

PACS: 75.30.Kz

С.К. Асадов, В.И. Вальков, Э.А. Завадский, В.И. Каменев, Б.М. Тодрис

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ИНДУЦИРОВАННЫЕ МАГНИТНЫМ
ПОЛЕМ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СПЛАВАХ СИСТЕМЫ $Fe_{a-x}Mn_xAs$
ПРИ $a \leq 1.6$

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

Статья поступила в редакцию 28 июля 2003 года

Исследовано влияние давления на спонтанные и индуцированные магнитным полем переходы первого рода порядок–порядок в монокристаллических образцах $Fe_{0.5}Mn_{1.1}As$ и $Fe_{0.55}Mn_{1.04}As$ с кристаллической решеткой $C38$ (пространственная группа симметрии $P4/nmm$) при гидростатическом сжатии образцов в газовой и бензиновой средах до 2 и 7 kbar соответственно в диапазоне температур от 4.5 до 300 К. Установлено, что индуцированные импульсным магнитным полем переходы первого рода из слабомагнитной (LM) низкотемпературной (LT) фазы в фазу с большей намагниченностью (HM) являются необратимыми, но с конечным временем сохранения намагниченности HM-состояния. На основе полученных результатов сделан вывод, что LT-фаза, допускающая поочередное существование обеих LM- и HM-фаз, представляет собой метастабильную область, однако с особыми свойствами. Эти свойства ответственны за конечное время существования необратимо индуцированной фазы HM. Качественное объяснение обнаруженного явления базировалось на теории магнотриксционной блокировки образования зародышей новой фазы при фазовых переходах первого рода.

Введение

Сплавы системы $Fe_{a-x}Mn_xAs$ вблизи стехиометрического состава ($a = 2.0$) обладают тетрагональной кристаллической решеткой $C38$ (пространственная группа симметрии $P4/nmm$), в которой для магнитоактивных ионов имеется две неэквивалентные кристаллографические позиции с тетраэдрическим (I) и октаэдрическим (II) окружением ионами As. Магнитные моменты даже однотипных ионов в позициях I и II существенно отличаются. Например, в двухкомпонентных сплавах Fe_2As и Mn_2As магнитные моменты ионов железа и марганца в соответствующих позициях имеют следующие значения в единицах магнетонов Бора (μ_B): 1.0 для Fe(I), 1.5 для Fe(II), 3.7 для Mn(I), 3.5 для Mn(II). В трехкомпонентном сплаве $FeMnAs$, в котором ионы железа и марганца занимают соответственно позиции I и II, обнаружено, что магнитные моменты ионов $0.2\mu_B$ для Fe(I), $3.6\mu_B$ для Mn(II) [1].

Экспериментальные исследования системы $\text{Fe}_{a-x}\text{Mn}_x\text{As}$ проводились в основном для сплавов стехиометрического состава ($a = 2$) с отклонением от стехиометрии в пределах $[1.95 \leq a \leq 2.35]$. При этом нейтронографические данные о величинах магнитных моментов атомов в позициях I и II отсутствуют. Известно только, что при $x \geq 1$ атомы Mn распределены по обеим позициям I и II, а атомы Fe заселяют только позиции I [2].

Магнитные измерения сплавов $\text{Fe}_{a-x}\text{Mn}_x\text{As}$ показали, что при понижении температуры для некоторых из них наблюдаются спонтанные переходы первого рода из антиферромагнитной высокотемпературной (AF, HT) в угловую низкотемпературную ферромагнитную структуру (CFI, LT) [3]. Эту структуру, особенностью которой является сильная зависимость намагниченности насыщения от магнитного поля H , можно представить как состояние сосуществования ферро- и антиферромагнитной компонент полного магнитного момента кристаллохимической ячейки. Воздействие гидростатического и одноосного давлений приводит к изменениям температуры фазового перехода. При этом гидростатическое и одноосное вдоль тетрагональной оси c давление всегда стабилизирует фазу AF. Одноосное давление вдоль направления, перпендикулярного оси c , напротив, увеличивает температурный диапазон стабильности ферромагнитной фазы [4]. Наложение сильного магнитного поля в области стабильности фазы AF позволяет наблюдать индуцированные полем переходы первого рода в ферромагнитную фазу [5,6].

