

ИНВЕРТИРОВАННЫЕ ПРИПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА В ГЕТЕРОГЕННЫХ (НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ/АМОРФНЫХ) СПЛАВАХ $\text{Fe}_{81}\text{Nb}_7\text{V}_{12}$

Е. Е. Шалыгина^{a}, И. Скорванек^{b**}, П. Свек^{c**},
В. А. Мельников^a, Н. М. Абросимова^a*

^a *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119922, Москва, Россия*

^b *Институт экспериментальной физики Академии наук Словакии
SK-043 53 Кошицы, Словакия*

^c *Институт физики Академии наук Словакии
SK-842 28 Братислава, Словакия*

Поступила в редакцию 22 января 2004 г.

Впервые для гетерогенных (нанокристаллических/аморфных) сплавов $\text{Fe}_{81}\text{Nb}_7\text{V}_{12}$ наблюдались приповерхностные инвертированные петли гистерезиса. В частности, в магнитном поле, приложенном в плоскости изучаемых образцов, была обнаружена отрицательная остаточная намагниченность при уменьшении положительного магнитного поля до нуля. Петли гистерезиса были качественно объяснены в рамках двухфазной модели с двумя неидентичными фазами, характеризующимися одноосной магнитной анизотропией и антиферромагнитным обменным взаимодействием между ними.

PACS: 78.20.Ls, 73.63.Bd, 74.25.Na

1. ВВЕДЕНИЕ

Недавно новый класс нанокристаллических магнитных материалов был получен методом контролируемой кристаллизации аморфного сплава [1, 2]. Эти материалы вызвали большой интерес благодаря уникальным магнитным, механическим и кинетическим свойствам. Сплавы на основе железа FeMB с $M = \text{Zr}, \text{Ta}, \text{Mo}, \text{Nb}$ (NANOPERM) оказались наиболее заслуживающими внимания, поскольку они имели простой состав и исключительные магнитные свойства [2, 3] по сравнению даже с таким популярным в последнее время сплавом, как FINEMET (FeCuNbSiB) [1]. Магнитные свойства сплавов FeMB (в частности, FeNbV) изучались с помощью различных экспериментальных ме-

тодов (см., например, [2–10]). Было обнаружено, что сплавы FeNbV после отжига в температурной области 200–800 °С ведут себя как материалы с двумя (аморфной и нанокристаллической) ферромагнитными фазами, причем объем появляющейся после отжига нанокристаллической фазы зависит от температуры обработки исходного сплава, а соотношение аморфной и нанокристаллической фракций в значительной степени влияет на магнитные свойства отожженных сплавов. В работе [6] было найдено, что в сплаве $\text{Fe}_{80.5}\text{Nb}_7\text{V}_{12.5}$, отожженном при температуре $T_{an} = 490\text{--}550$ °С, объем нанокристаллической фазы мал, а коэрцитивная сила H_c увеличивается почти на два порядка ($H_c \approx 2.6$ Э) по сравнению с исходным сплавом, в то время как в образцах, отожженных при $T_{an} \approx 600$ °С, объем нанокристаллической фракции увеличивается, а значение H_c уменьшается до 0.15 Э. Появление нанокристаллической фазы в отожженных образцах

*E-mail: shal@magn.ru

**I. Škorvánek, P. Švec.

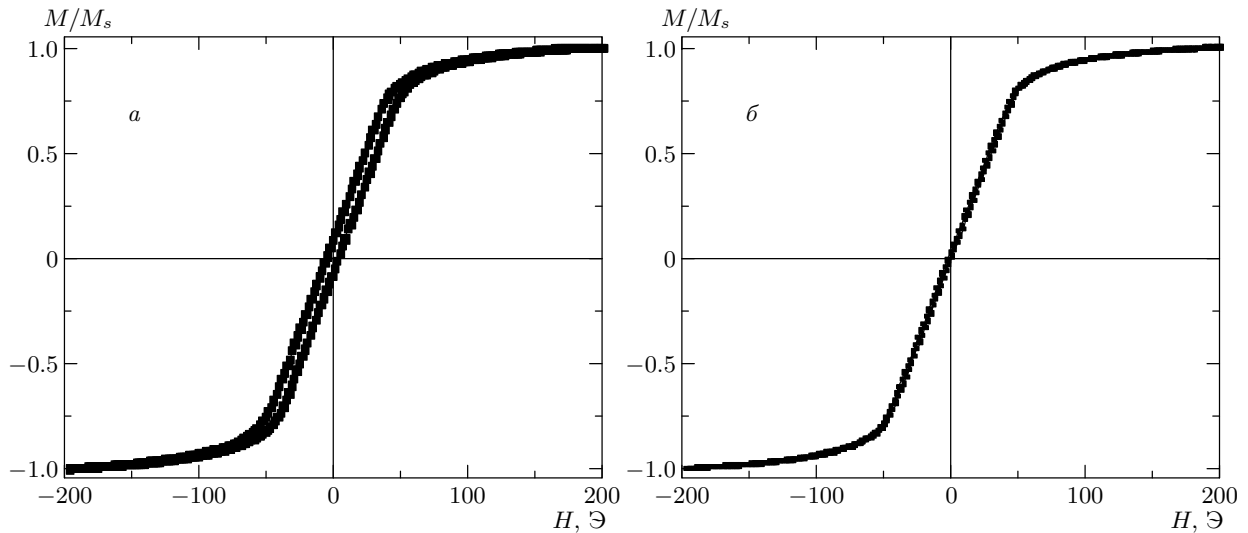


Рис. 1. Объемные петли гистерезиса, наблюдаемые для изучаемых образцов, отожженных при температурах $T_{ann} = 550\text{ }^\circ\text{C}$ (а) и $T_{ann} = 600\text{ }^\circ\text{C}$ (б), в магнитном поле, ориентированном под углом $\phi = 0$ (ϕ — угол между направлением, совпадающим с длиной ленты в процессе ее изготовления, и направлением магнитного поля, приложенного в плоскости образца)

