

УДК 538.245:669.15.018.58

©1995

ТЕМПЕРАТУРНО-ВРЕМЕННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ И МИКРОМАГНИТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ АНСАМБЛЕЙ ОДНОДОМЕННЫХ ЧАСТИЦ

Ф.И. Стеценко

Институт металловедения и физики металлов, Москва

(Поступила в Редакцию 2 марта 1994 г.)

В рамках релаксационной модели гистерезисного поведения ансамблей однодоменных частиц исследована кинетика температурно-временной релаксации намагниченности высококоэрцитивных материалов на примере металлических носителей магнитной записи из Fe-Cr-Ni-сплавов в интервале температур 300–600°С. На основе полученной частотной зависимости коэрцитивной силы определены и проанализированы зависимости микромагнитных параметров: энергии и поля анизотропии, объема областей спонтанного когерентного перемагничивания — от температуры, которые объясняются исходя из представлений о протекающих в сплавах изменениях структуры частиц ферромагнитной фазы. Сформулировано заключение, что уровень термостойкости записанной информации определяется областью температурной стабильности значений энергии магнитной анизотропии.

Среди магнитно-твердых материалов важное место занимают материалы, высококоэрцитивное состояние которых обусловлено процессами перемагничивания однодоменных (ОД) ферромагнитных частиц. Классический расчет кривых намагничивания ОД частиц в форме эллипсоида вращения с одноосной анизотропией, изменение магнитного момента которых происходит за счет когерентного вращения всех спинов, был проведен Стонером и Вольфартом [1]. Процессы некогерентного вращения магнитного момента ОД частиц в моделях «выгибания» (buckling), «скручивания» (curling) [2,3], «рассеяния» (fanning) в цепочке сфер [4] дают более низкие значения поля перемагничивания (анизотропии) H_a . Но все эти модели, как правило, не учитывают температурно-временные условия измерения магнитных свойств и размер частиц.

В реальных ансамблях ОД частиц и температурно-временных условиях измерения их магнитных свойств существенным является учет изменения намагниченности материала с течением времени (t) в направлении термодинамического равновесия (размагниченного состояния во внешнем магнитном поле $H_e = 0$ и намагниченного состояния при $H_e \neq 0$) за счет температурной флуктуации спинов, приводящей к термоактивированному перемагничиванию ОД частиц. В соответствии с

теорией Нееля [5] процесс изменения магнитного момента $M(T, t)$ предварительно намагниченного до насыщения (M_s) ансамбля идентичных текстурованных ОД частиц носит активационный характер и в перемгничивающем поле описывается соотношением

$$M(T, t) = 2M_s[\exp(-t/\tau) - 1], \quad (1)$$

где τ — время релаксации:

$$1/\tau = 2f_0 \exp[-K_u V_s(1 \pm H_e/H_a)^2/kT] \cosh(2I_s H_e V_s/kT), \quad (2)$$

f_0 — частота прецессии Лармора 10^9 s^{-1} , I_s — спонтанная намагниченность материала частиц, V_s — средний объем областей спонтанного перемгничивания частиц, K_u — их константа одноосной анизотропии, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Знаки $+$ и $-$ относятся к полю, приложенному вдоль или против направления предварительного намагничивания частиц. Из (1) и (2) для $M(T, t) = 0$ при $H_e = H_c$ было получено уравнение для коэрцитивной силы ансамбля $H_c(T, t)$ [6]

$$H_c(T, t) = H_a \left\{ 1 - [(kT/K_u V_s) \ln(f_0 t_h / \ln 2)]^{1/2} \right\}, \quad (3)$$

где t_h — время, в течение которого при отрицательном измерительном поле $H_e = H_c$ остаточная намагниченность уменьшается до нуля. Из (3) следует, что по своей физической природе H_c является параметром, зависящим как от структуры, так и от температуры и метода измерений, т.е., приложив к произвольной предварительно намагниченной системе ОД частиц любое малое магнитное поле противоположного знака, можно создать такие температурно-временные условия, что $M(T, t) = 0$, т.е. $H_c = H_e$. Подставив в (3) полученные при различной частоте магнитного поля значения H_c , можно оценить величину микромагнитных параметров ($K_u V_s$, H_a , K_u , V_s) и найти частотную зависимость H_c [6-8].

