

©1995

ОБЪЕМНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ И ИЗМЕНЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ В СПЛАВАХ И СОЕДИНЕНИЯХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ С ЖЕЛЕЗОМ. I. АМОРФНЫЕ СПЛАВЫ

А.С.Андреевко, С.А.Никитин, Ю.И.Спичкин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
(Поступила в Редакцию 20 сентября 1994 г.)

Проведены исследования влияния всестороннего давления на намагниченность ($\Delta\sigma$ -эффект) в аморфных сплавах редкоземельных металлов с железом. Установлено, что величина $\Delta\sigma$ -эффекта в аморфных сплавах определяется двумя вкладками: во-первых, изменением намагниченности домена и, во-вторых, влиянием давления на намагниченность, приходящуюся на формульную единицу. На основании результатов измерения намагниченности и $\Delta\sigma$ -эффекта рассчитана объемная магнитострикция аморфных сплавов. Установлено, что в области температуры Кюри ее величина линейно зависит от квадрата намагниченности, а спонтанная магнитострикция имеет отличное от нуля значение при температурах, значительно превышающих температуру Кюри, что объясняется сохранением ближнего порядка.

В последние годы в исследованиях магнитных свойств аморфных сплавов редкоземельных металлов (R) с 3d-переходными металлами достигнут значительный прогресс. Однако некоторые физические свойства, к которым относятся и магнитообъемные эффекты, практически не изучены. Известно несколько работ [1-3] в которых исследовалось влияние давления на температуру Кюри Θ_c , а также определялась объемная магнитострикция ω для некоторых аморфных сплавов [4,5]. При этом необходимо отметить, что объемная магнитострикция рассчитывалась из данных по измерениям продольной и поперечной магнитострикций, что может приводить к значительной погрешности в определении величины ω ввиду возможного существования магнитной текстуры.

Изменение намагниченности под действием гидростатического давления ($\Delta\sigma$ -эффект) в аморфных сплавах R-3d-переходный металл также практически не изучено. Вместе с тем $\Delta\sigma$ -эффект дает ценную информацию, позволяющую выявить особенности магнитных структур, локальных магнитных моментов и процессов намагничивания в аморфных сплавах.

В данной работе исследовано изменение удельной намагниченности σ под действием гидростатического давления для аморфных сплавов R-железо и проведено обсуждение полученных результатов на основе ранее предложенной модели. Из измерений намагниченности и $\Delta\sigma$ -эффекта рассчитана объемная магнитострикция ω .

1. Методика эксперимента и образцы

Для измерения намагниченности под давлением использовалась установка, подробное описание которой приведено в [6]. Установка позволяла проводить измерения намагниченности в интервале температур 78–340 К в полях до 14 кОе в присутствии гидростатического давления до 10^{10} дин/см². Намагниченность и магнитное поле измерялись индукционным методом.

Образцы аморфных сплавов $\text{Er}_x\text{Fe}_{1-x}$ ($x = 0.26, 0.32, 0.54$), $\text{Dy}_x\text{Fe}_{1-x}$ ($x = 0.25, 0.59$), $\text{Ni}_{0.21}\text{Fe}_{0.79}$ и $\text{Y}_{0.19}\text{Fe}_{0.81}$ были получены методом ионно-плазменного напыления в атмосфере аргона на охлаждаемую алюминиевую подложку. Толщина аморфного слоя составляла 30–60 мкм. Химический состав определялся на рентгеновском микроанализаторе MS-46. Неоднородность состава по поверхности образцов не превышала 1%. Рентгеновский анализ показал, что образцы были аморфны при комнатных температурах.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Из измерений намагниченности при атмосферном давлении и в присутствии внешнего гидростатического давления были определены полевые и температурные зависимости удельной намагниченности $\partial\sigma/\partial P$ ($\Delta\sigma$ -эффект). На рис. 1 приведены кривые $\partial\sigma/\partial P(T)$ для аморфных сплавов $\text{Y}_{0.19}\text{Fe}_{0.81}$ и $\text{Er}_{0.26}\text{Fe}_{0.74}$. Стрелками обозначены температуры Кюри, определявшиеся в данной работе по методу термодинамических коэффициентов из зависимостей $H/\sigma = f(\sigma^2)$. Из кривых видно, что в области Θ_c на зависимостях $\partial\sigma/\partial P(T)$ наблюдается максимум, сдвигающийся с ростом поля в сторону более высоких температур.