является причиной такого изменения коэрцитивной силы. Вообще говоря, идеальная магнитомягкость нанокристаллических материалов была объяснена в рамках модели произвольной магнитной анизотропии в теоретической работе [11]. Согласно [11], нанокристаллиты ОЦК-Fe с размером зерна меньше обменной длины сильно обменно-связаны через окружающую аморфную матрицу, что приводит к усреднению магнитной анизотропии отдельных нанокристаллических зерен и существенному уменьшению магнитострикции и, как следствие этого, к значительному уменьшению магнитоупругой анизотропии и коэрцитивной силы. В рамках этой модели становятся понятными и изложенные выше результаты. В сплавах, отожженных при $T_{an} \approx 490\text{--}550\text{ }^\circ\text{C}$, из-за малого объема нанокристаллической фазы нанокристаллиты ОЦК-Fe разделены относительно толстой аморфной магнитной матрицей. В результате обменное взаимодействие между соседними гранулами ОЦК-Fe является слабым и значение H_c увеличивается. Во втором случае ($T_{an} \approx 600\text{ }^\circ\text{C}$) объем нанокристаллической фазы увеличивается, межгранулярное взаимодействие усиливается и коэрцитивная сила уменьшается.

Важную роль в формировании магнитных свойств магнитных материалов играет их поверхность. Известно, что неоднородности в структуре и химическом составе аморфных материалов приводят к значительному увеличению (до десяти раз)

приповерхностных значений коэрцитивной силы H_c и поля насыщения H_s по сравнению с объемными значениями H_c и H_s [12, 13]. Более того, указанные неоднородности существенно влияют на процесс кристаллизации аморфных материалов при их температурной обработке, в результате которой, как правило, реализуются гетерогенные сплавы, характеризующиеся наличием двух или больше ферромагнитных фаз.

В теоретической работе [14] для гетерогенных магнитных структур было предсказано существование инвертированных петель гистерезиса. Особенность этих петель состоит в том, что при выключении положительного магнитного поля наблюдается отрицательная остаточная намагниченность. Фактически при уменьшении положительного магнитного поля перемагничивание образца осуществляется при положительном значении коэрцитивной силы H_c . Следует отметить, что отрицательное значение остаточной намагниченности при выключении положительного магнитного поля запрещено в однородных магнитных материалах, в которых намагниченность является параметром порядка при описании их термодинамического состояния. Согласно [14], такой эффект может наблюдаться только для гетерогенных магнитных систем.

Инвертированные петли гистерезиса экспериментально наблюдались для различных неоднородных магнитных структур. В частности, они были най-

