

включающие в себя как поперечные, так и продольные моды, причем последние линейно связаны с фононами в области высоких частот. С учетом того, что при наличии двух магнитных плоскостей обе продольные частоты ω_1 и ω_2 двукратно вырождены, эффективный параметр спин-фононной связи, введенный в работе [4], оказывается с увеличенным в $\sqrt{2}$ раз для каждой ветви, что существенно для повышения критической температуры T_c сверхпроводника.

В заключение важно отметить, что использованный метод актуален для исследования возможной квазидвумерности сверхпроводимости. В частности, в системе $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ число пар магнитных подрешеток совпадает с числом плоскостей CuO . Следовательно, при допущении, что высокотемпературную сверхпроводимость можно описывать с помощью различных двумерных моделей, синтез новых ВТСП с более высокой T_c , основанный на последовательном увеличении числа плоскостей CuO , должен быть достаточно эффективным.

Литература

1. Ожогин В.И., Савченко М.А. // УФН. 1984. 143, № 4. С. 676.
2. Van Vleck J.H. // Phys.Rev. 1937. 52. P. 1178.
3. Bennet W.R. Shwarzacher W., Egelhoff W.F., Jr. // Phys. Rev. Lett. 1990. 65. P. 3169.
4. Савченко М.А., Стефанович А.В. Флуктуационная сверхпроводимость магнитных систем. М.: Наука, 1986.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
6. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967.
7. Савченко А.М. Дипломная работа (физ. ф-т МГУ). 1996.
8. Вихорев А.А., Савченко М.А., Садовников Б.И. // ДАН. 1995. 344, № 1. С. 36.
9. Вихорев А.А., Савченко М.А., Садовников Б.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. № 3. С. 51 (Moscow University Phys. Bull. 1994. No. 3. P. 47).

Поступила в редакцию
01.07.98

УДК 548:537.611.45

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЧАСТИЧНО УПОРЯДОЧЕННОГО СПЛАВА ϵ' - Mn_3Ga В СОСТОЯНИИ ФЕРРИМАГНИТНОГО СПИНОВОГО СТЕКЛА

В. Н. Прудников

(кафедра магнетизма)

Изучена кинетика магнитного превращения сплава γ - Mn_3Ga в состоянии ϵ' - Mn_3Ga с тетрагональными искажениями кристаллической решетки по типу DO_{22} . Фаза ϵ' - Mn_3Ga является ферримагнитным неэргодичным состоянием, в котором при нагревании происходит двойной переход (парамагнетизм — ферримагнетизм — ферримагнитное спиновое стекло). Температура перехода сильно зависит от величины магнитного поля. Для объяснения полученных результатов привлекается обобщенная теория Шеррингтона–Киркпатрика двухкомпонентных магнетиков.

Введение

При экспериментальных исследованиях неупорядоченных ферримагнетиков обнаружен ряд систем, имеющих наряду с обычным поведением признаки спинового стекла [1–3]. В ряде ферритов обнаружены возвратные магнитные фазовые переходы в неэргодичное состояние, причем дальний магнитный порядок при таком переходе сохраняется [4, 5]. В ферримагнитных окислах, содержащих Ga, $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ и $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ga}_x\text{O}_{19}$, в широкой области концентраций обнаружено существование как «чистого», так и ферримагнитного спинового стекла [3, 6]. При некоторых концентрациях Ga происходят возвратные переходы парамагнетизм - ферримагнетизм - ферримагнитное спиновое стекло (ПМ — ФиМ — ФиМСС). В теоретических работах [7, 8] наиболее последовательно рассмотрены ферримагнитные системы с фрустрациями на базе обобщенной модели Шеррингтона–Киркпатрика двухкомпонентных систем.

С целью изучения магнитных свойств хорошо проводящей системы ϵ' - Mn_3Ga в состоянии фруст-

рированного ферримагнетизма были проведены измерения намагниченности $\sigma(H, T)$ и магнитной восприимчивости $\chi(T)$ в зависимости от магнитного поля и температуры.

Методика эксперимента

Сплавы MnGa были приготовлены в ЦНИИЧермет им. И. П. Бардина. Для выплавки использовались спектрально чистые материалы: марганец с чистотой 99,999% и галлий марки ГЛ000.