При решении дифференциального уравнения для количества перемгничивающихся частиц (n) [9]

$$dn/dt = -n_1/\tau_1 + n_2/\tau_2, \quad (4)$$

где n_1 и n_2 — количество частиц, намагниченных вдоль и против направления поля предварительного намагничивания ($n_1 + n_2 = N$ — общее число частиц в системе), $1/\tau_1 = 1/\tau_2 \equiv 1/\tau = f_0 \exp(-K_u V_s/kT)$, кинетическое уравнение, описывающее температурно-временное изменение состояния остаточной намагниченности $M_r(T, t)$ предварительно намагниченной до насыщения $M_s(T, 0)$ системы идентичных текстурованных невзаимодействующих ОД частиц при $H_e = 0$, можно получить в виде

$$M_r(T, t) = M_s(T, 0) \exp(2t/\tau), \quad (5)$$

предполагая $\tau_1 = \tau_2 \equiv \tau$ при $H_e = 0$. Следовательно, наклон кривых в координатах $-\ln\{t \ln M_r[(T, t)/M_s(T, 0)]\}$ от $1/T$ (при $t = \text{const}$) позволяет исследовать микромагнитные параметры ($K_u V_s$) ансамблей однодоменных частиц.

Из (3) и (5) следует, что для получения максимальных значений $H_c(T, t)$ и максимальной температурно-временной стабильности состояния остаточной намагниченности $M_r(T, t)$ необходимо наличие в ансамбле частиц максимального (в области однодоменности) размера с максимальным полем анизотропии (H_a). Также показано [10], что выполнение этих требований необходимо для получения высоких значений относительной остаточной намагниченности $j_r = I_r/I_s$. Кроме того, поскольку этот параметр зависит от энергии анизотропии $K_u V_s$ [10], можно ожидать, что аналогично $H_c(T, t)$ существует зависимость j_r от условий измерений (частоты магнитного поля и температуры).

Исследование этих факторов представляется важным для физики материалов для магнитной записи, так как времена хранения записанной информации ($t = 10^3 - 10^8$ s) и записи ($t = 10^{-6} - 10^{-2}$ s) существенно различны, и имеет особое значение при решении проблем, связанных с возможностью сохранения записанной информации при действии повышенных (до 600°C) температур в течение длительного (до 10^5 s) времени.

В работе исследованы процессы температурно-временной релаксации намагниченности ансамблей ОД частиц в высокотемпературной (до 600°C) области на примере деформируемых металлических магнитносителей из Fe-Cr-Ni-сплавов, для которых может быть применима модель анизотропных по форме ОД областей спонтанного когерентного перемагничивания с осями легкого намагничивания, ориентированными вдоль направления деформации носителя [11,12]. Кроме того, на основе соотношений (3) и (5) проведен анализ протекающих при длительных температурных воздействиях изменений микромагнитных параметров с целью определения оптимальной с точки зрения устойчивости магнитного состояния магнитной структуры.

1. Методика проведения экспериментов

Исследование проведено на образцах лент толщиной 10 μm из сплавов (масс.%) Fe-13Cr-12Ni-3Mo (№ 1) (первого типа), а также Fe-12Cr-12Ni-3Co (№ 2) и Fe-12Ni-12Cr-9Co (№ 3) (второго типа), формирование необходимого уровня магнитных свойств которых происходит в результате образования дисперсных ферромагнитных α -частиц в парамагнитной γ -матрице при холодной деформации ($\varepsilon = 98\%$) (сплав первого типа) или при промежуточном отжиге ($T = 250 - 400^\circ\text{C}$) холоднодеформированных ($\varepsilon = 96\%$) образцов (сплавы второго типа). Основными механизмами перемагничивания в этих материалах могут считаться когерентное вращение в изолированных и сильно взаимодействующих частицах и несимметричное веерообразное рассеяние в цепочках сфер [11,12].

