

05.2

Многослойные пленки Co/Pd с нанокристаллическими и аморфными слоями Co: коэрцитивная сила, случайная анизотропия и обменная связь зерен

© Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев, Л.А. Чеканова

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск

E-mail: rauf@iph.krasn.ru

Поступило в Редакцию 18 января 2002 г.

Проведены независимые измерения намагниченности насыщения M_s , константы обменного взаимодействия A , поля локальной магнитной анизотропии H_a , корреляционного радиуса случайной анизотропии R_c и коэрцитивной силы мультислойных пленок Co/Pd с аморфными и нанокристаллическими слоями Co. Показано, что изменение коэрцитивной силы пленок Co/Pd $H_c(t_{Co})$ при изменении толщины слоя кобальта (t_{Co}) обусловлено изменениями характеристик магнитной микроструктуры. Основной же причиной изменения этих характеристик: ферромагнитного корреляционного радиуса R_f и средней анизотропии магнитного блока $\langle K \rangle$ в мультислойных пленках Co/Pd, как оказалось, является изменение константы обменного взаимодействия $A(t_{Co})$.

Случайная магнитная анизотропия (СМА) определяет магнитную структуру нанокристаллических и аморфных ферромагнетиков. Эта структура является результатом конкуренции упорядочивающего действия обменных сил и локальной случайной анизотропии K , разрушающей дальний ферромагнитный порядок [1]. В таких материалах ферромагнитный порядок реализуется на характерных корреляционных длинах $R_f = R_c (H_{ex}/D^{1/2}H_a)^2$ ($H_a = 2K/M_s$ — поле локальной магнитной анизотропии, R_c — корреляционный радиус случайной анизотропии, H_{ex} — обменное поле, D — симметричный числовой коэффициент, равный 1/15, для одноосной анизотропии, M_s — намагниченность насыщения), так что магнитная структура в них может быть описана ансамблем слабосвязанных магнитных блоков [1,2]. Размер блока равен $2R_f$, средняя анизотропия в блоке $\langle K \rangle = K/N^{1/2} = K(R_c/R_f)^{3/2}$, орт этой анизотропии \mathbf{n} ориентирован случайным образом. В настоящее время

исследователи-магнитологи считают, что именно данная магнитная структура и обуславливает наблюдаемые величины магнитомягких характеристик аморфных и нанокристаллических сплавов [2–4]. Отметим, что анализ поведения коэрцитивной силы H_e в рамках модели СМА в основном направлен на исследование зависимостей H_c от размера нанозерна: $H_c(R_c)$ [2–4], т.е. в указанных работах считается, что анизотропия $K(R_c)$, обмен $A(R_c)$, намагниченность насыщения $M_s(R_c) = \text{const}$ либо этими зависимостями можно пренебречь. Однако сегодня имеются все предпосылки для проведения комплексных измерений всех параметров, входящих в теоретические выражения для $H_c(R_c, H_a, A, M_s)$, и выявления соответствующих зависимостей. Так, для изучения СМА и магнитных блоков применяют методы малоугловой дифракции нейтронов [5–7], метод измерения кривых намагничивания в области приближения намагниченности к насыщению [8–10]. Для измерений обменной связи широко используют такие методики, как спин-волновой резонанс СВР [11], закон Блоха $T^{3/2}$ [12].

Результаты предварительного исследования кривых намагничивания $M(H)$ мультислойных пленок Co/Pd [9] показали, что эти пленки характеризуются двумерной неоднородностью магнитной анизотропии. Так, оказалось, что в диапазоне полей 5–25 кОе экспериментальная кривая $M(H)$ описывается выражением

$$\frac{\Delta M}{M_s} = \frac{D^{1/2} \cdot \langle H_a \rangle}{H}, \quad (1)$$