Изучались сплавы со стехиометрическим составом Mn_3Ga , что соответствует 75 ат.% Mn. Полученная в процессе плавки отливка в виде прутка подвергалась гомогенизирующему отжигу в течение 6–10 ч с последующей резкой закалкой. Полученная фаза γ - Mn_3Ga имеет ГЦК-структуру и является атомноупорядоченной [9]. Из γ - Mn_3Ga путем отжига в течение 8 ч при температуре 720 К была получена частично упорядоченная ϵ' -фаза Mn_3Ga со свехструктурой по типу DO_{22} . Кроме того, исходную γ -фазу пластически деформировали (степень обжатия $\sim 60\%$) и после

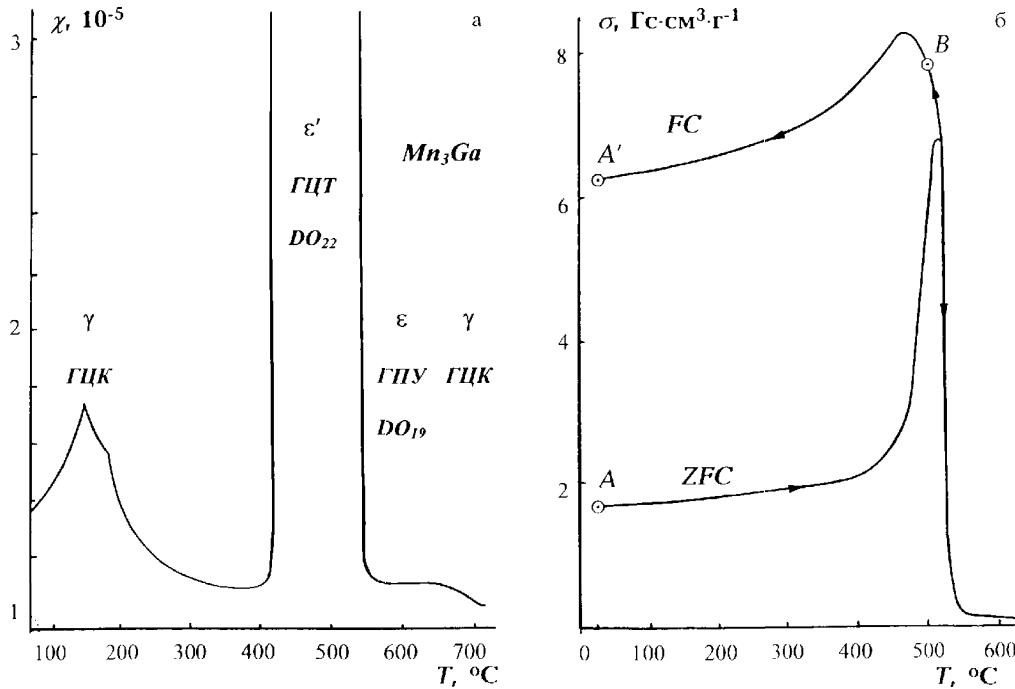


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости (а) и удельной намагниченности (б) в магнитном поле 5,6 кЭ сплава ε'-Mn₃Ga

дальнейшего выделения ε'-фазы путем описанного выше отжига получали деформированную ε'-фазу Mn₃Ga.

Намагниченность и магнитная восприимчивость были изучены в интервале температур 23–730 °C в магнитных полях до 15 кЭ. Измерение намагниченности проводилось на вибрационном магнитометре. Для измерения восприимчивости использовались горизонтальные торсионные весы с электромагнитной компенсацией.

Экспериментальные результаты и обсуждение

При нагревании γ-Mn₃Ga магнитная восприимчивость χ(T) обнаруживает ряд аномалий, связанных с изменением атомного упорядочения (рис. 1). При температуре T ≈ 402 °C наблюдается интенсивное увеличение восприимчивости (на три порядка), которое служит индикатором структурного фазового перехода γ → ε', в результате которого кристаллическая решетка тетрагонально искажается и устанавливается атомное упорядочение по типу DO₂₂ [9]. Особенности образования фазы DO₂₂ при 402 °C изучались рентгеновскими методами на крупнозернистых образцах Mn₃Ga [10].