После отжига исходных образцов (с заданным уровнем магнитных свойств) в течение часа в интервале $T = 300 - 600^\circ\text{C}$ исследовались: магнитные свойства (коэрцитивная сила и относительная остаточная намагниченность), магнитный момент предварительно намагниченных в поле 1000 kA/m образцов, изменения коэрцитивной силы, измеренной в переменном (50 Hz) на осциллографической установке (\dot{H}_c) и квазистатическом (время измерения петли гистерезиса — 30 s) (\bar{H}_c) [13] полях с амплитудой 240 kA/m и расчетные зависимости микромагнитных

Магнитные свойства исходных исследованных образцов лент

Номер образца	Тип сплава	H_c , кА/м	$4\pi I_s$, Т	$4\pi I_r$, Т
1	1	24.4	0.1245	0.08
2	2	55.7	0.2075	0.158
3	2	62.5	0.1240	0.078

параметров. Значения t_h в переменном (\bar{t}_h) и квазистатическом ($\bar{\bar{t}}_h$) полях рассчитывались из соотношений [7]

$$\bar{\bar{t}}_h = \Delta H_c / 2.5 (\text{kA/m}), \quad \bar{t}_h = \bar{\bar{t}}_h / 56000, \quad \Delta H_c = \bar{H}_c - \bar{\bar{H}}_c.$$

Магнитные свойства исходных образцов, измеренные в квазистатическом поле с амплитудой 240 кА/м, приведены в табл. 1.

Поскольку в данных материалах при высокотемпературном ($T = 300-600^\circ\text{C}$) отжиге происходят изменение морфологии и уменьшение количества частиц ферромагнитной фазы, были исследованы зависимости изменений остаточного магнитного момента от температуры как за счет термических флуктуаций и изменения количества ферромагнитных частиц (кривые $M_r(T)$), так и с учетом изменения только их количества (кривые $M_s(T)$). Значения величины $M_s(T)$ соответствуют параметру $M_s(T, 0)$ в (5) и получены измерением магнитного момента отожженных образцов после повторного намагничивания в поле 1000 кА/м. Разница полученных значений характеризует вклад процессов термоактивированного перемагничивания. Магнитные моменты измерялись цифровым флюксометром методом выдергивания образцов. Образцы отжигались в печи с нагревом инфракрасным излучением и регулятором температуры и времени выдержки «Sinku Rico». При расчете K_u и V_s были использованы соответственно следующие значения I_s частиц ферромагнитной фазы, полученные по химическому составу сплавов [14]: 0.1385, 0.1430 и 0.1445 Т. В рамках использованной модели точность рассчитанных микромагнитных параметров, обусловленная погрешностью измерений \bar{H}_c и $\bar{\bar{H}}_c$ (соответственно 3 и 1%), составляла 15%. В качестве критерия информационной термостойкости была принята температура (T_s), в результате отжига при которой уровень магнитного момента $M_r(T)$ составлял 30% исходного значения.

2. Результаты экспериментов и обсуждение

Было установлено, что, хотя при отжиге образцов сплавов второго типа может происходить рост количества частиц ферромагнитной фазы $M_r(T) > M_r(0)$, для всех типов сплавов был выражен и эффект термоактивированного перемагничивания $M_r(T) < M_s(T)$ (рис. 1, а). Вклад термоактивированного перемагничивания возрастает с ростом температуры до 50% при $T = 500-600^\circ\text{C}$, и полное термоактивированное размагничивание образцов наблюдается соответственно при температурах 580, 520 и 620°C , которые во всех случаях ниже температур