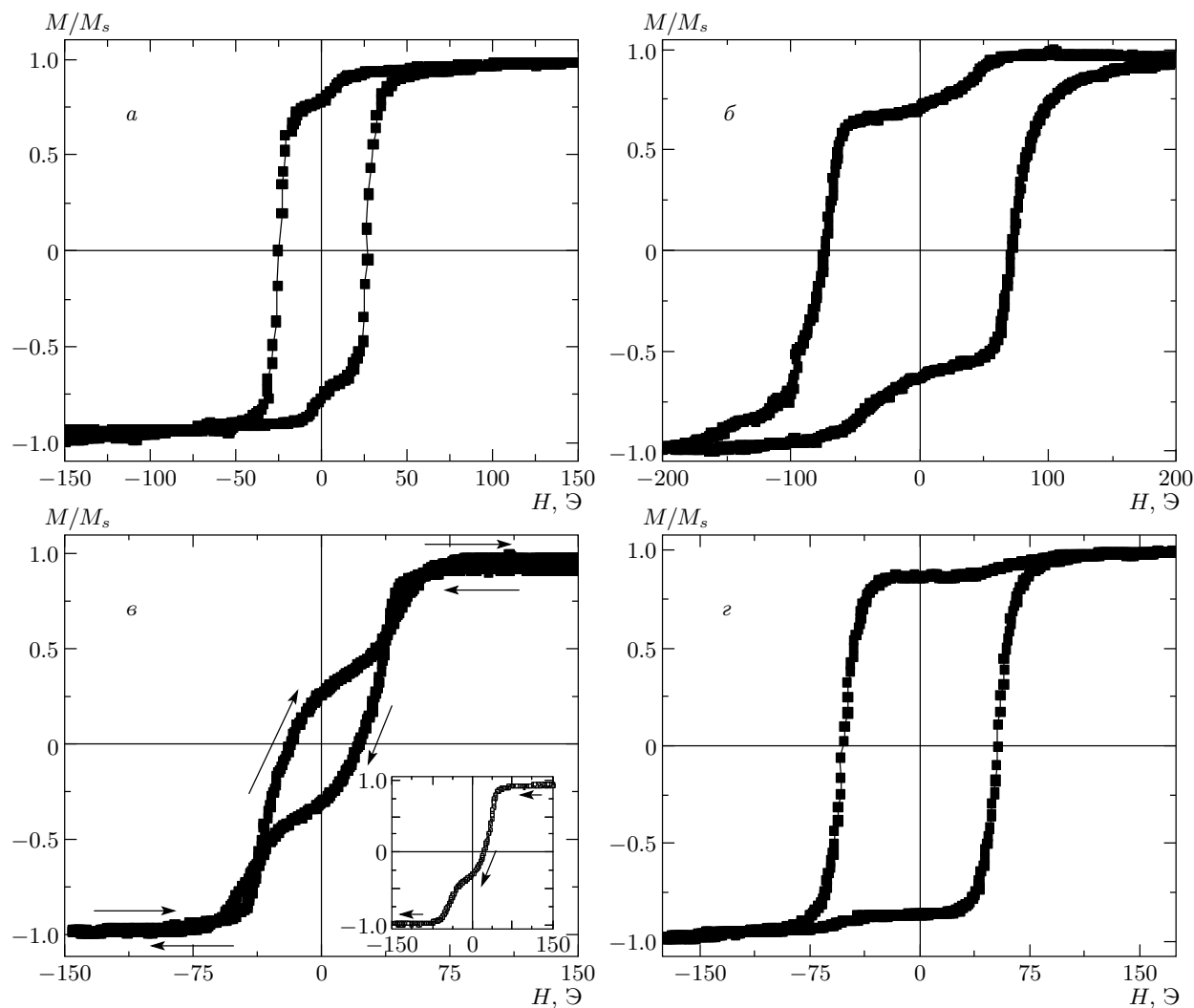


Рис. 2. Приповерхностные петли гистерезиса, наблюдаемые на контактной (*a*, *б*) и свободной (*в*, *г*) сторонах образца, отожженного при температуре $T_{ann} = 550^\circ\text{C}$, в магнитное поле, ориентированном под углами $\phi = 0$ (*a*, *в*) и $\phi = 90^\circ$ (*б*, *г*)

дены в системах Co–CoO [15] и пленках кобальта толщиной менее 60 нм [16], где обнаруженные инвертированные петли гистерезиса были объяснены обменной анизотропией [17]; в многослойных структурах Ag/Ni [18] и гранулированных пленках (Ni, Fe)-SiO₂ [19], где инвертированные петли гистерезиса были объяснены магнитостатическим взаимодействием между магнитными слоями и гранулами [19, 20]; в эпитаксиальных пленках железа, где наличие инвертированных петель гистерезиса было связано с существованием компоненты намагниченности, перпендикулярной плоскости пленки [21]; в сверхрешетках Co/Pt/Gd/Pt [22] и Fe/Au [23], где инвертированные петли гистерезиса были объясне-

ны антиферромагнитным обменным взаимодействием между слоями кобальта и кадмия и слоями железа соответственно через прослойки платины и золота; в пленках Co-Nb-Zr и CoFeMoSiB, в аморфных двухслойных системах YCo₂/YCo₂, в поликристаллических образцах FeNi/FeNi [24, 25], где инвертированные петли гистерезиса были объяснены одновременным действием двух неколлинеарных магнитных анизотропий на среднюю намагниченность образца. Все перечисленные выше магнитные системы в основном имеют неоднородную слоистую структуру с четко выраженными границами раздела между слоями. Взаимодействие между слоями (магнитостатическое [18–20] или обменное [15–17, 22, 23]) обус-