На рис. 2, а и 3, а приведены полевые зависимости $\Delta\sigma$ -эффекта для аморфных сплавов $\text{Y}_{0.19}\text{Fe}_{0.81}$ и $\text{Er}_{0.26}\text{Fe}_{0.74}$, измеренные при различных температурах. Выше Θ_c наблюдается линейная зависимость $\partial\sigma/\partial P$ от поля, которая нарушается по мере охлаждения сплавов ниже Θ_c , где характер кривых $\partial\sigma/\partial P(H)$ изменяется: с увеличением поля эффект

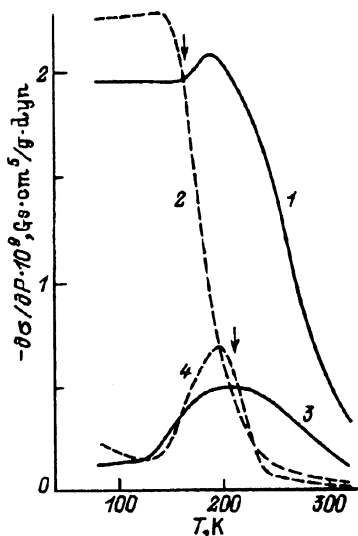


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности в присутствии давления $\partial\sigma/\partial P$ для аморфных сплавов $\text{Y}_{0.19}\text{Fe}_{0.81}$ (1,2) и $\text{Er}_{0.26}\text{Fe}_{0.74}$ (3,4).

H (кОе): 1,3 — 12, 2, 4 — 1. Стрелками обозначены температуры Кюри.

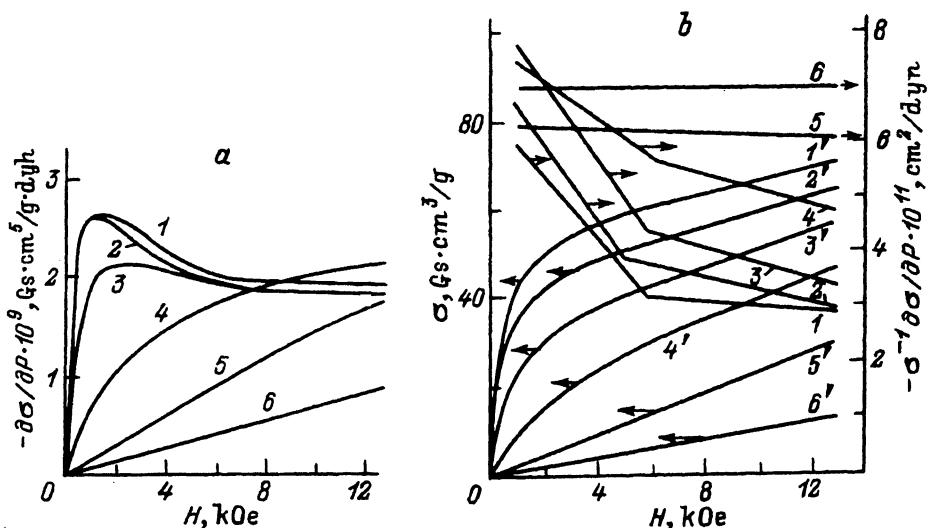


Рис. 2. а) Полевые зависимости $\partial\sigma/\partial P$ аморфного сплава $Y_{0.19}Fe_{0.81}$ при 80 (1), 130 (2), 160 (3), 200 (4), 240 (5) и 280 К (6). б) Полевые зависимости относительного $\Delta\sigma$ -эффекта ($\sigma^{-1}\partial\sigma/\partial P$) (1-6) и удельной намагниченности σ (1'-6') для аморфного сплава $Y_{0.19}Fe_{0.81}$ при 80 (1, 1'), 130 (2, 2'), 165 (3, 3'), 200 (4, 4'), 240 (5, 5') и 280 К (6, 6').