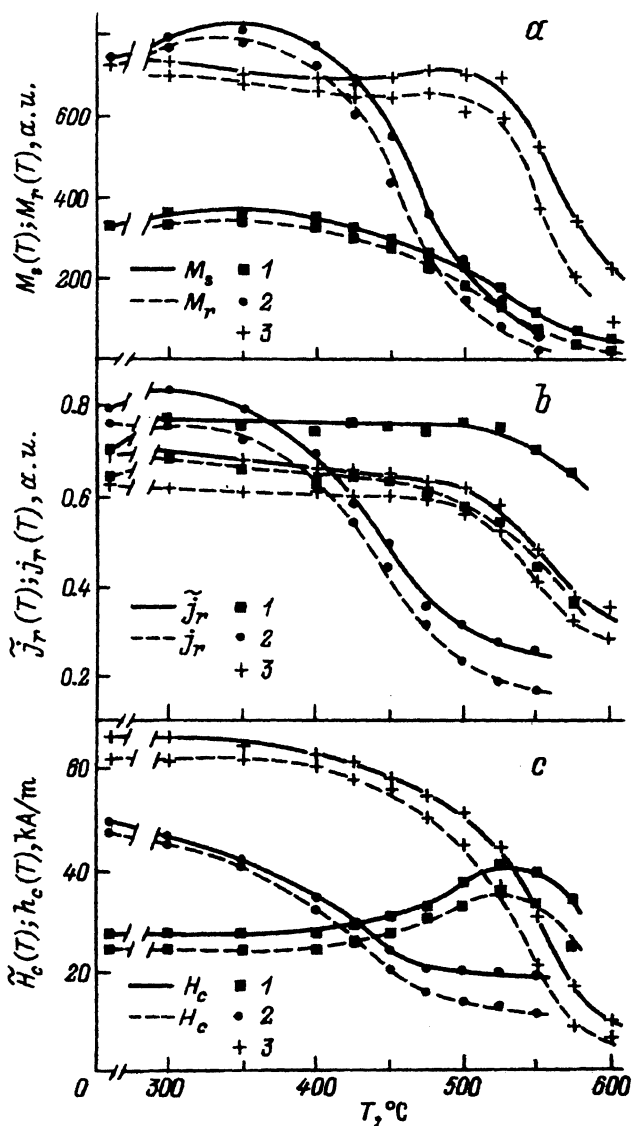


Рис. 1. Зависимость магнитных параметров: магнитных моментов $M_s(T)$ и $M_r(T)$ (a); относительной остаточной намагниченности, измеренной в переменном $\tilde{j}_r(T)$ и квазистатическом $\bar{j}_r(T)$ полях (b); коэрцитивной силы, измеренной в переменном $\tilde{H}_c(T)$ и квазистатическом $\bar{H}_c(T)$ полях (c), — от температуры отжига сплавов: Fe-13Cr-12Ni-3Mo (1), Fe-12Cr-12Ni-3Co (2) и Fe-12Ni-12Cr-9Co (3).

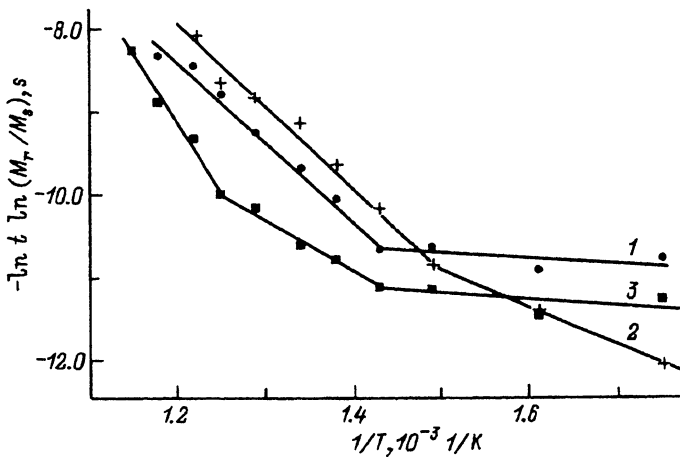


Рис. 2. Кинетические кривые релаксации намагниченности сплавов Fe-13Cr-12Ni-3Mo (1), Fe-12Cr-12Ni-3Co (2) и Fe-12Ni-12Cr-9Co (3).