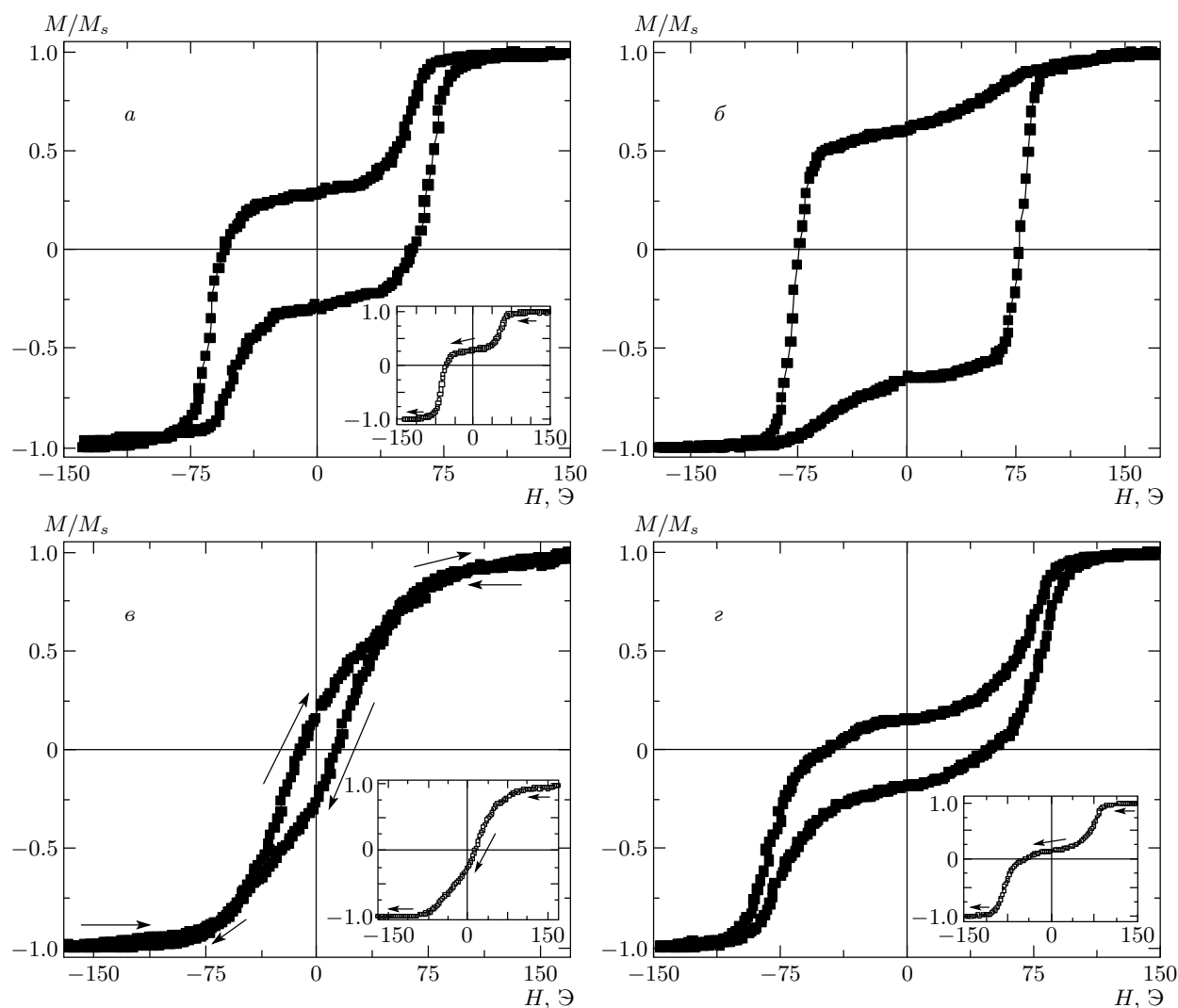


Рис. 3. Приповерхностные петли гистерезиса, наблюдаемые на контактной (*а, б*) и свободной (*в, г*) сторонах образца, отожженного при температуре $T_{ann} = 600^\circ\text{C}$, в магнитное поле, ориентированном под углами $\phi = 0$ (*а, в*) и $\phi = 90^\circ$ (*б, г*)

ловливает появление инвертированных петель гистерезиса.

Целью данной работы является сравнительное изучение приповерхностных и объемных магнитных свойств гетерогенных материалов $\text{Fe}_{81}\text{Nb}_7\text{B}_{12}$, характеризующихся наличием двух (аморфной и нанокристаллической) магнитных фаз. Принимая во внимание тот факт, что наиболее сильное различие магнитных свойств наблюдается при отжиге сплава FeNbB при температурах 550 и 600°C , мы выбрали для исследования сплавы $\text{Fe}_{81}\text{Nb}_7\text{B}_{12}$, отожженные при указанных температурах. Анализируется влияние микроструктурных изменений образцов, появляющихся в результате термической обработки исход-

ного сплава $\text{Fe}_{81}\text{Nb}_7\text{B}_{12}$, на их поведение в магнитном поле.

2. ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Аморфная лента состава $\text{Fe}_{81}\text{Nb}_7\text{B}_{12}$ шириной 6 мм и толщиной 30 мкм была приготовлена методом закалки расплава на быстровращающемся барабане. Куски ленты были отожжены в атмосфере аргона в течение одного часа при температурах 550 и 600°C (обозначенные в дальнейшем как образцы соответственно № 1 и № 2).

Микроструктура образцов была изучена с помо-

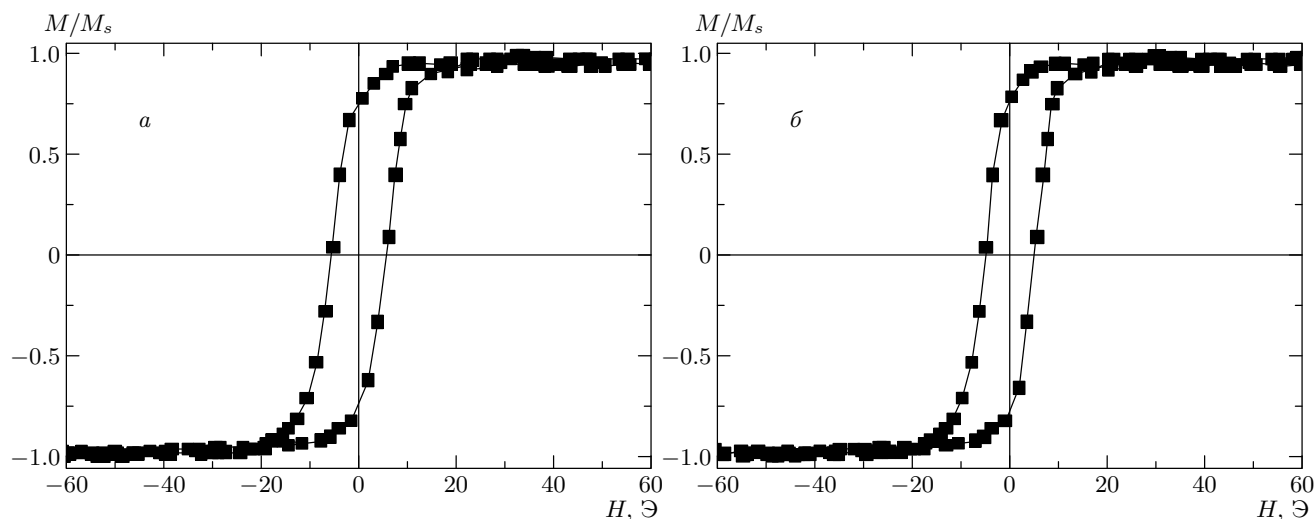


Рис. 4. Приповерхностные петли гистерезиса, наблюдаемые на контактной стороне исходного образца в магнитное поле, ориентированном под углами $\phi = 0$ (а) и $\phi = 90^\circ$ (б). Приповерхностные значения коэрцитивной силы примерно в 2.6 раза больше, чем объемные

щью рентгеновского дифрактометра. Измерения были выполнены с использованием излучения $\text{CuK}\alpha$ в конфигурации Брэгга–Брентано с графитовым монокристаллом в отраженном пучке. Рентгеновские спектры были измерены с шагом $2\theta = 0.1^\circ$, а для определения параметров появляющейся после отжига кристаллической фазы сканирование вблизи дифракционных пиков — с шагом 0.02° .