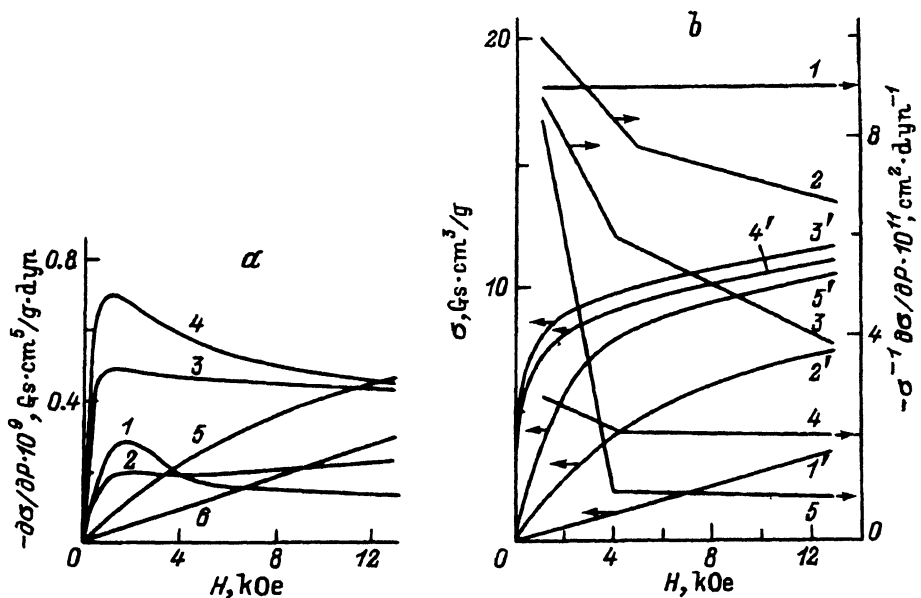


Рис. 3. а) Полевые зависимости $\partial\sigma/\partial P$ для аморфного сплава $Er_{0.26}Fe_{0.74}$ при 80 (1), 140 (2), 170 (3), 200 (4), 250 (5) и 280 К (6); $\Theta_c = 212$ К. б) Полевые зависимости относительного $\Delta\sigma$ -эффекта (1-5) и удельной намагниченности σ (1'-5') для аморфного сплава $Er_{0.26}Fe_{0.74}$ при 280 (1, 1'), 250 (2, 2'), 200 (3, 3'), 140 (4, 4') и 80 К (5, 5').

резко возрастает, достигает максимума, после чего наблюдается сравнительно слабое уменьшение эффекта при росте поля (рис. 2,а и 3,а).

Кривые $\partial\sigma/\partial P(H)$ и изотермы намагниченности $\sigma(H)$ были использованы для расчета полевых зависимостей относительного $\Delta\sigma$ -эффекта ($\sigma^{-1}\partial\sigma/\partial P(H)$) (рис. 2,б и 3,б). Из этих рисунков видно, что в окрестности температуры Кюри Θ_c и ниже ее полевые зависимости относительного $\Delta\sigma$ -эффекта можно разделить на два прямолинейных участка, один из которых соответствует области малых полей, а второй — области сильных полей. Точки излома, разделяющие эти два участка, лежат в зависимости от температуры в интервале полей 2–7 кОе. При низких температурах на первых участках величина $\sigma^{-1}\partial\sigma/\partial P$ сильно изменяется с полем, а на втором либо изменяется гораздо слабее, либо остается постоянной.

В [7] была предложена модель, в которой предполагалось, что в магнитоупорядоченном состоянии в нулевом магнитном поле аморфный сплав представляет собой совокупность доменов с жесткими доменными границами и хаотически ориентированными магнитными моментами. При наложении внешнего поля начинается перестройка доменной структуры, приводящая к возникновению макроскопической намагниченности, причем предполагается, что намагничивание происходит за счет вращения векторов намагниченности доменов. Эта модель удовлетворительно описывает экспериментальные результаты по измерениям намагниченности в промежуточной области концентраций в аморфных сплавах R-(Co/Fe). В данной работе мы использовали основные результаты [7] для описания полевых и температурных зависимостей $\Delta\sigma$ -эффекта.