Кюри и исчезновения ферромагнитной фазы [15]. Для всех образцов четко выражена корреляция величин $M_s(T)$ и $M_r(T)$ и остаточной намагниченности образцов $4\pi I_r$: $4\pi I_r$ образца № 3 сохраняла практически постоянное значение до $T = 525^\circ\text{C}$, в остальных образцах ее падение с различной интенсивностью начиналось с $T = 400^\circ\text{C}$. Для образцов № 2 и 3 характерным представляется наличие корреляции между изменениями относительной остаточной намагниченности j_r и коэрцитивной силы (рис. 1, b, c). Анализ сравнительных значений \bar{H}_c и \bar{H}_c (рис. 1, c) показывает, что в образце № 1 разница значений ΔH_c практически постоянна до 400°C и далее непрерывно возрастает, а для образцов № 2 и 3 их разница достигает минимума соответственно при $T = 350$ и 450°C и в дальнейшем также возрастает.

Для всех типов сплавов получено соответствие кинетики термоактивированного перемагничивания уравнению (5) (рис. 2), что позволило оценить уровень эффективного значения $K_u V_s$. Характерным для всех образцов сплавов представляется существование температурной зависимости энергии анизотропии, значения которой для различных температурных интервалов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Энергия анизотропии ($K_u V_s$) исследованных образцов

Номер образца	Интервал температур, $^\circ\text{C}$	$K_u V_s$, 10^{-21} J
1	300-425	9
	425-575	131
2	300-400	57
	400-550	134
	300-425	6
3	425-525	90
	525-600	230

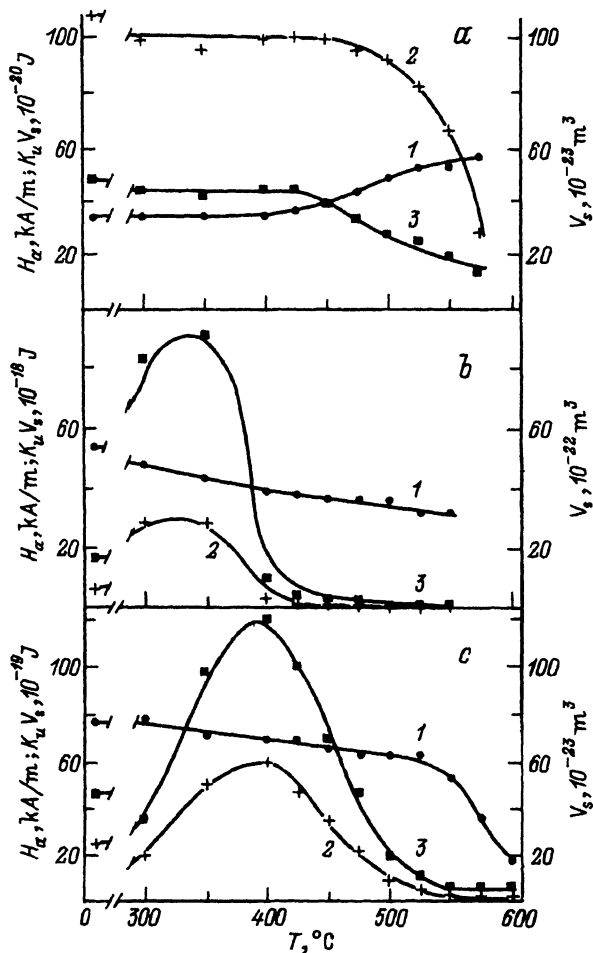


Рис. 3. Зависимости микромагнитных параметров: поля анизотропии H_a (1), энергии анизотропии $K_u V_s$ (2), объема областей спонтанного (когерентного) перемагничивания V_s (3) от температуры отжига для сплавов: Fe-13Cr-12Ni-3Mo (a), Fe-12Cr-12Ni-3Co (b) и Fe-12Ni-12Cr-9Co (c).