Рентгеноструктурные и магнитные методы позволили выявить два различных механизма образования упорядоченной ε'-фазы. Первый — гомогенный, имеющий место внутри зерен и связанный с образованием областей сверхструктуры, закономерно ориентированных относительно осей исходного кристалла. Второй — гетерогенный, связанный с образованием некогерентных, не имеющих ориентационной связи с матрицей, равновесных кристаллов упорядоченной фазы DO₂₂ на дефектах — границах зерен. При изучении процесса образования фазы DO₂₂ из

γ-Mn₃Ga магнитными методами удалось установить оптимальный режим термообработки для ее формирования: 447 °C в течение 9 ч.

На рис. 2 приведены кривые намагничивания и перемагничивания ε'-Mn₃Ga при T = 23 °C. Кривая намагничивания состоит из двух прямолинейных участков с различным наклоном. Восприимчивости, соответствующие каждому из участков намагничивания и перемагничивания, имеют следующие значения: χ_α = 2,4 · 10⁻⁴, χ_β = 2,1 · 10⁻⁴, χ_γ = 1,0 · 10⁻⁴, χ_δ = 2,4 · 10⁻⁴, χ_ε = 2,8 · 10⁻⁴, χ_θ = 2,2 · 10⁻⁴, χ_η = 1,2 · 10⁻⁴. Петля гистерезиса симметричная, восходящая и нисходящая ветви также прямолинейны. Первое перемагничивание образца изменяет первоначальную кривую намагничивания. Однако последующие циклы перемагничивания и старение образца (~8 лет) при комнатной температуре практически не меняют петлю гистерезиса.

На рис. 1,б приведена температурная зависимость удельной намагниченности в магнитном поле H = 5,6 кЭ при нагревании и охлаждении (FC — field cooled, ZFC — zero field cooled). Намагниченность слабо возрастает при нагревании до T ≈ 400 °C, после чего наблюдается интенсивный рост σ(T) и максимум при T = 511 °C и столь же резкое уменьшение намагниченности при дальнейшем нагревании. При температурах 550–570 °C начинается структурное превращение в атомноразупорядоченную ε-фазу Mn₃Ga с ГПУ-структурой. При охлаждении в магнитном поле в интервале 550 ÷ 514 °C всегда наблюдается температурный гистерезис намагниченности, при этом максимум σ(T) сдвигается в сторону более низких температур. При охлаждении до T = 23 °C магнитная система оказывается в другом магнитном состоянии, что подтверждается значительными изменениями па-

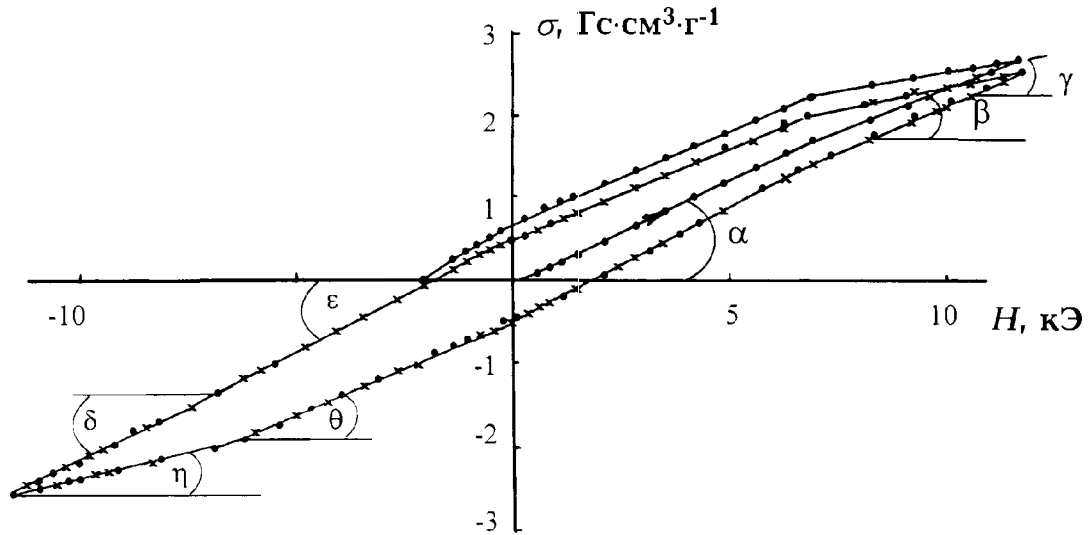


Рис. 2. Кривые намагничивания и перемгничивания сплава ϵ' - Mn_3Ga

раметров петли гистерезиса. Петля гистерезиса в состоянии A' в сравнении с A изображена на рис. 3. Петля смещена относительно начала координат. На рис. 3, *a* показана петля гистерезиса при $T = 497^\circ C$, которая на рис. 1 отмечена точкой B . Коэрцитивная