Измерение приповерхностных магнитных характеристик изучаемых образцов было выполнено на магнитооптическом микромагнетометре, подробно описанном в [26]. Известно, что магнитооптический эффект Керра чувствителен к намагниченности приповерхностного слоя определенной толщины, соответствующей глубине проникновения света в среду, t_{pen} . Величина t_{pen} определяется из соотношения $t_{pen} = \lambda/4\pi k$, где λ — длина волны падающего света, а k — коэффициент поглощения среды. Согласно существующим экспериментальным данным [27], для ферромагнитных материалов величина t_{pen} не превышает 10–30 нм в области энергии квантов падающего света 0.5–6 эВ. В нашем случае толщина изучаемого приповерхностного слоя была порядка 20 нм. Измерение приповерхностных петель гистерезиса было выполнено с помощью экваториального эффекта Керра. Определялась величина $\delta = (I - I_0)/I_0$, где I и I_0 — интенсивности света, отраженного соответственно от намагниченного и ненамагниченного образцов. Фактически измерялись зависимости $\delta(H)/\delta_s \sim M(H)/M_s$ (δ_s — зна-

чение δ при $M = M_s$, M_s — намагниченность насыщения) при циклическом изменении (от $+H$ до $-H$ и от $-H$ до $+H$) внешнего магнитного поля, приложенного параллельно поверхности образца и перпендикулярно плоскости падения света. Анизотропия магнитных свойств изучалась при вращении образца вокруг нормали к его поверхности. Угол между направлением, совпадающим с длиной ленты в процессе ее изготовления, и ориентацией магнитного поля \mathbf{H} обозначен через ϕ . Приповерхностные петли гистерезиса были измерены для обеих сторон (называемых, согласно существующим представлениям, контактной и свободной) изучаемых образцов. Объемные магнитные характеристики образцов измерялись с помощью вибрационного магнетометра. Чтобы исключить влияние анизотропии формы на изучаемые магнитные свойства, все приведенные ниже магнитные характеристики были получены на образцах круглой формы диаметром 6 мм, вырезанных из отожженных лент.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ рентгеновских дифракционных спектров показал, что исходная лента является аморфной, а отожженные образцы характеризуются наличием аморфной и нанокристаллической фаз. Размеры нанокристаллических зерен ОЦК-Fe, появившихся в отожженных при $T_{an} = 550, 600^\circ\text{C}$ образцах, были

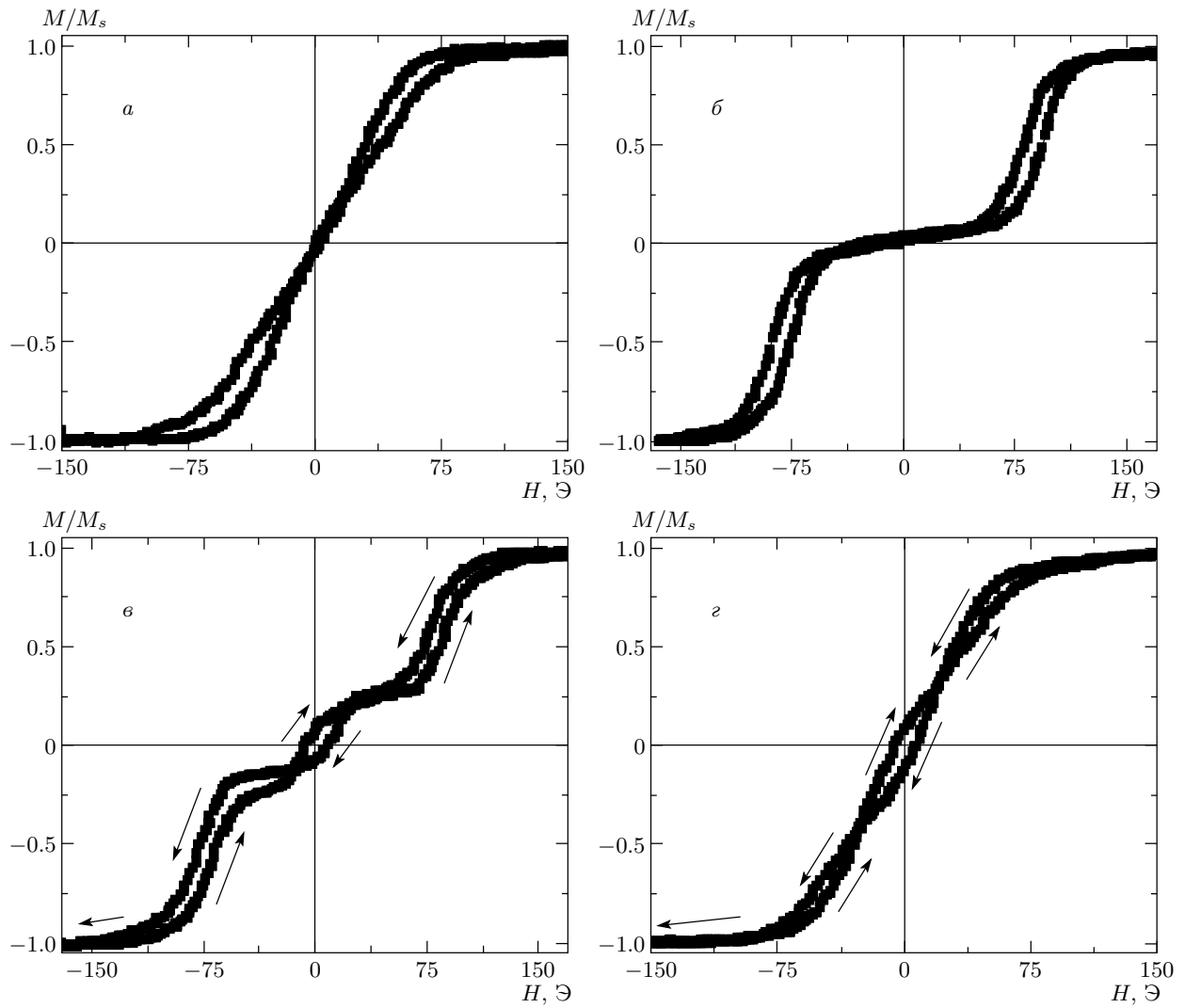


Рис. 5. Приповерхностные петли гистерезиса, наблюдаемые на свободной стороне образца, отожженного при температуре $T_{ann} = 600^\circ\text{C}$, в магнитном поле, ориентированном под углами $\phi = 2^\circ$ (а), 105° (б), 135° (в), 150° (г)