Особый интерес представляют рассчитанные из значений \bar{H}_c и \bar{H}_c изменения микромагнитных параметров от температуры (рис. 3). При этом общей для образцов № 2 и 3 является экстремальная зависимость параметра $K_u V_s$ от температуры с максимумом при температурах, соответствующих минимальным значениям разницы H_c (350, 450°С соответственно). Таким образом, коэрцитивная сила материалов, состоящих из ансамбля ОД частиц с максимальной энергией анизотропии, в наименьшей степени зависит от частоты используемого для измерений магнитного поля. Обращает на себя внимание то, что при достаточно сложной зависимости H_c от температуры, характерной для сплава первого типа [16], $K_u V_s$ практически постоянна до температур отжига 525°С и далее уменьшается, что, как будет обсуждено ниже, может быть обусловлено природой формирования магнитных свойств в этом

типе сплавов. Достаточно значительное различие определенных разными методами величин $K_u V_s$ (в 10–100 раз) обусловлено, по-видимому, в первую очередь условиями экспериментов, что следует из полученного из (3) соотношения

$$K_u V_s = kT \ln(t_h f_0) / (1 - H_e / H_a)^2.$$

Видно, что измерения $K_u V_s$ в условиях перемещающего поля $H_e = H_c$ приводят к компенсации более высоких значений температуры и времени при статических измерениях магнитного момента образцов.

Величина поля анизотропии H_a образцов № 2 непрерывно уменьшается с ростом температуры отжига. Для образцов № 3 наблюдается достаточно протяженная (до 525°C) область медленного уменьшения H_a , по-видимому, связанная с большей температурной стабильностью ферромагнитной фазы в этом сплаве, о чем можно было судить по характеру изменений $4\pi I_r$ материала от температуры отжига. В сплаве первого типа после постоянного значения до 400°C наблюдается монотонный рост значения H_a .

Общей для исследованных образцов всех сплавов является корреляция температурного поведения параметров $K_u V_s$ и V_s , что свидетельствует об определяющем вкладе объема областей когерентного перематничивания в величину энергии анизотропии. При этом для образцов сплавов второго типа получены максимальные значения $V_s = 9 \cdot 10^{-21}$ (№ 2) и $12 \cdot 10^{-22} \text{ м}^3$ (№ 3), а для сплава первого типа — $3 \cdot 10^{-22} \text{ м}^3$, соответствующие значениям короткой оси (d) частиц в форме эллипсоида вращения со средним отношением длинной (l) и короткой осей $l/d = 3 : 1$ [11,12]: $d = 1800, 900$ и 500 \AA . Учитывая, что использованная методика завышает действительный размер областей спонтанного перематничивания в два раза [6], получаем достаточно хорошее согласие с размерами частиц, полученных методом просвечивающей электронной микроскопии. Необходимо обратить внимание на то, что уменьшение V_s в сплаве первого типа начинается с температуры отжига 425°C, а $K_u V_s$ — с 525°C. Далее эти факты будут объяснены на основе существующих представлений об особенностях формирования ферромагнитных частиц и их структурных изменениях и связанных с ними механизмов перематничивания в процессе отжига сплавов [11,12]. Температурные изменения значений параметра K_u , по определению, коррелируют с величиной H_a при условии неизменности спонтанной намагниченности ферромагнитной фазы в процессе отжига.