Температурная зависимость намагниченности домена σ_d была представлена в виде [7]

$$\sigma_d(T) = \sigma_0 \tau^\delta, \quad (1)$$

где $\tau = 1 - T/\Theta_c$, δ — безразмерный параметр.

Отличительной особенностью данной модели является то, что параметры, характеризующие аморфный сплав, входят в уравнение в виде универсальной комбинации — безразмерного параметра β

$$\beta = \frac{H}{K_0 M_0} \frac{1 - \tau}{\tau^\delta}, \quad (2)$$

где K_0 — константа локальной анизотропии.

В зависимости от величины β на кривой намагничивания аморфного сплава можно выделить три области: 1) $\beta < 1$ — область слабых полей, здесь намагничивание происходит за счет плавного вращения векторов намагниченности, при этом преодолевается энергия локальной магнитной анизотропии; 2) $1 < \beta < 2$ — промежуточная область, в которой происходят процессы необратимого вращения векторов намагниченности доменов и наблюдается резкий рост макроскопической намагниченности; 3) $\beta > 2$ — область сильных полей, где процессы переориентации скачком закончены и происходит «стягивание» векторов намагниченности к внешнему полю.

В области «стягивания» намагниченность образца описывается выражением

$$\sigma(\beta) = \sigma_d(T) \left[4 - \operatorname{arctg} \frac{1}{(\beta - 2)^{1/2}} \right] \left[(\beta - 2)^{1/2} + \frac{1}{3(\beta - 2)^{1/2}} \right] / 3. \quad (3)$$

Дифференцируя выражение (3) по давлению, получим формулу для относительного $\Delta\sigma$ -эффекта в области сильных полей

$$\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial P} = \frac{1}{\sigma_d} - \frac{\partial \sigma_d}{\partial P} + \Phi(\beta) \frac{\partial \beta}{\partial P}, \quad (4)$$

где $\Phi(\beta)$ — некоторая функция от параметра β . Таким образом, в области сильных полей относительный $\Delta\sigma$ -эффект определяется двумя слагаемыми: первое не зависит от поля и представляет собой изменение намагниченности домена под давлением, а второе является функцией внешнего поля и зависит от производной константы магнитной анизотропии по давлению.

Из рис. 3, *b*, где приведены полевые зависимости относительного $\Delta\sigma$ -эффекта для аморфного сплава $\text{Er}_{0.26}\text{Fe}_{0.74}$, видно, что при низких температурах в области сильных полей величина относительного $\Delta\sigma$ -эффекта почти не зависит от поля. Поэтому можно предполагать, что $\Delta\sigma$ -эффект здесь в основном обусловлен изменением намагниченности домена σ_d под действием давления.

В интервале полей 0–4 кОе (кривая 5 для $T = 80$ К на рис. 3, *b*) величина $\sigma^{-1} \partial \sigma / \partial P$ сильно зависит от внешнего поля. На кривой $\partial \sigma / \partial P(H)$ в этой области наблюдается максимум (кривая 1 на рис. 3, *a*). В соответствии с изложенной в [8] моделью здесь происходит резкий рост намагниченности образца за счет необратимого вращения векторов намагниченности доменов. Можно предположить, что на этом участке кривой намагничивания основной вклад в $\Delta\sigma$ -эффект вносит изменение под действием давления констант локальной магнитной анизотропии. С ростом поля, как следует из эксперимента, это вклад уменьшается, поэтому ниже температуры Кюри Θ_c величина $\partial \sigma / \partial P$ в поле 1 кОе больше, чем в поле 12 кОе (рис. 1). Поле, которому соответствует излом на кривой $\sigma^{-1} \partial \sigma / \partial P(H)$, можно рассматривать как поле, в котором заканчивается необратимое вращение векторов намагниченности доменов.

