. А.П. Сиваченко, В.И. Митюк, В.И. Каменев, А.В. Головчан, В.И. Вальков, И.Ф. Грибанов, ФНТ **39**, 1350 (2013).
18. И.Ф. Грибанов, А.П. Сиваченко, В.И. Каменев, В.И. Митюк, Л.И. Медведева, Е.А. Дворников, Т.С. Сиваченко, ФТВД **23**, № 3, 23 (2013).
19. В.И. Митюк, В.И. Каменев, А.В. Головчан, В.И. Вальков, И.Ф. Грибанов, ФНТ **40**, 230 (2014).
20. D. Sherrington, S. Kirkpatrick, Phys. Rev. Lett. **35**, 1792 (1975).
21. S. Kirkpatrick, D. Sherrington, Phys. Rev. **B17**, 4384 (1978).

V.I. Valkov, B.M. Todris

BARIC PECULIARITIES OF MAGNETIC PHASE DIAGRAMS OF ARSENIDES AND MANGANESE OXIDES

The analysis of the results of experimental and theoretical investigations of a number of arsenides and manganese oxides is reported where magnetic field-induced irreversible phase transitions are observed in a certain range of pressure P and temperature T . It is demonstrated that these P - T areas correspond to metastable states and separate stable ferromagnetic (FM), ferrimagnetic (FIM) phases and paramagnetic (PM), antiferromagnetic (AF), spin-glass (SG) phases. The most characteristic features of H - T , P - T diagrams are presented where metastable areas are realized. The analysis of the mechanisms of the emergence of metastable areas has been carried out within the frameworks of the models of strong magnetoelastic coupling.

Keywords: antiferromagnetics, ferrimagnetics, spin-glasses, electronic structure

Fig. 1. Temperature dependences of the critical fields at ambient pressure that are characteristics of the systems with magnetic field-induced irreversible transformations: a – [2], $\bar{\sigma}$ – [9,10], ϵ – 12; T_2 , T_{SG} are the temperatures of spontaneous transition LFIM–AF and SG–PM, respectively

Fig. 2. Field dependences of magnetization of some arsenide alloys (a) and manganese oxides ($\bar{\sigma}$) that describe magnetic field induced irreversible transitions: a – single crystal $\text{Fe}_{0.78}\text{Mn}_{0.18}\text{As}$ [9], $\bar{\sigma}$ – polycrystal $(\text{Sm}_{0.5}\text{Gd}_{0.5})_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ [12]: a : 1 – initial magnetization of the original AF phase at $T = 77$ K and ambient pressure; 2 – dependence $d\sigma/dH$; 3 – magnetization of irreversible induced LFIM phase at $T = 77$ K; $\bar{\sigma}$: 1 – initial magnetization of the original SG state at $T = 20$ K; 2 – the same as in Fig. 2, a

Fig. 3. Field and pressure dependences of the magnetic characteristics of the $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{1.1}\text{As}$ sample at $T = 20$ K: a – isobaric field dependences of magnetization [14], right and left arrows mark increase (decrease) in the magnetic field; $\bar{\sigma}$ – baric dependences of residual magnetization σ_0 (\circ) and magnetization induced in magnetic field H σ_H (\bullet)

Fig. 4. Magnetic phase P - T diagrams of $\text{Mn}_{0.98}\text{Fe}_{0.02}\text{As}$ (a), $\text{Fe}_{0.78}\text{Mn}_{0.18}\text{As}$ ($\bar{\sigma}$) and $(\text{Sm}_{0.5}\text{Gd}_{0.5})_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ (ϵ): $T_1(T_2)$ – the temperature of spontaneous appearance (disappearance) of FM phase. $T_1(P)$, $T_2(P)$ dependences correspond to the boundaries of the metastable areas PM–FM, AF–LFIM; T_{SG} – baric dependence of the temperature of transition from PM to SG state

Fig. 5. Alternation of the type of field-induced AF–LFIM transition in $\text{Fe}_{0.765}\text{Mn}_{1.185}\text{As}$ (a) and $\text{Fe}_{0.63}\text{Mn}_{1.37}\text{As}$ ($\bar{\sigma}$) when the electron occupation of magnetoactive zone n changes. Solid (dashed) lines correspond to the values of FM component of the magnetic moment of the minimum (maximum) of $F(m_0(H))$

Fig. 6. Magnetic moment dependence of free energy of oblique LFIM state in $\text{Fe}_{0.765}\text{Mn}_{1.185}\text{As}$ (a) and $\text{Fe}_{0.63}\text{Mn}_{1.37}\text{As}$ ($\bar{\sigma}$) for varied electron occupation $n(x)$. The

value of m_{00} corresponds to the equilibrium magnitude of FM component of the total magnetic moment at $H = 0$

Fig. 7. Temperature dependences of magnetization of the $\text{Mn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{NiGe}$ in magnetic field with induction $B = 0.97$ T under slow cooling from the annealing temperature $T_{\text{ann}} = 850^\circ\text{C}$ (a) and water quenching from the same temperature (b): $\square - x = 0.04$, $\Delta - 0.11$, $\circ - 0.18$