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований фазового поведения сплавов $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{1.1}\text{As}$ и $\text{Fe}_{0.55}\text{Mn}_{1.04}\text{As}$ с сильным отклонением от стехиометрии. В сплавах с такими концентрациями железа и марганца ($1.5 \leq a < 1.7$) обнаружено существенно иное магнитное поведение, которое позволяет отнести их к новому классу железомарганцевых арсенидов с тетрагональной кристаллической решеткой $C38$.

Методика эксперимента

Для исследований использовали монокристаллы, механически выделенные из поликристаллической массы, полученной методом спекания с последующим плавлением трех компонентов [3]. Измерения намагниченности под давлением в статических магнитных полях напряженностью до 10 кОе проводили маятниковым методом. Образец помещали в подвесной микроконтейнер высокого давления из бериллиевой бронзы типа цилиндр–поршень. Давление создавали при комнатной температуре сжатием прессом и фиксировали поршневой гайкой. Передающей давление средой служил бензин. В такой системе по мере уменьшения температуры происходило понижение давления внутри контейнера. Изменение давления определяли манганиновым датчиком. Для измерений в импульсных магнитных полях напряженностью до 150 кОе применяли индукционную методику. Миниатюрный соленоид с образцом находился в контейнере высокого давления, заполненном газообразным гелием, сжатие которого до 2 кбар осуществляли мембранным

компрессором. Для охлаждения контейнера использовали двухступенчатый гелиевый детандер замкнутого цикла. Температурный диапазон измерений составлял 17–300 К. Контроль состояния образцов и рентгеновские измерения проводили на дифрактометре ДРОН-3.0 с использованием низкотемпературной приставки, в которой предварительно отъюстированный образец охлаждали потоком газообразного гелия.

Измерения и анализ результатов

1. Анализ зависимостей $\sigma(T)$ в статических магнитных полях позволил выделить четыре характерных температурных интервала: $T > T_2$, $T_m < T \leq T_2$, $T_1 \leq T < T_m$ и $T \leq T_1$, которые соответствуют трем магнитным состояниям образцов. В области высоких температур ($T > T_2$) понижение температуры приводит к слабому плавному возрастанию намагниченности, а кривые $\sigma(H)$ являются слабыми линейными функциями поля. Спонтанная намагниченность выше T_2 отсутствует.

Мы полагаем, что этим температурам соответствует неупорядоченное парамагнитное состояние, поскольку ни для одного из сплавов системы $\text{Fe}_{a-x}\text{Mn}_x\text{As}$ с $a \cong 1.5-1.6$ при $T > T_2$ каких-либо аномалий на НТ-зависимости статической магнитной восприимчивости $\chi(T)$ не обнаружено.

2. Появление и увеличение спонтанной намагниченности по мере понижения температуры в интервале $T_m < T \leq T_2$ соответствует НТ-переходу беспорядок–порядок с температурой магнитного упорядочения T_2 . Этот переход не сопровождается гистерезисными явлениями и, скорее всего, представляет собой переход второго рода от парамагнитного (PM) к некоторому НМ-типу ферромагнитного состояния.

3. Уменьшение намагниченности при понижении температуры от T_m до T_1 является результатом ЛТ-перехода порядок–порядок от высоко- к низкомагнитному упорядоченному состоянию. Кривые $\sigma(T)$ и $\sigma(H)$ для обоих образцов качественно подобны. Однако более низкое значение температуры T_1 для $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{1.1}\text{As}$ ($T_1 < 70$ К) не позволило сопоставить поведение температурных зависимостей намагниченности и параметров решетки этого образца, поскольку измерения последних технически ограничивались температурой жидкого азота. Поэтому температурные зависимости параметров кристаллической решетки c и a при атмосферном давлении и кривые $\sigma(T)$ при различных давлениях приводятся для $\text{Fe}_{0.55}\text{Mn}_{1.04}\text{As}$, у которого $T_1 > 77$ К (рис. 1). Полевые зависимости магнитных характеристик как в статических, так и в импульсных магнитных полях обоих образцов обнаруживают качественно сходные особенности, но более подробно измерены для $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{1.1}\text{As}$. Поэтому на (рис. 2–5) приводятся соответствующие графики именно этого образца. Как видно из рис. 1 и 2 ниже T_1 намагниченность ЛМ-состояния стабилизируется и сохраняется постоянной. Переход НМ–ЛМ – размытый магнитный фазовый переход первого рода порядок–порядок. Об этом свидетельствуют наличие небольшого температурного гистерезиса, относительно