Слабое изменение величины $\sigma^{-1} \partial \sigma / \partial P$ при низких температурах в полях 5 ÷ 13 кОе наблюдалось также в аморфных сплавах с большим содержанием железа $\text{Ni}_{0.21}\text{Fe}_{0.79}$, $\text{Dy}_{0.25}\text{Fe}_{0.75}$ и $\text{Y}_{0.19}\text{Fe}_{0.81}$. Средние значения относительного $\Delta\sigma$ -эффекта при $T = 80$ К и $H = 5 \div 13$ кОе для перечисленных сплавов приведены в таблице. Здесь же приведены температуры Кюри и их изменения в присутствии давления $\partial \Theta_c / \partial P$. В остальных исследованных нами аморфных сплавах R-Fe температуры Кюри лежали близко к нижней границе исследованного температурного интервала и в сильных полях наблюдалась существенная зависимость величины относительного $\Delta\sigma$ -эффекта от магнитного поля.

Из сравнения рис. 2, *b* и 3, *b* видно, что характер кривых $\partial \sigma / \partial P(H)$ и $\sigma^{-1} \partial \sigma / \partial P(H)$ в аморфных сплавах $\text{Er}_{0.26}\text{Fe}_{0.74}$ и $\text{Y}_{0.19}\text{Fe}_{0.81}$ аналогичен. Следовательно, можно полагать, что, хотя аморфный сплав $\text{Y}_{0.19}\text{Fe}_{0.81}$ не содержит сильно анизотропных редкоземельных ионов, процесс его намагничивания подобен рассмотренному выше для сплава $\text{Er}_{0.26}\text{Fe}_{0.74}$, т.е. при $T = 80$ К $\Delta\sigma$ -эффект определяется изменением под давлением намагниченности домена σ_d .

Два прямолинейных участка на полевых зависимостях относительного $\Delta\sigma$ -эффекта аморфных сплавов наблюдаются и выше температуры Кюри (рис. 2, *b* и 3, *b*). В сплаве $\text{Y}_{0.19}\text{Fe}_{0.81}$ при температуре 280 К,

Величины температуры Кюри Θ_c , их смещения под влиянием давления $\partial\Theta_c/\partial P$, коэффициенты γ , максимальные объемные магнитострикции ω_{\max} в области Θ_c в поле 12 кОе и относительного $\Delta\sigma$ -эффекта в поле 5–13 кОе при температуре 80 К для аморфных сплавов R-Fe

Состав	Θ_c , К	$\partial\Theta_c/\partial P \cdot 10^{-9}$ К · см ² · дин ⁻¹	$\gamma \cdot 10^9$ см ² · дин ⁻¹	$\omega_{\max} \cdot 10^6$ (H=12 кОе)	$-\sigma^{-1} \partial\sigma/\partial P \cdot 10^{12}$ см ² · дин ⁻¹ (80 К)
Y _{0.19} Fe _{0.81}	166	-5.7	1.3	210	29
Er _{0.26} Fe _{0.74}	212	-3.5	14	60	17
Ho _{0.21} Fe _{0.79}	226	-1.6	5.5	36	7
Dy _{0.25} Fe _{0.75}	267	-2.5	8.5	80	43
Er _{0.32} Fe _{0.68}	129	-0.85	3.5	20	-
Er _{0.54} Fe _{0.46}	118	-0.4	2	-	-
Dy _{0.59} Fe _{0.41}	160	-0.6	0.8	28	-

где сплав полностью парамагнитен, а $\partial\sigma/\partial P$ (рис. 2, а) и удельная намагниченность σ линейно изменяются с полем, величина относительного $\Delta\sigma$ -эффекта от поля не зависит. По мере охлаждения и приближения к точке Кюри $\Theta_c = 166$ К на кривых $\sigma^{-1} \partial\sigma/\partial P(H)$ появляется излом (кривая 4 на рис. 2, б). В области температуры Кюри изложенная выше модель намагничивания аморфных магнетиков недостаточно адекватно описывает магнитные свойства, так как не учитывает парапроцесса и нарушения жесткости доменных стенок. Поэтому появление излома на кривых относительного $\Delta\sigma$ -эффекта может быть связано с образованием кластеров упорядоченных спинов выше Θ_c .