соответственно равны 7–10 и 10–15 нм. Найдено, что в образце № 1 объемы аморфной и нанокристаллической фаз составляют соответственно 66.5 и 24.1 %, а в образце № 2 — 53.9 и 38.6 %. Объем возникающих боридов железа и ниобия равен 9.4 % в первом случае и 7.5 % во втором. Таким образом, во втором образце объем нанокристаллической фракции был примерно в 1.5 раза больше, чем в первом. Было найдено, что микроструктурные изменения исследуемых образцов сопровождаются заметным различием их магнитных свойств.

Данные, полученные с помощью вибрационного магнитометра, свидетельствовали о том, что изучаемые образцы характеризуются слабой плоскостной магнитной анизотропией и магнитомягки-

ми свойствами. Известно [28], что магнитное поведение аморфных сплавов, полученных методом закалки расплава на быстровращающемся барабане, в основном определяется магнитоупругой анизотропией. Величина ее зависит от константы магнитострикции λ_s и остаточных механических напряжений σ , индуцированных вдоль длины ленты в процессе ее приготовления. Эффективная константа одноосной магнитной анизотропии определяется соотношением $K \propto \lambda_s \sigma$, а коэрцитивная сила $H_c \propto K/M_s$. В изучаемых образцах $\lambda_s \sim 10^{-6}$, что и обуславливает слабую магнитную анизотропия в плоскости образца. На рис. 1 представлены петли гистерезиса, наблюдаемые на отожженных образцах в магнитном поле, ориентированном под углом $\phi = 0$. Можно ви-

деть, что объемные петли гистерезиса имеют обычную форму. Значения коэрцитивной силы H_c^{vol} для отожженных при температуре 550 и 600 °С образцов равны соответственно 4.3 и 0.1 Э. В соответствии с моделью произвольной магнитной анизотропии, обобщенной для случая двухфазных систем [13], увеличение объемной фракции гранул ОЦК-Fe в образце № 2 привело к более эффективному взаимодействию между гранулами, что обусловило уменьшение коэрцитивной силы.

Было обнаружено, что приповерхностные магнитные свойства отожженных образцов существенно отличаются от объемных. Результаты измерений приповерхностных петель гистерезиса в магнитных полях, ориентированных под углами $\phi = 0, 90^\circ$, представлены на рис. 2, 3. Из рисунков можно видеть, что петли гистерезиса, измеренные при $\phi = 0$ и $\phi = 90^\circ$, различаются, т. е. оба образца характеризуются поверхностной магнитной анизотропией, которая практически отсутствует в исходном образце (см. приведенный для иллюстрации рис. 4).

Было найдено, что приповерхностные значения коэрцитивной силы H_c^{surf} значительно больше, чем объемные. В частности, для образца № 2 значение H_c^{surf} увеличивается практически на два порядка по сравнению с H_c^{vol} . Объяснение этого факта состоит в следующем. Исследования микроструктуры поперечного сечения лент из сплава Fe₈₁Nb₇V₁₂ с помощью трансмиссионного электронного микроскопа показали, что микроструктуры объема и приповерхностной области изучаемых образцов существенно различаются (подробное описание методики см. в [7]). В частности, было найдено, что в приповерхностной области толщиной около 0.4 мкм размер гранул ОЦК-Fe варьируется от 50 до 120 нм, а концентрация немагнитных ионов увеличивается. Эти данные свидетельствуют о наличии структурных и химических неоднородностей в приповерхностном слое, что и обуславливает существенное увеличение значений H_c^{surf} по сравнению с H_c^{vol} . Подобное соотношение H_c^{surf} и H_c^{vol} наблюдается практически для всех материалов, приготовленных описанным выше способом [12, 13, 26].

Можно видеть также, что значения H_c^{surf} на свободной стороне меньше, чем на контактной. Например, $H_c^{surf} = 12$ Э и $H_c^{surf} = 46$ Э для свободной стороны образца № 2 соответственно при $\varphi = 0$ и $\varphi = 90^\circ$, в то время как на контактной стороне соответственно $H_c^{surf} = 54$ Э и $H_c^{surf} = 76$ Э. Особенность описанной выше методики получения аморфных сплавов состоит в том, что остаточные напряжения на соприкасающейся с барабаном контакт-

ной (wheel) стороне ленты больше, чем на свободной (free). После термической обработки это различие сохраняется ($\sigma_{wh} > \sigma_{fr}$). Кроме того, контактная и свободная стороны имеют различную морфологию. В частности, данные, полученные с помощью атомного силового микроскопа, показывают, что размер шероховатостей на свободной стороне не превышает 2 нм, а на контактной — 10 нм. Таким образом, наличие различающихся остаточных напряжений, индуцированных на контактной и свободной сторонах ленты в процессе ее приготовления, а также различная морфология сторон являются причинами описанного выше различия значений H_c^{surf} .