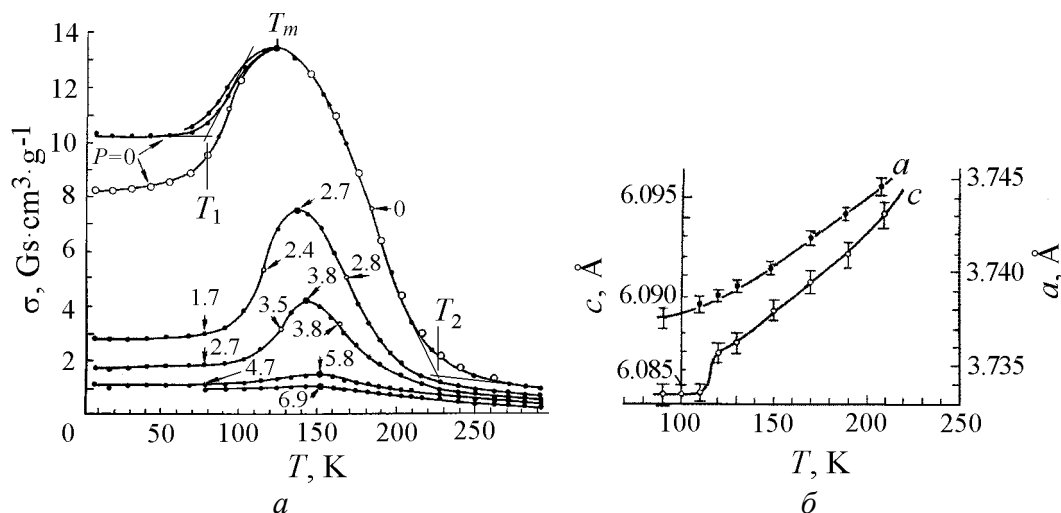


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности (а) и параметров кристаллической решетки c и a (б) образца $\text{Fe}_{0.55}\text{Mn}_{1.04}\text{As}$. Кривые $\sigma(T)$ измерены в статическом поле $H = 12$ кОе при $H \perp c$. Цифрами обозначены величины давления (в кбар) при соответствующей температуре: $-\bullet-$ — охлаждение и нагревание образца в присутствии поля; $-\circ-$ — нагревание образца, предварительно охлажденного при $H = 0$

резкое изменение параметра решетки c в интервале $T_1 \leq T < T_m$ (рис. 1, б) и другие особенности, характерные для переходов первого рода в сильном магнитном поле (см. ниже).

4. Рентгеновские измерения монокристаллических образцов показали, что при атмосферном давлении кристаллическая решетка остается тетрагональной $C38$, а состояния в температурных интервалах $T_m \leq T < T_2$ и $T \leq T_1$ кристаллографически однородны. Поскольку магнитные состояния в этих температурных интервалах отличаются величиной намагниченности насыщения (рис. 2), далее мы будем говорить о двух магнитоупорядоченных фазах: НМ ($T_m \leq T < T_2$) и ЛМ ($T < T_1$).

5. Зависимости $\sigma(T)$ в статических магнитных полях показали, что с ростом давления температурная область существования спонтанной намагниченности и ее величина в обеих НМ- и ЛМ-фазах уменьшаются. При давлениях порядка 7 кбар на кривой $\sigma(T)$ различима лишь небольшая аномалия при $T = T_m$ (см. рис. 1).