Поскольку намагниченность домена σ_d описывается в рамках изложенной в работе [7] модели функции вида $\sigma_d = \sigma_0(T/\Theta_c)$ (см. (1)), то относительное изменение намагниченности домена под действием давления может быть описано следующей формулой, предложенной ранее в [8] для относительного $\Delta\sigma$ -эффекта ферромагнетика в области парапроцесса:

$$\frac{1}{\sigma_d} \frac{\partial\sigma_d}{\partial P} = \frac{1}{\sigma_0} \frac{\partial\sigma_0}{\partial P} + \frac{1}{\sigma_d} \frac{T}{\Theta_c} \frac{\partial\sigma_d}{\partial T} \frac{\partial\Theta_c}{\partial P}, \quad (5)$$

где σ_0 — удельная намагниченность насыщения домена при $T = 0$ К.

Оценка второго слагаемого в (5), соответствующего изменению намагниченности за счет смещения под давлением точки Кюри, показала, что в аморфном сплаве Y_{0.19}Fe_{0.81} его величина на порядок меньше измеренной при 80 К средней величины $\sigma^{-1} \partial\sigma/\partial P$. Отсюда следует, что в этом аморфном сплаве наблюдается существенное уменьшение под давлением намагниченности домена при $T = 0$ К (см. (5)), т.е. магнитного момента, приходящегося на формульную единицу.

Ранее было установлено [9], что в аморфном сплаве Y_{0.19}Fe_{0.81} под действием давления в нулевом внешнем поле область ферромагнитного упорядочения исчезает и наблюдается переход в состояние спинового стекла непосредственно из парамагнитной фазы. Усиление антиферромагнитных взаимодействий (и в результате этого возрастание степени разориентации магнитных моментов атомов железа) является, по-видимому, основной причиной значительного уменьшения под да-

влиянием магнитного момента, приходящегося на атом железа, в аморфном сплаве $Y_{0.19}Fe_{0.81}$. Ранее аналогичный механизм был предложен для объяснения существенной величины относительного $\Delta\sigma$ -эффекта в аморфном сплаве $Fe_{0.90}Zr_{0.10}$, в котором также наблюдается состояние спинового стекла [10].

Значительные величины относительного $\Delta\sigma$ -эффекта при температуре $T = 80$ К в сильных полях наблюдались и в других аморфных сплавах с большим содержанием железа: $Er_{0.26}Fe_{0.74}$, $Ho_{0.21}Fe_{0.79}$ и $Du_{0.25}Fe_{0.75}$ (см. таблицу). Численные оценки, проведенные на основе формулы (5), показали, что эти значения, так же как и в аморфном сплаве с иттрием, в основном определяются изменением магнитного момента, приходящегося на формульную единицу, что можно связать с увеличением степени неколлинеарности в подсистеме железа при сжатии. В области точки Кюри, где имеет место максимум величины $d\sigma/dP$, основной вклад в $\Delta\sigma$ -эффект вносит второе слагаемое формулы (5), т.е. намагниченность домена изменяется за счет смещения температуры Кюри под давлением.

Индукцированная полем объемная магнитострикция ω вычислялась из температурных и полевых зависимостей намагниченности и $\Delta\sigma$ -эффекта посредством термодинамического соотношения [11]

$$(\partial\omega/\partial H)_P = -(\partial M/\partial P)_H, \quad (6)$$

где M — намагниченность единицы объема.

В области температуры Кюри наблюдается максимум магнитострикции (рис. 4). Наличие максимума обусловлено сильным влиянием магнитного поля на намагниченность и энергию обменного взаимодействия вблизи Θ_c . Максимумы на зависимостях $\omega(T)$ у аморфных сплавов весьма широки, что связано с размытостью фазового перехода, характерного для структурно разупорядоченных материалов. Максимальные величины объемной магнитострикции исследованных аморфных сплавов в области Θ_c в поле 12 кОе приведены в таблице.

В соответствии с теорией фазовых переходов второго рода в окрестности температуры Кюри выполняется соотношение [12].

$$\omega = \omega_s + \gamma M^2, \quad (7)$$

где ω_s — спонтанная объемная магнитострикция, γ — термодинамический коэффициент.