сила возросла с 2,0 до 2,8 кЭ, остаточная намагниченность с 0,5 до 6,5 $Gs \cdot cm^3 \cdot g^{-1}$.

На рис. 4 приведены кривые перемгничивания при $T = 23^\circ C$ образцов, прошедших отжиг при температуре образования ϵ' - Mn_3Ga в течение разного времени. Смещение петли гистерезиса устанавливается уже через 15 мин отжига. Затем оно не меняется,

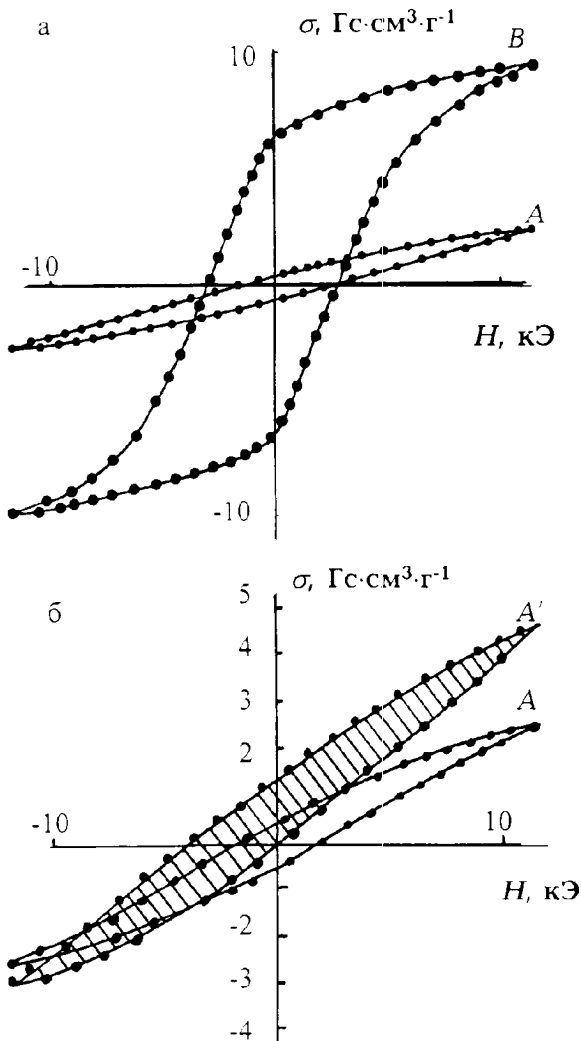


Рис. 3. Петли гистерезиса сплава ϵ' - Mn_3Ga в состояниях, отмеченных на рис. 1 точками A , A' , B