6. Из изотермических зависимостей намагниченности от величины поля $\sigma(H)$, измеренных в статических полях, установлено также, что тетрагональная ось четвертого порядка является осью трудного намагничивания для обеих НМ- и ЛМ-фаз. Подобный тип анизотропии характерен для магнитоупорядоченных фаз системы $\text{Fe}_{a-x}\text{Mn}_x\text{As}$.

7. В импульсных магнитных полях измерены изобарические зависимости $\sigma(H)$ (рис. 3) при различных температурах газообразного гелия. Установлено, что при $T < T_1$ возрастание поля в интервале $0 < H < H_{c1}$ сопровождается монотонным повышением намагниченности. При достижении полем облас-

ти некоего критического значения H_{c1} происходит относительно резкое увеличение намагниченности. Это состояние с большей намагниченностью можно характеризовать как индуцированную полем фазу НМ. В фазе НМ в полях $H > H_{c1}$ монотонное нарастание намагниченности с увеличением поля продолжается, но с меньшей крутизной. При обратном снижении поля до нуля намагниченность индуцированного состояния монотонно уменьшается, сохраняя при любом поле большую величину, нежели в исходной ЛМ-фазе. В процессе дальнейшего перемагничивания образца с изменением полярности поля НМ-фаза сохраняется.

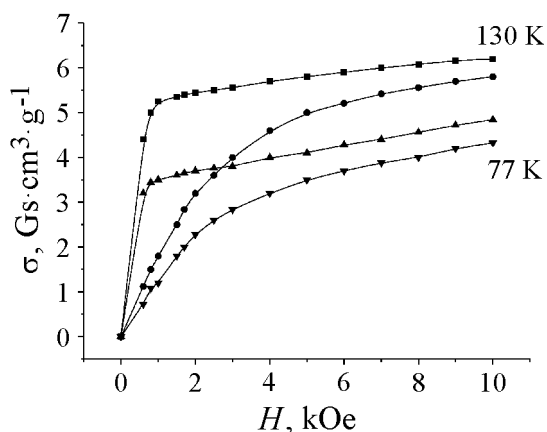


Рис. 2. Кривые намагничивания сплава $Fe_{0.5}Mn_{1.1}As$ при различных температурах и ориентациях статического поля H относительно тетрагональной оси кристалла c : $H \perp c$ — ■, ▲; $H \parallel c$ — ●, ▼

Таким образом, воздействие импульсного магнитного поля на образец в фазе ЛМ может приводить к возникновению необратимых индуцированных превращений первого рода $LM \rightarrow NM$.

Дополнительную информацию о характере намагничивания образца в фазе ЛМ можно получить из анализа кривых $\partial\sigma/\partial H = \sigma'(H)$ (рис. 4). В зависимости от температуры на кривых $\sigma'(H)$ для трех полупериодов затухающего импульсного магнитного поля можно обнаружить присутствие четырех или пяти пиков.

В диапазоне $35 K \leq T < T_m$ вне зависимости от давления на кривой $\sigma'(H)$ просматривается четыре пика. Первый (в области малых полей) появляется при возрастании поля и характеризует процесс перехода к техническому насыщению фазы ЛМ-состояния. Его положение по оси полей практически не зависит от давления. Второй пик в области больших полей определяет критическое поле $H = H_{c1}$. При обратном снижении поля и изменении его знака наблюдается резкий пик, соответствующий перемагничиванию образца, находящегося уже в новой фазе НМ. Последующее знакопеременное изменение затухающего поля вновь приводит к появлению резкого пика. Эти два резких пика характеризуют полевые границы петли гистерезиса необратимо индуцированной НМ-фазы.

При $T < 35 K$ в процессе начального намагничивания фазы ЛМ первый из вышеупомянутых пиков расщепляется (рис. 5). Это расщепление отражает тонкую структуру кривой намагничивания ЛМ-фазы, которая при высоких температурах была сглажена.