На рис. 5 приведены зависимости $\omega(\sigma^2)$ для аморфного сплава $Y_{0.19}Fe_{0.81}$. Видно, что эти зависимости описываются линейной функцией. Подобные зависимости наблюдались для всех аморфных сплавов R-Fe в окрестности температуры Кюри. Коэффициенты γ , определенные из угла наклона прямых $\omega(\sigma^2)$, для аморфных сплавов приведены в таблице.

Путем экстраполяции линейных участков кривых $\omega(\sigma^2)$ на ось ω определялась спонтанная магнитострикция ω_s . На рис. 6 представлены температурные зависимости ω_s и σ_s , полученные из кривых $\omega = (\sigma^2)$ и $H/\sigma = (\sigma^2)$ для аморфного сплава $Y_{0.19}Fe_{0.81}$. Величины ω_s и σ_s , определенные из зависимостей $\omega(\sigma^2)$, обращаются в нуль лишь при температуре 230 К (кривые 1, 2 на рис. 6). В то же время температура

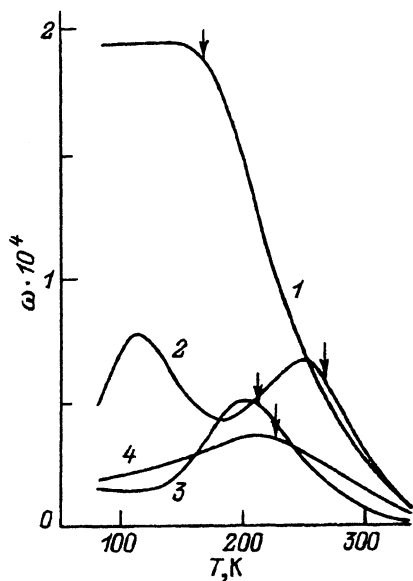


Рис. 4. Температурные зависимости объемной магнитострикции ω для аморфных сплавов $Y_{0.19}Fe_{0.81}$ (1), $Dy_{0.25}Fe_{0.75}$ (2), $Er_{0.26}Fe_{0.74}$ (3), $Ho_{0.21}Fe_{0.79}$ (4) в магнитном поле 12 кОе. Стрелками обозначены температуры Кюри.

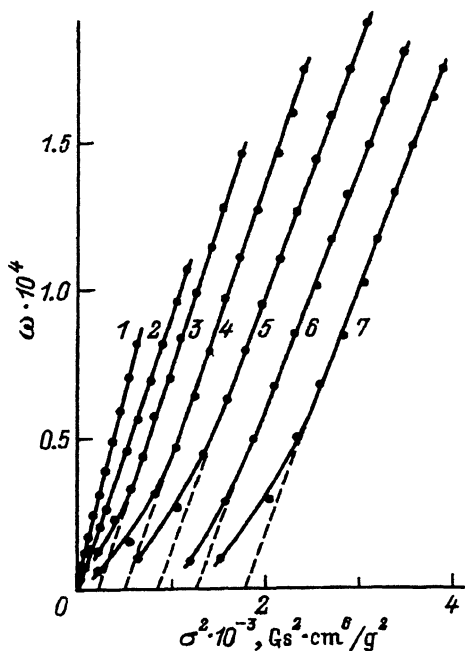


Рис. 5. Зависимости $\omega(\sigma^2)$ для аморфного сплава $Y_{0.19}Fe_{0.81}$ ($\Theta_c = 166$ К) при различных температурах. T (К): 1 — 250, 2 — 230, 3 — 210, 4 — 180, 5 — 160, 6 — 140, 7 — 120.