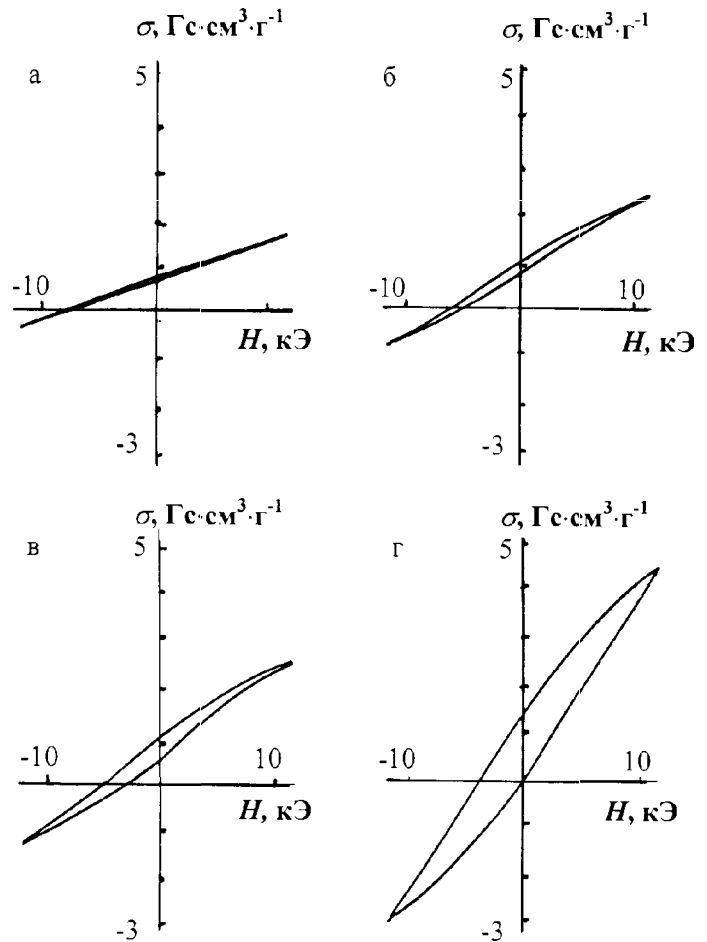


Рис. 4. Изменение петли гистерезиса сплава ϵ' - Mn_3Ga с увеличением времени отжига при $450^\circ C$: $t = 5$ (а), 15 (б) и 20 мин (в) и 8 ч (г)

в то время как коэрцитивная сила и остаточная намагниченность с увеличением времени отжига увеличиваются, пока не достигнут предельных значений. У образца, имеющего в исходном состоянии смещенную петлю гистерезиса, при $T > 400^\circ\text{C}$ петля становится полностью симметричной. Охлаждение образца в магнитном поле до 23°C приводит к термоостаточной намагниченности, тем большей, чем больше величина магнитного поля. Увеличивается по мере возрастания поля и смещение центра петли гистерезиса, в то время как коэрцитивная сила практически не меняется.

Таким образом, полученные результаты по температурной и полевой зависимости намагниченности позволяют утверждать, что в сплаве ϵ' - Mn_3Ga при нагревании происходит двойной переход ФМСС — ФМ — ПМ. Однако вопрос об идентификации характеристических температур T_g (ФМСС — ФМ) и T_c (ФМ — ПМ) этих переходов является далеко не тривиальным.

Полученная температурная зависимость ZFC-намагниченности (см. рис. 1) находится в качественном согласии с теорией [8], по которой магнитная восприимчивость должна слабо возрастать с температурой и иметь излом при температуре перехода $T_g(H)$ из неэргодичного в эргодичное состояние ферримагнетика.

Для определения T_g и T_c в отсутствие магнитного поля мы использовали результаты измерений теплоемкости и электрического сопротивления. Полученные значения составляют: $T_g(H=0) = 325^\circ\text{C}$, $T_c(H=0) = 535^\circ\text{C}$. Значения параметров T_g и T_c в функции магнитного поля приведены на рис. 5. Наблюдается немонотонная зависимость температуры возвратного перехода $T_g(H)$. Такой вид зависимости $T_g(H)$ получен в теории фрустрированного

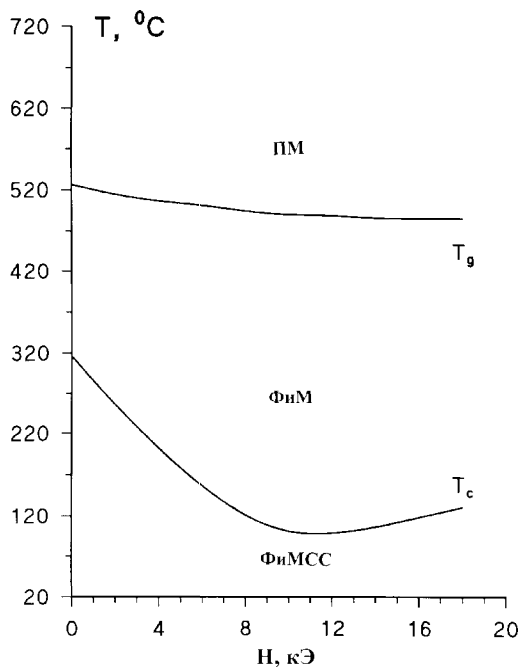


Рис. 5. Зависимость от магнитного поля температуры Кюри T_c и температуры возвратного перехода T_g сплава ϵ' - Mn_3Ga