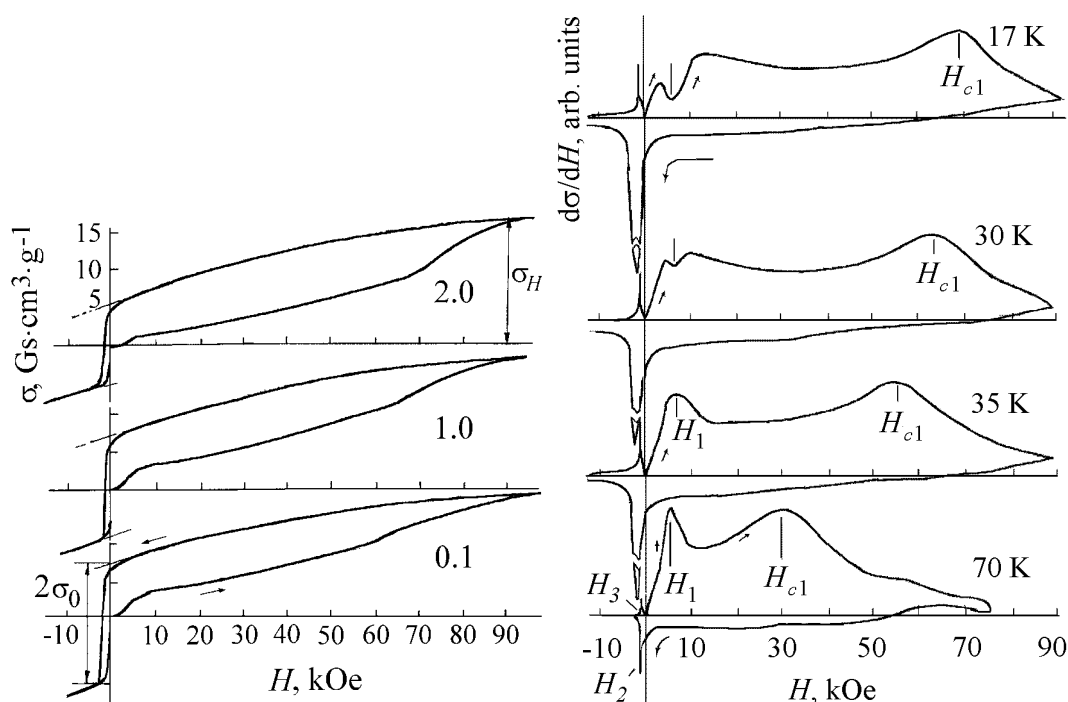


Рис. 3. Изобарические зависимости намагниченности образца $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{1.1}\text{As}$ от напряженности импульсного магнитного поля, измеренные при $T = 20$ К. Цифрами обозначены величины давления газообразного гелия (в kbar). Стрелками вправо (влево) обозначены увеличение (снижение) напряженности поля

Рис. 4. Зависимости $\sigma'(H)$, измеренные для различных температур при атмосферном давлении. Вертикальные линии в области пиков определяют величины критического поля H_{c1} и полей технического насыщения при нарастании (H_1, H_3) и снижении (H_2) затухающего импульсного поля

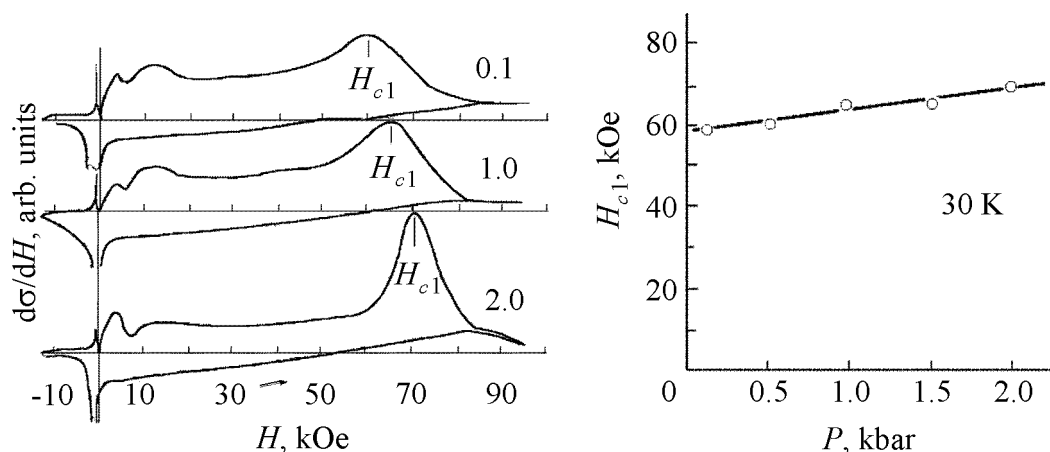


Рис. 5. Зависимости $\sigma'(H)$, измеренные для различных давлений P (в kbar) при $T = 30$ К

Рис. 6. Зависимость величины критического поля необратимо индуцированной высокомагнитной фазы от давления

8. При повторном воздействии импульсного магнитного поля на образец характер кривых намагничивания в точности повторяется.