Особого внимания заслуживает довольно сложная форма приповерхностных петель гистерезиса, наблюдаемая для отожженных образцов, которая может быть объяснена неоднородной магнитной структурой, в частности сосуществованием в них аморфной и нанокристаллической фаз с различающимися значениями константы магнитной анизотропии (K_1, K_2), намагниченности насыщения (M_{s1}, M_{s2}) и коэрцитивной силы ($H_{c1,2} \propto K_{1,2}/M_{s1,2}$). Вследствие этого перемагничивание каждой фазы происходит при различных значениях внешнего магнитного поля, что и приводит к необычной форме петли гистерезиса. Существенно, что двухфазность отожженных образцов Fe₈₁Nb₇V₁₂ проявляется только на магнитно-полевом поведении их приповерхностных слоев, где происходят наиболее сильные микроструктурные изменения после отжига. Объемные же магнитные характеристики образцов изменяются в соответствии с их микроструктурными особенностями, но без каких-либо заметных изменений формы петли гистерезиса. Кроме того, анализ экспериментальных данных, приведенных на рис. 2в, г и рис. 3в, г, показал, что в магнитном поле, ориентированном под углом $\phi = 0$, наблюдается необычное поведение намагниченности при изменении поля. В частности, появляется отрицательная остаточная намагниченность при уменьшении положительного магнитного поля до нуля, а перемагничивание образца осуществляется при положительном значении коэрцитивной силы, т. е. наблюдаются инвертированные петли гистерезиса. Для иллюстрации этого факта на вставках рис. 2в, г и рис. 3в, г приведена одна ветвь петли гистерезиса, измеряемая при изменении магнитного поля от $+H$ до $-H$.

Чтобы лучше понять описанные выше данные, были выполнены измерения приповерхностных петель гистерезиса при различных значениях ϕ , изменяющихся от 0 до 360° с шагом 5°. Было найдено, что форма приповерхностных петель гисте-

резиса сильно зависит от ориентации магнитного поля в плоскости образца. Для примера на рис. 5 приведены наиболее различающиеся по форме петли гистерезиса, наблюдаемые на свободной стороне образца № 2. Анализ этих данных показал, что существует необычное поведение остаточной намагниченности как функции угла ϕ . На рис. 6 представлена зависимость приведенной остаточной намагниченности M_r/M_s от угла ϕ , полученная для образца № 2. Видно, что существует интервал углов ϕ , где значения M_r/M_s являются отрицательными. Было установлено, что в этой области углов ϕ приповерхностные петли гистерезиса являются полностью (см. рис. 2в, г и рис. 3в, г) или частично (см. рис. 5) инвертированными. Аналогичная зависимость M_r/M_s от ϕ была получена и для образца № 1. Уместно указать, что для исходного аморфного сплава $Fe_{81}Nb_7V_{12}$ различие объемных и приповерхностных значений коэрцитивной силы наблюдалось также (например, на контактной стороне $H_c^{surf} \approx 5$ Э, $H_c^{vol} \approx 0.2$ Э в поле, ориентированном под углом $\phi = 0$), но формы объемных и приповерхностных петель гистерезиса были практически одинаковыми, а инвертированные петли гистерезиса не были обнаружены.

Полученные экспериментальные данные можно качественно объяснить в рамках двухфазной модели с двумя неидентичными фазами, характеризующимися одноосной магнитной анизотропией и антиферромагнитным обменным взаимодействием между ними. Полная свободная энергия такой системы может быть выражена следующим образом:

$$E = -M_1 H \cos \varphi_1 - M_2 H \cos \varphi_2 + K_1 \sin^2(\varphi_1 - \beta_1) + K_2 \sin^2(\varphi_2 - \beta_2) + 2J_{12}M_1M_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (1)$$

Здесь первое и второе слагаемые являются зеемановскими магнитными энергиями двух фаз с намагниченностями M_1 и M_2 ; третье, четвертое и пятое слагаемые описывают соответственно энергии анизотропии каждой фазы и обменную энергию между фазами; K_1 , K_2 и J_{12} — соответственно постоянные одноосной магнитной анизотропии и антиферромагнитного обменного взаимодействия между фазами; φ_1 и φ_2 — углы, которые векторы намагниченности M_1 и M_2 образуют с направлением магнитного поля; β_1 и β_2 — углы, которые оси одноосной магнитной анизотропии каждой фазы составляют с направлением магнитного поля. Магнитное поле \mathbf{H} ориентировано в плоскости образца. Намагниченность такой

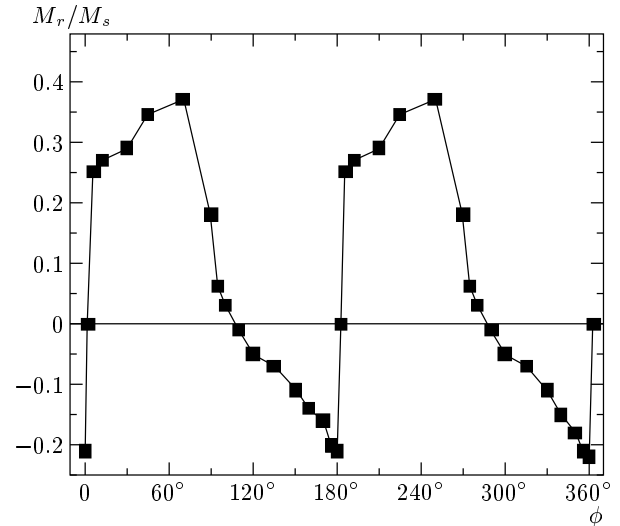


Рис. 6. Зависимость приведенной остаточной намагниченности от угла ϕ , наблюдаемая на свободной стороне образца, отожженного при температуре $T_{ann} = 600$ °С

системы может быть выражена в виде

$$M = M_1 \cos \varphi_1 + M_2 \cos \varphi_2. \quad (2)$$

Значения углов φ_1 и φ_2 как функции напряженности магнитного поля H могут быть найдены путем решения следующих уравнений:

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi_1} = \frac{\partial E}{\partial \varphi_2} = 0. \quad (3)$$