Важно также отметить, что если в сплаве первого типа существует, как ожидалось, достаточно четкая качественная и количественная связь температурных изменений параметров M_s , M_r и V_s , то в образцах сплавов второго типа V_s имеет экстремум при достаточно равномерном изменении с температурой отжига параметров M_s и M_r . Причем в интервале температур отжига 300–450°C для образца № 2 наблюдается уменьшение M_s на 25%, а V_s падает более чем в десять раз. Практически аналогичные изменения этих параметров имеют место для образца № 3 в интервале температур 300–550°C. Для этих образцов представляется возможным говорить о качественной и количественной корреляции изменений параметров M_s , M_r , j_r и H_a .

Таким образом, полученные экспериментальные зависимости $H_c(T, t)$ и $j_r(T, t)$ от частоты измерительного поля свидетельствуют о

релаксационной природе основных гистерезисных свойств ансамблей ОД частиц и о возможности существования аналитической связи между ними.

Особенности изменений микромагнитных параметров исследованных материалов могут быть объяснены на основе существующих представлений о природе формирования ферромагнитных частиц и их структурных изменениях и связанных с ними механизмов перемагничивания в процессе отжига [11,12].

В сплавах первого типа зародыши α -мартенсита деформации диаметром 100–150 Å наряду с иглообразными по форме частицами, в которых зародыши объединяются в цепочки, образуют также до 60 объемных % частиц массивного мартенсита деформации, состоящих, как и первые, из совокупности мелких зародышей, но расположенных «бок о бок». Наиболее вероятно, что именно мелкие зародыши мартенсита деформации являются областями спонтанного (когерентного) перемагничивания. Ранее [12] было показано, что частицы массивного мартенсита деформации за счет сильного отрицательного магнитостатического взаимодействия дают основной вклад в недостаточно высокий относительно теоретического уровень коэрцитивной силы. В течение обратного $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращения, начинающегося при температурах 400–425°C, происходят процессы разбиения частиц массивного мартенсита деформации прослойками γ -фазы, вызывая уменьшение магнитостатического взаимодействия и соответствующее повышение эффективного поля анизотропии ансамбля частиц. Начиная с $T = 425^\circ\text{C}$ этот процесс интенсифицируется и сопровождается уменьшением объема ферромагнитных частиц, в результате чего возрастают степень магнитной изолированности частиц, эффективное поле и константа анизотропии ансамбля частиц и коэрцитивная сила материала, в частности, за счет значительного уменьшения роли магнитостатического взаимодействия [16]. Однако уменьшение V_s компенсируется ростом $H_a(K_u)$, и произведение $K_u V_s$ остается постоянным до температур, соответствующих максимуму коэрцитивной силы (525°C). После этой температуры уменьшение V_s превышает рост $K_u(H_a)$, вызывая взаимосвязанное падение $K_u V_s$ и H_c и повышение вклада термоактивированного перемагничивания.

В сплавах второго типа в интервале температур отжига 350–400°C, вероятно, протекают процессы, вызывающие уменьшение количества последеформационных дефектов структуры ферромагнитных частиц и рост объема областей спонтанного (когерентного) перемагничивания до верхней границы размера однодоменности при незначительном уменьшении их анизотропии формы. При этом ослабляется зависимость коэрцитивной силы от частоты перемагничивающего поля. При дальнейшем повышении температуры рост объема α -частиц, по-видимому, вызывает потерю их однодоменности в процессе перемагничивания при ее сохранении за счет положительного магнитостатического взаимодействия в состоянии после намагничивания. Это означает, что количество частиц, перемагничивающихся по механизму рассеяния в цепочке сфер, увеличивается за счет частиц, перемагничивающихся по механизму когерентного вращения. В результате изменение магнитного момента предварительно намагниченных до насыщения образцов в отсутствие перемагничивающего поля должно в большей степени определяться внутренней анизотропией областей спонтанного перемагничивания, т.е. полем анизотропии (H_a), чем

их объемом. Таким образом может быть объяснено наличие определенной связи между характером и величиной изменений параметров M_s , M_r , j_r и H_a при отсутствии такой связи между параметрами M_s , M_r и V_s . При дальнейшем росте температур отжига имеет место распад частиц, их объем приближается к размеру суперпарамагнетизма, что вместе с дальнейшим уменьшением анизотропии формы приводит к резкому падению энергии анизотропии относительно энергии термических флуктуаций и интенсификации процессов спонтанного термоактивированного перемагничивания (потере информации) при нагреве до $T = 500-600^\circ\text{C}$.