9. Измерения в импульсных магнитных полях при различных температурах ($17 \leq T < 300$ К) и гидростатических давлениях ($P \leq 2$ kbar) показали, что при увеличении давления происходит уменьшение исходной и остаточной σ_0 величин намагниченности (см. рис. 3). Величина индуцированной намагниченности σ_H при $H \geq 90$ кОе не зависит от давления. При этом H_{c1} является сильной функцией температуры и давления: $\partial H_{c1}/\partial P > 0$, $\partial H_{c1}/\partial T < 0$ (рис. 4, 6).

Обсуждение результатов

Полученная информация о спонтанных и индуцированных переходах в исследуемых сплавах ставит множество проблемных вопросов, общих для магнитоупорядоченных сплавов с кристаллической решеткой С38.

Для осмысления хотя бы части их отметим сходство и различия магнитных свойств сплавов, исследованных в настоящей работе, и сплавов системы $Mn_{2-x}Cr_xSb$ [7]. В сплавах этой системы, которые обладают аналогичной кристаллической решеткой С38, также обнаружены спонтанные и индуцированные магнитным полем переходы первого рода из ЛМ- в НМ-фазу. При этом установлено, что спонтанные НТ-переходы ЛМ–НМ являются ярко выраженными переходами первого рода, сопровождаются большой величиной магнитострикции и температурным гистерезисом. Индуцированные магнитным полем переходы ЛМ–НМ только обратимые. Это однозначно указывает, что спонтанно возникающая ЛМ-фаза при ЛТ-переходе является единственно стабильной и соответствует единственному минимуму энергии.

Для образцов исследованной системы индуцированные переходы ЛМ–НМ необратимы (п. 7), однако время жизни необратимо индуцированной НМ-фазы конечно и по порядку сравнимо только с несколькими периодами изменения поля ($\Delta t \cong 1$ ms) (п. 8). Следовательно, состояние образца при $T < T_m$, с одной стороны, не является единственно стабильным состоянием, так как в нем какое-то время может существовать и перематничиваться НМ-фаза. В этом проявляется различие между магнитными свойствами двух систем. С другой стороны, поскольку в статических магнитных полях при макроскопических временах измерения наблюдаются спонтанные повторяемые переходы НМ–ЛМ, то состояние ниже T_1 проявляет свойства устойчивой единственно стабильной фазы ЛМ. В этом можно усмотреть сходство между свойствами обеих систем.

В итоге возникает противоречие, для разрешения которого обратимся к известным экспериментальным и теоретическим работам, в которых затрагиваются вопросы возникновения и устойчивости метастабильных состояний.

Устойчивые метастабильные состояния были известны в некоторых сплавах системы $Fe_{a-x}Mn_xAs$ при $1.95 \leq a \leq 2.35$ [8,9], а также в ряде сплавов на

основе арсенида марганца [10] с гексагональной кристаллической решеткой $B8_1$. Эти состояния определялись из измерений гистерезиса по температуре или давлению при фазовых переходах первого рода. Специальная проверка показала, что необратимо индуцированные магнитным полем фазы в таких состояниях живут сколь угодно долго.