что соответствует ферромагнетку с размерностью неоднородности анизотропии $d = 2$ и реализации на эксперименте условия $H < H_{ex}$. Из экспериментальной кривой $M(H)$ с помощью выражения (1) были определены величины $\langle H_a \rangle$ и $R_f = (A/D^{1/2} \langle K \rangle)^{1/2}$ ($\langle K \rangle = M_s \langle H_a \rangle / 2$, коэффициент D выбран равным 1/15 [8]). При этом оказалось, что величина H_c прямо коррелирует с величиной $\langle H_a \rangle$ (рис. 1). Последнее означает, что $\langle H_a \rangle$ в исследованных пленках Co/Pd играет роль эффективной анизотропии. Следовательно, для анализа этой эффективной анизотропии и обусловленной ею коэрцитивной силы применимы теоретические выражения, полученные в рамках модели СМА. Описанный выше способ измерения параметров $\langle H_a \rangle$ и R_f , однако, не вскрывает взаимосвязи изменений этих параметров с изменениями основных магнитных констант (H_a, A, M_s) и основного параметра наноструктуры (R_c). Действительно, теоретические выражения для $\langle H_a \rangle$

и R_f аморфного и нанокристаллического ферромагнетика с двумерными неоднородностями магнитной анизотропии таковы [9]:

$$R_f = \frac{2A}{\sqrt{D} H_a M_s R_c}, \quad (2)$$

$$\langle H_a \rangle = \frac{\sqrt{D} H_a^2 M_s R_c^2}{2A}. \quad (3)$$

Согласно выражению (3), при условии равноосности зерен ($2R_e = t_{Co}$, где t_{Co} — толщина слоя кобальта) и постоянстве параметров H_a , A , M_s , величины $\langle H_a \rangle$ и H_c должны возрастать пропорционально t_{Co}^2 . Экспериментальные же зависимости $\langle H_a \rangle$ и H_c описываются убывающими функциями от t_{Co} (рис. 1, a , b).

В данной работе мы провели независимые измерения намагниченности насыщения M_s , константы обменного взаимодействия A , поля локальной магнитной анизотропии H_a , корреляционного радиуса анизотропии R_c и коэрцитивной силы H_e мультислойных пленок Co/Pd с аморфными и нанокристаллическими слоями Co. Цель этих измерений — выявить вклад изменения каждого из параметров в изменение значений характеристик магнитной микроструктуры R_f и $\langle H_a \rangle$, а следовательно и вклад в изменение величины H_c .

Измерение термомангнитных кривых и кривых намагничивания тонких ферромагнитных пленок проводилось с помощью автоматизированного вибрационного магнитометра со сверхпроводящим соленоидом в диапазоне температур 0–200 К и в полях от 0 до 30 кОе.

Мультислойные пленки Co/Pd получены методом химического осаждения на стеклянные подложки. Исследовались две серии пленок: 1) $[Co_{93}P_7(t_{Co})/Pd(14 \text{ \AA})]_{20}$ (где $t_{Co} = 6, 30; 45; 55; 80 \text{ \AA}$) и $[Co_{90}P_{10}(t_{Co})/Pd(14 \text{ \AA})]_{20}$ (где $t_{Co} = 20; 45; 60; 65; 115 \text{ \AA}$). Малые добавки фосфора в слоях кобальта мультислойных пленок Co/Pd здесь использовались для получения ферромагнитных слоев в виде метастабильных твердых растворов Co(P) с различной структурой ближнего порядка [13]. Так, в работе [13] установлено, что в слоях Co(P) при концентрациях 5–8 at.% P реализуется ГЦК структура, свыше 9 at.% P — слои Co находятся в аморфном состоянии.