В целом, по результатам настоящего исследования может быть сформулировано заключение о реалистичности релаксационной модели гистерезисного поведения систем ОД ферромагнитных частиц, в рамках которой показано, что уровень термостойкости записанной информации определяется областью температурной стабильности параметра $K_u V_s$ (энергия магнитной анизотропии). Для образцов сплава Fe-13Cr-12Ni-3Mo его стабильность при равномерном уменьшении относительно небольших значений объема областей когерентного перемагничивания частиц ферромагнитной фазы поддерживается непрерывным ростом значения эффективного поля анизотропии (эффективной константы анизотропии) ансамбля частиц ($T_s = 535^\circ\text{C}$). В сплаве Fe-12Ni-12Cr-9Co при экстремальной зависимости V_s от температуры относительная стабильность $K_u V_s$ обусловлена широкой областью (до $T = 525^\circ\text{C}$) практически постоянного значения $H_a(K_u)$ ($T_s = 570^\circ\text{C}$). Результатом одновременного уменьшения параметров V_s и $H_a(K_u)$ с ростом температуры отжига в сплаве Fe-12Cr-12Ni-3Co является соответственно значительное уменьшение параметров $K_u V_s$ и низкое значение $T_s = 475^\circ\text{C}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда Дж. Сороса.

Список литературы

- [1] Stoner E.C., Wohlfarth E.P. // IEEE Trans. Magn. 1991. V. 27. N 4. P. 3475-3518.
- [2] Frei F.H., Shtrikman S., Treves D. // Phys. Rev. 1957. V. 106. N 3. P. 446-455.
- [3] Браун У.Ф. Микромагнетизм. М.: Наука, 1979. 160 с.
- [4] Jacobs I.S., Bean C.P. // Phys. Rev. 1955. V. 100. N 4. P. 1060-1067.
- [5] Neel L. // Ann. Geophys. 1949. V. 5. P. 99-136.
- [6] Sharrock M.P. // IEEE Trans. Magn. 1984. V. Mag-20. N 5. P. 754-756.
- [7] Flanders P.J., Sharrock M.P. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 7. P. 2918-2928.
- [8] Стеценко Ф.И. // ФММ. 1993. Т. 75. № 5. С. 60-64.
- [9] Brown W.F. // Phys. Rev. 1963. V. 130. N 5. P. 1677-1686.
- [10] Chantrell R.W., O'Grady K., Bradbury A. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1985. V. 18. P. 2505-2517.
- [11] Бараз А.Р., Стеценко Ф.И., Глезер А.М. и др. // ФММ. 1992. Т. 75. № 2. С. 69-75.
- [12] Стеценко Ф.И., Бараз А.Р., Комарова И.А. // Металлофизика. 1992. Т. 14. № 7. С. 17-23.
- [13] Красавин Ю.И., Саввин А.А. // Магнитно-твердые прецизионные сплавы. М.: Металлургия, 1988. С. 21-25.
- [14] Апаев В.А. Фазовый магнитный анализ сплавов. М.: Металлургия, 1973. 281 с.
- [15] Бараз А.Р., Комарова И.А., Стеценко Ф.И. // Магнитное и атомное упорядочение в прецизионных сплавах. М.: Металлургия, 1985. С. 64-69.
- [16] Стеценко Ф.И., Бараз А.Р., Садчиков В.В. // Магнитно-твердые прецизионные сплавы. М.: Металлургия, 1988. С. 26-33.