Объяснение этого явления было дано в [11,12] на основе представления о магнотстрикционной блокировке образования зародышей новой фазы при магнитных фазовых переходах первого рода в материалах, обладающих сильной магнотстрикцией. Согласно этой теории при отсутствии магнотстрикции переход первого рода в новую фазу осуществляется в результате флуктуационного образования зародышей новой фазы на границе равенства термодинамических потенциалов (ТП) однородных соперничающих фаз. Обычно эта граница проходит внутри метастабильной области, разделяющей области абсолютной неустойчивости (лабильности) фаз. При наличии магнотстрикции условия появления зародышей новой фазы ужесточаются из-за разницы в объемах кристаллической решетки соперничающих фаз и границы перехода смещаются к границам лабильности фаз. При очень сильной магнотстрикции границы перехода могут расширяться до границ лабильности. В этом случае переход в новую фазу происходит без образования зародышей этой фазы.

В свете сказанного устойчивая гистерезисная область по температуре или давлению при переходах, сопровождающихся магнотстрикцией, является частью метастабильного состояния. В области гистерезиса индуцированная внешним воздействием фаза может существовать столько времени, сколько необходимо для лавинообразного формирования зародышей новой фазы.

Применительно к исследуемым образцам будем исходить из факта существования магнитного фазового перехода первого рода порядок–порядок и широкой метастабильной области по температуре $0 < T < T_m$, разделяющей области абсолютной стабильности для НМ- и ЛМ-фаз. Поскольку в образцах согласно рентгеновским измерениям наблюдается слабое изменение параметра решетки при изменении намагниченности, то магнотстрикционный вклад в механизм, определяющий переход порядок–порядок, мал. Следовательно, блокировка образования зародышей новой фазы при этих переходах имеет место, но ее эффект незначителен. Исходя из вышесказанного, полагаем, что при $0 < T < T_m$ обе НМ- и ЛМ-фазы соответствуют минимумам ТП, но энергетически более выгодной является ЛМ-фаза. Тогда при медленном охлаждении от T_m происходит флуктуационное образование зародышей ЛМ-фазы. Из-за низких температур и, возможно, большой степени нестехиометрии этот процесс не становится лавинообразным, и спонтанный переход первого рода реализуется как размытый.

Совершенно естественным в этом случае является существование необратимых индуцированных переходов ниже $T_m(P)$, так как в метастабильном состоянии обе фазы относительно устойчивы и без поля. Однако, как и в

предыдущем случае, время существования индуцированной НМ-фазы конечно и определяется временем спонтанного нарастания зародышей ЛМ-фазы.

Заключение

Рассмотренное выше объяснение особенностей индуцированных переходов в некоторых сплавах системы $\text{Fe}_{a-x}\text{Mn}_x\text{As}$ базируется на общих принципах теории блокировки образования зародышей магнитоупорядоченных фаз и не учитывает ряд некоторых специфических характеристик образцов этой системы. А именно то, что фазы, обладающие спонтанной намагниченностью, представляют собой НТ-состояния, в которых сосуществуют пространственно-однородная (ферромагнитная) и периодическая (AF) составляющие полного магнитного момента кристаллографической ячейки [13]. При этом в исследуемых образцах со значительным отклонением от стехиометрического состава подобные НТ-фазы могут обладать своими особенностями, обусловленными недостатком магнитоактивных ионов в решетке. Тогда необычное поведение индуцированных магнитным полем фаз может быть также следствием большой величины нестехиометрии, роль которой в формировании границ магнитных фазовых диаграмм в сплавах системы $\text{Fe}_{a-x}\text{Mn}_x\text{As}$ до настоящего времени не обсуждалась даже на качественном уровне.

Остается надеяться, что результаты настоящей экспериментальной работы явятся стимулом для обсуждения свойств исследуемых материалов с привлечением разных точек зрения.