Предполагая, что энергия анизотропии значительно больше обменной энергии, $\beta_1 = \beta_2 = 0$, $M_1 > M_2$, и учитывая условие $\partial^2 E / \partial \varphi_1^2 = \partial^2 E / \partial \varphi_2^2 > 0$, определяющее устойчивые решения уравнений (3), можно получить расчетную петлю гистерезиса, приведенную на рис. 7, из которого видно, что рассмотренная нами упрощенная модель позволяет объяснить только частично инвертированные петли гистерезиса. Для того чтобы получить полностью инвертированные петли гистерезиса, следует проводить расчет без каких-либо ограничений, что, вообще говоря, для таких систем является достаточно сложной задачей.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены приповерхностные и объемные магнитные свойства нанокристаллических сплавов $Fe_{81}Nb_7V_{12}$. Обнаружено сильное влияние микроструктурных изменений отожженных образцов на

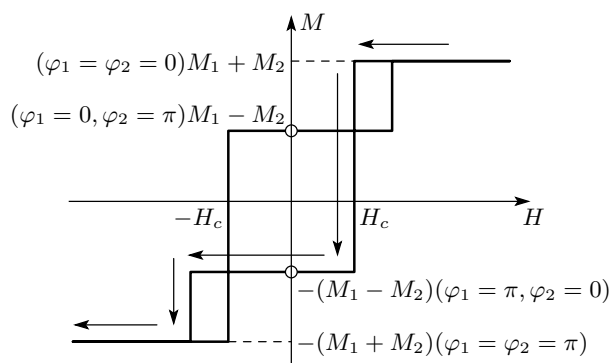


Рис. 7. Расчетная петля гистерезиса, полученная при рассмотрении двухфазной модели с двумя неидентичными фазами, характеризующимися одноосной магнитной анизотропией и антиферромагнитным обменным взаимодействием между ними

их приповерхностные магнитные характеристики. Впервые в изучаемых материалах наблюдались полностью и частично инвертированные приповерхностные петли гистерезиса. Фактически, положительная коэрцитивная сила и отрицательная остаточная намагниченность были зарегистрированы при уменьшении положительного магнитного поля до нуля. Полученные экспериментальные данные были качественно объяснены в рамках двухфазной модели с двумя неидентичными фазами, характеризующимися одноосной магнитной анизотропией и антиферромагнитным обменным взаимодействием между ними.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 02-02-16627).

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Yoshizawa, S. Oguma, and K. Yamauchi, *J. Appl. Phys.* **64**, 6044 (1988).
2. K. Suzuki, A. Makino, A. Inoue, and T. Masumoto, *J. Appl. Phys.* **74**, 3316 (1993).
3. A. Makino, T. Hatanai, A. Inoue, and T. Masumoto, *Mat. Sci. Eng. A* **226–229**, 594 (1997).
4. K. Suzuki, A. Makino, A. Inoue, and T. Masumoto, *J. Appl. Phys.* **70**, 6232 (1991).
5. K. Suzuki, N. Kataoka, A. Inoue et al., *Mat. Trans., JIM* **31**, 743 (1990).
6. M. Korciewicz, A. Grabias, I. Škorvánek et al., *J. Appl. Phys.* **85**, 4427 (1999).
7. M. Miglierini, M. Korciewicz, B. Idzikowski et al., *J. Appl. Phys.* **85**, 1014 (1999).
8. I. Škorvánek, C. G. Kim, J. Kováč et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **215–216**, 440 (2000).
9. I. Škorvánek, S. Skwirblies, and J. Kötzler, *Phys. Rev. B* **64**, 184437 (2001).
10. I. Škorvánek, P. Švec, J. M. Grenèche et al., *J. Phys.: Condens. Mater.* **14**, 4717 (2002).
11. G. Herzer, *Phys. Scripta* **49**, 307 (1993).
12. E. E. Shalyguina, L. M. Bekoeva, and N. I. Tsidaeva, *Sensors and Actuators A* **81**, 216 (2000).
13. A. Hernando, M. Vázquez, T. Kulik, and C. Prados, *Phys. Rev. B* **51**, 3581 (1995).
14. A. S. Arrot, in *Nanomagnetism*, ed. by A. Hernando, Kluwer, Dordrecht (1993), p. 73.
15. M. J. O'Shea and A. L. Al-Sharif, *J. Appl. Phys.* **75**, 6673 (1994).
16. P. W. Haycock, M. F. Chioncel, and J. Shah, *J. Magn. Magn. Mat.* **242–245**, 1057 (2002).
17. J. Nogués and I. K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mat.* **192**, 203 (1999).
18. C. A. dos Santos and B. Rodmacq, *J. Magn. Magn. Mat.* **147**, L250 (1995).
19. X. Yan and Y. Xu, *J. Appl. Phys.* **79**, 6013 (1996).
20. A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* **76**, 6977 (1994).
21. M. Cougo dos Santos, J. Geshev, J. E. Schmidt et al., *Phys. Rev. B* **61**, 1311 (2000).
22. K. Takanashi, H. Kurokawa, and H. Fujimori, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1585 (1993).
23. T. Šlezak, W. Karaš, K. Krop et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **240**, 362 (2002).
24. S. M. Valvidares, L. M. Álvarez-Prado, J. I. Martín, and J. M. Almeda, *Phys. Rev. B* **64**, 134423 (2001).
25. S. M. Valvidares, J. I. Martín, L. M. Álvarez-Prado et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **242–245**, 169 (2002).
26. E. E. Шалыгина, В. В. Молоканов, М. А. Комарова, *ЖЭТФ* **122**, 593 (2002).
27. E. E. Shalyguina and K. H. Shin, *J. Magn. Magn. Mat.* **220**, 167 (2000).
28. К. Судзуки, Х. Фудзимори, К. Хасимото, *Аморфные металлы*, Металлургия, Москва (1967).