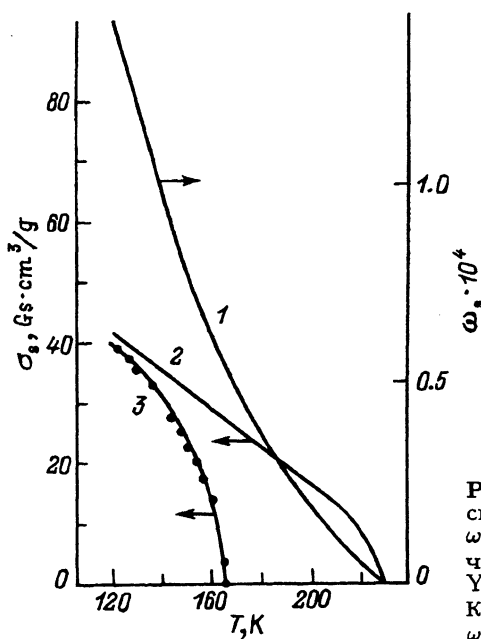


Рис. 6. Температурные зависимости спонтанной объемной магнитострикции ω_s (1) и спонтанной удельной намагниченности σ_s (2, 3) для аморфного сплава $Y_{0.19}Fe_{0.81}$. Кривые 1, 2 получены из зависимостей $\omega = f(\sigma^2)$, 3 — из $H/\sigma = f(\sigma^2)$.

Кюри, определенная из зависимостей $H/\sigma(\sigma^2)$, составила 166 К (кривая 3 на рис. 6).

При этой температуре происходит переход в магнитоупорядоченное состояние большей части объема образца. Однако наличие заметной объемной магнитострикции выше этой температуры свидетельствует о том, что кластеры магнитоупорядоченной фазы сохраняются и при более высоких температурах, что и обуславливает расхождение температур Кюри, определенных двумя указанными выше методами.

Таким образом, на основе проведенных измерений влияния гидростатического давления на намагниченность аморфных сплавов R-Fe (R=Y, Dy, Ho, Er) были определены $\Delta\sigma$ -эффект и индуцированная полем объемная магнитострикция ω . На полевых зависимостях относительного $\Delta\sigma$ -эффекта обнаружены два прямолинейных участка, существование которых связано со сменой процессов намагничивания. В аморфных сплавах с большим содержанием железа выделен вклад в $\Delta\sigma$ -эффект, обусловленный изменением намагниченности домена, и обнаружено существенное влияние давления на намагниченность, приходящуюся на формульную единицу. Установлено, что зависимости $\omega(\sigma^2)$ в исследованных сплавах имеют линейный характер в области точки Кюри, а спонтанная магнитострикция сохраняет отличные от нуля значения при температурах, значительно превышающих температуру Кюри, определенную методом термодинамических коэффициентов.

В заключение авторы выражают благодарность И.В. Золотухину за предоставленные образцы аморфных сплавов.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Международного научного фонда Дж. Сороса.

Список литературы

- [1] Biesterbos J.M.M., Broucha M., Dirks A. AIP Conf. Proc. **29**, 184 (1976).
- [2] Shirakawa K., Fukamichi K., Aoki K., Masumoto T., Kaneko K. J. Phys. F: Metal Phys. **15**, 961 (1985).
- [3] Fukamichi K., Shirakawa K., Sato K., Masumoto T., Kaneko T. J. Magn. Magn. Mater. **54-57**, 231 (1986).
- [4] Ishio S. J. de Phys. **49**, 12, Suppl. 1, 1345 (1988).
- [5] Ishio S., Yang X., Miyazaki T. J. Phys.: Cond. Matter. **1**, 8979 (1989).
- [6] Бездушный Р.В. Автореф. канд дисс. М., МГУ (1988), С. 14.
- [7] Андреевко А.С., Звездин А.К., Никитин С.А., Сайко Г.В., Уточкин С.Н., Чешля Д.Ю. ЖЭТФ. **72**, 2, 524 (1991).
- [8] Kouvel J.S., Wilson R.H. J. Appl. Phys. **32**, 3, 435. (1961).
- [9] Андреевко А.С., Никитин С.А., Спичкин Ю.И. Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия **34**, 1, 55 (1993).
- [10] Jagielinski T., Wegzyn A., Ohnuma S., Masumoto T. Solid State Commun. **44**, 2, 225 (1982).
- [11] Белов К.П. Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. М. (1957).
- [12] Белов К.П. Магнитные превращения. М. (1959).