ферримагнетизма [7, 8] численными методами для параметров теории $T_c = J_0 = 1$ и $T_g = J = 0,6$, т. е. $T_g/T_c = 0,6$. В нашем случае величина этого отношения достаточно близка к 0,7. Слабая температурная зависимость восприимчивости при нагревании из ZFC-состояния является практически линейной. При $T \approx 170^\circ\text{C}$ ($H = 6$ кЭ) наблюдается изменение наклона кривой зависимости восприимчивости от температуры, и эту температуру можно определять как температуру перехода $T_g(H)$. Изменение наклона, согласно теории [8], действительно слабое. Для более надежного определения температуры T_g были привлечены результаты измерений кинетических свойств (эффект Холла, магнетосопротивление и электрическое сопротивление) сплава ϵ' - Mn_3Ga .

В соответствии с теоретическими представлениями выше температуры $T_g(H)$ наблюдается исчезновение необратимого поведения $\sigma(H)$. В нашем случае, если образец охлаждается от $T < T_g$, то наблюдается полное обратимое поведение намагниченности $\sigma(H)$, и петля гистерезиса имеет такой же, как до нагревания, вид (ZFC-состояние). Охлаждение от $T_g < T < T_c$ приводит к небольшой необратимости, которая значительно меньше, чем после охлаждения от $T > T_c$.

Одной из возможных причин такого поведения фрустрированного ферримагнетика ϵ' - Mn_3Ga может служить магнитная анизотропия, которая при наличии случайного обменного взаимодействия может быть как с фиксированной по кристаллу осью магнитной анизотропии, так и со случайным распределением осей анизотропии.

Так как развитой теории фрустрированных ферримагнетиков с учетом анизотропных эффектов не существует, то представления о магнитной структуре такого магнетика ϵ' - Mn_3Ga можно сделать, воспользовавшись моделью Саслова–Паркера [11]. Магнитная структура сплава ϵ' - Mn_3Ga представляет собой неколлинеарную спиновую структуру — сперимагнетизм. Спиновую систему можно разбить на две подсистемы: «магнитную» и «фрустрированную». Первая обеспечивает дальний магнитный порядок ферримагнитного типа при $T < T_c$, вторая создает неколлинеарность и вызывает переход в фазу ФМСС при $T < T_g$. Роль этих подсистем в формировании магнитных свойств зависит от соотношения количества нескомпенсированных спинов в них. Была сделана попытка изменить соотношение между магнитной и фрустрированной подсистемами. Данная задача была решена путем деформации исходных образцов Mn_3Ga . В результате получили образцы, в которых формирующаяся на границах зерен магнитная подсистема стала преобладающей. За счет деформации происходит разрушение самих зерен и увеличение доли границ. По сравнению с недеформированным сплавом ϵ' - Mn_3Ga в ZFC-состоянии в деформированных образцах коэрцитивная сила возросла до 5 кЭ, остаточная намагниченность — до $7 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{г}^{-1}$. Таким образом, действительно, получены сплавы с большей степенью магнитного порядка.

Автор благодарен М. П. Равдель за предоставленные образцы и результаты исследования теплоемкости.

Литература

1. Yoshizawa H., Mitsuda S., Argura H. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 1989. **58**. P. 1416.
2. Hirsch J., Galvoille G. // Phys. Rev. 1982. **26**. P. 3816.
3. Ефимова Н.Н., Понков Ю.А., Ткаченко Н.В. // Физ. низ. температур. 1989. **15**. С. 1055.
4. Soubeyronh J.L., Fiorani D., Agostinelli E. et al. // J. de Physique. 1988. **49**. P. 117.
5. Ефимова Н.Н., Ткаченко Н.В., Борисенко А.В. // ФТТ. 1987. **29**. С. 1331.