1. *S. Yoshii, H. Katsuraki*, J. Phys. Soc. Japan **22**, 674 (1967).
2. *F. Grandjean, A. Gerard*, J. Magn. Magn. Mater. **1**, 64 (1975).
3. *R.M. Rosenberg, W.H. Cloud, G.J. Darnell, R.B. Flippen*, Phys. Lett. **A25**, 723 (1967).
4. *С.А. Бужинский, В.И. Вальков, Н.А. Романова*, ФТТ **33**, 1936 (1991).
5. *В.И. Вальков, Э.А. Завадский, В.И. Каменев, В.М. Кирбитов*, ФТТ **26**, 870 (1984).
6. *M. Ohashi, Y. Yamaguchi, T. Kanomata*, J. Magn. Magn. Mater. **104–107**, 925 (1992).
7. *В.И. Вальков, В.И. Каменев, С.А. Бужинский, Н.А. Романова*, ФНТ **28**, 275 (2002).
8. *В.И. Вальков, Э.А. Завадский, В.М. Кирбитов, И.А. Сибарова, Б.М. Тодрис*, УФЖ **32**, 1418 (1987).
9. *С.А. Бужинский, В.И. Вальков, Э.А. Завадский, Н.А. Романова, Е.А. Хапалюк*, ФТТ **37**, 1455 (1995).
10. *А.А. Галкин, Э.А. Завадский, В.М. Смиронов, В.И. Вальков*, Письма в ЖЭТФ **20**, 253 (1974).
11. *И.Н. Нечипоренко*, ФНТ **1**, 1481 (1975).
12. *В.Г. Барьяхтар, А.Е. Боровик, И.М. Витебский, И.Н. Нечипоренко, Д.А. Яблонский*, Изв. АН СССР. Сер. физ. **44**, 1401 (1980).
13. *T. Goto*, J. Magn. Magn. Mater. **54–57**, 931 (1986).

S.K. Asadov, V.I. Val'kov, E.A. Zavadskii, V.I. Kamenev, B.M. Todris

PRESSURE EFFECT ON MAGNETIC FIELD-INDUCED PHASE TRANSITIONS IN ALLOYS OF THE $\text{Fe}_{a-x}\text{Mn}_x\text{As}$ SYSTEM FOR $a \leq 1.6$

Pressure effect on spontaneous and magnetic field-induced order–order first-order phase transitions in single-crystalline $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{1.1}\text{As}$ and $\text{Fe}_{0.55}\text{Mn}_{1.04}\text{As}$ samples having the crystal lattice $C38$ (the space symmetry group $P4/nmm$) has been investigated under hydrostatic compression (to 2 and 7 kbar, respectively) of the samples in gaseous and petrol media in the temperature range of 4.5 to 300 K. It has been found that the pulsed magnetic field-induced first-order transitions from low-magnetic (LM) phase to the phase of higher magnetization (HM) are irreversible, but with a finite time of magnetization conservation for the HM state. Basing on the obtained results it is concluded that the LT phase, where the LM and HM phases can exist in turn, is a metastable region possessing peculiar properties. Those properties are responsible for a finite time of existence of the irreversibly induced HM phase. A qualitative explanation of the phenomenon was based on the theory of magnetostrictive blocking the new-phase nucleation under the first-order phase transition.

Fig. 1. Temperature dependences of magnetization (*a*) and crystal-lattice parameters *c* and *a* (*b*) of $\text{Fe}_{0.55}\text{Mn}_{1.04}\text{As}$ samples. $\sigma(T)$ curves are measured in the static field $H = 12$ kOe for $H \perp c$. Numerals denote pressure values (in kbar) for a corresponding temperature: $-\bullet-$ – cooling and heating of the sample in the presence of field; $-\circ-$ – heating of precooled ($H = 0$) sample

Fig. 2. Curves of $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{1.1}\text{As}$ alloy magnetization for different temperatures and orientations of static field H relative to the tetragonal lattice *c*: $H \perp c$ – \blacksquare , \blacktriangle ; $H \parallel c$ – \bullet , \blacktriangledown

Fig. 3. Isobaric dependences of $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{1.1}\text{As}$ sample magnetization on pulsed magnetic field strength as measured for $T = 20$ K. Numerals denote pressure values for gaseous helium. Arrows to the right (left) denote field strength increase (decrease)

Fig. 4. $\sigma'(H)$ dependences measured for different temperatures at atmospheric pressure. Vertical lines in the region of peaking stand for values of critical current H_{c1} and fields of technical saturation with the increase of (H_1 , H_3) and decrease of (H_2) of the attenuating pulsed field

Fig. 5. $\sigma'(H)$ dependences measured for different pressures P (in kbar) at $T = 30$ K

Fig. 6. Pressure dependence of value of the critical field of irreversibly induced high-magnetic phase