6. Ефимова Н.Н., Ткаченко Н.В., Боковой И.И. // ФТТ. 1989. **31**. С. 254.
7. Коренблит И.Я., Шендер Е.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1985. **89**. С. 1785.
8. Коренблит И.Я., Федоров Я.В., Хоанг-Зунг. Препринт ЛИЯФ № 1559. Л., 1987.
9. Гоманьков В.И., Равдель М.П., Ногин И.Н. и др. // ФММ. 1977. **47**, №4. С. 735.
10. Власова Е.Н., Равдель М.П., Петрова О.Н. // ДАН СССР. 1977. **237**, №5. С. 1076.
11. Saslov W.M., Parker G. // Phys. Rev. Lett. 1986. **56**. P. 1074.

Поступила в редакцию
04.09.98

УДК 539.23

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК Pd/Fe, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПО РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИМ ДАННЫМ

М. В. Старкова, Е. В. Лихущина, С. В. Свешников, А. А. Кацнельсон

(кафедра физики твердого тела)

Проведены рентгенографические исследования тонких многослойных пленок Pd/Fe с фиксированной толщиной слоев Fe (~ 6 Å) и переменной толщиной слоев Pd (от 6 до 40 Å), фиксированной толщиной слоев Pd (~ 30 Å) и переменной толщиной слоев Fe (от 6 до 27 Å), а также образца с равной толщиной слоев Fe и Pd (~ 9 Å). Показано, что при толщине слоев Fe и Pd порядка 6 Å пленки имеют однородную структуру. При увеличении толщины слоев Pd появляется модулированная (квазисинусоидальная) по концентрации компонентов структура. При толщине слоев железа 9 Å и более выделяется модулированная фаза ГЦК-Fe. При толщине слоев палладия 30 Å образуется многослойная структура, когда толщина слоев железа достигает 23 Å.

Как известно, создание материалов со специальными, наперед заданными свойствами — одна из важнейших практических задач. Активно развивающийся синтез тонких пленок стимулирует изучение их физических свойств. Тем более интересно исследование многослойных пленок, физические свойства которых зависят не только от типа напыляемых металлов и толщины слоев, но и от технологических режимов их получения.

В настоящей работе представлены результаты рентгенографических исследований структуры многослойных пленок Pd/Fe, полученных в разряде Пеннинга в атмосфере криптона напылением на стеклянные подложки [1]. Исследовались две серии образцов: 1) с фиксированной толщиной слоев железа (примерно 6 Å) и переменной толщиной слоев палладия (от 6 до 40 Å); 2) с фиксированной толщиной слоев палладия (примерно 30 Å) и переменной толщиной слоев железа (от 6 до 27 Å), а также образец с равной толщиной слоев Pd и Fe ~ 9 Å. Общее число слоев во всех исследованных пленках оставалось постоянным и составляло примерно 100.

Все пленки имели ярко выраженную текстуру в направлении [111].

Структурные исследования проводились на рентгеновском дифрактометре, на монохроматизированном Fe- K_{α} -излучении с кремниевым монохроматором. Для повышения точности определяемых пара-

метров регистрация интенсивности осуществлялась по точкам через $0,1^{\circ}$.

Экспериментальные результаты для серии 1 показали, что в случае примерно одинаковой толщины слоев палладия и железа в пленке (~ 6 Å) на дифрактограммах присутствует только дифракционный максимум (111) фазы PdFe с равным содержанием компонентов. На рис. 1 в качестве иллюстрации приведен фрагмент дифрактограммы образца Pd₆Fe₆ (индексы означают толщину напыляемых слоев в ангстремах).

При увеличении толщины слоев Pd до 12 Å дифракционный максимум, соответствующий линии (111) фазы PdFe, смещается в сторону меньших углов (табл. 1), что может быть связано с увеличением межплоскостного расстояния. Наряду с основным пиком появляются дополнительные максимумы (рис. 2). Положение этих максимумов таково, что они могут быть охарактеризованы только как спутники, связанные с появлением модулированной структуры в исследуемых многослойных системах. При дальнейшем увеличении толщины слоев палладия спутники присутствуют на всех дифрактограммах образцов серии 1. При толщине слоев палладия 18 Å и более на дифрактограммах появляются также следы рефлексов Pd. Рефлексов, соответствующих ОЦК (параметр решетки $a = 2,866$ Å) и ГЦК ($a = 3,64$ Å) модификациям Fe, в серии 1 обнаружено не было.