Зависимость $M(T)$ мультислойных пленок Co/Pd в интервале температур 50–200 К описывалась уравнением

$$M(T) = M_{s,0}(1 - BT^{3/2}). \quad (4)$$

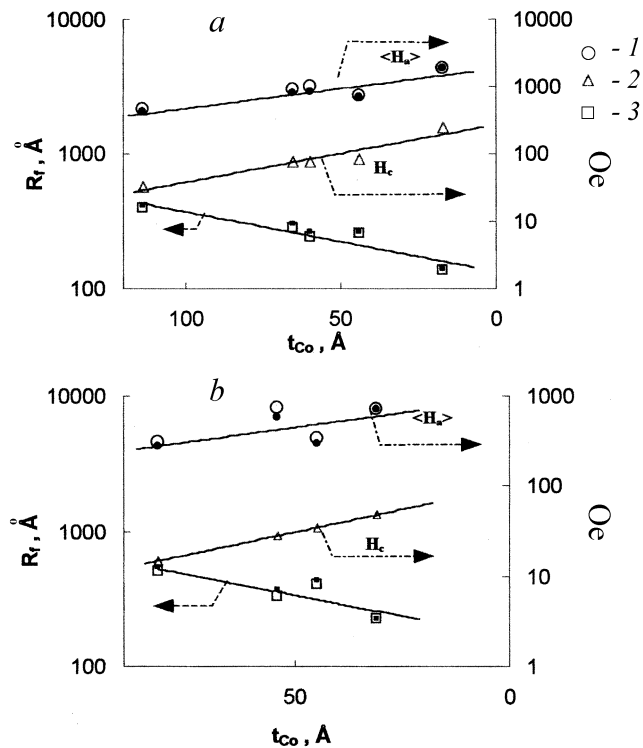


Рис. 1. Микромагнитные параметры $\langle H_a \rangle$, R_f (1 — величины определены из экспериментальной кривой $M(H)$ с помощью выражения (1) [9]; 2, 3 — величины вычислены из формул (2), (3) и коэрцитивная сила H_c мультислойных пленок Co/Pd: a — $[\text{Co}_{90}\text{P}_{10}(t_{\text{Co}})/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$; b — $[\text{Co}_{93}\text{P}_7(t_{\text{Co}})/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$.

Величины намагниченности M_{s0} и константы A , пересчитанной из константы Блоха B по формуле

$$A = \frac{k_B}{8\pi} \left(\frac{g\mu_B}{M_{s0}} \right)^{1/3} \left(\frac{2.612}{B} \right)^{2/3}, \quad (5)$$

приведены в таблице.

Основные магнитные константы, параметры случайной анизотропии, магнитной микроструктуры и коэрцитивная сила пленок Co/Pd с аморфными и нанокристаллическими слоями

	t_{Co} , Å	A , 10^{-6} erg/cm ³	M_s , Gs	H_c , Oe	R_c , Å	$D^{1/2}H_a$, kOe
Нанокристаллический [Co ₉₃ P ₇ (t_{Co})/Pd(14 Å)] ₂₀	30	0.37	800	49	21	2
	45	0.63	870	34	26	1.4
	55	0.92	885	28	30	2.1
	80	0.93	914	11	26	1.5
Аморфный [Co ₉₀ P ₁₀ (t_{Co})/Pd(14 Å)] ₂₀	20	0.17	483	300	18	3.3
	45	0.34	720	85	18	2.4
	60	0.51	916	76	24	2.2
	65	0.62	913	76	25	2.2
	115	0.63	888	33	26	1.6

Для определения параметров H_a и R_c , характеризующих ориентационную неоднородность анизотропии, необходимо измерить кривую намагничивания как в полях, меньших обменного поля H_{ex} , так и в полях, существенно превышающих H_{ex} , т.е. экспериментально определить две асимптоты $M(H)$. Дело в том, что в полях $H > H_{ex}$ приближение намагниченности к насыщению осуществляется по закону:

$$\frac{\Delta M}{M_s} = \left(\frac{D^{1/2} \cdot H_a}{H} \right)^2. \quad (6)$$

Наблюдая этот асимптотический участок кривой $M(H)$, определяют величину $D^{1/2}H_a$. Величину поля, при которой асимптотический режим, описываемый уравнением (1), переходит к режиму, описываемому уравнением (6): $H_{ex} = 2A/MR_c^2$, в дальнейшем используют для вычисления величины R_c .

Как было отмечено выше, для мультислойных пленок Co/Pd величина H_{ex} оказалась порядка 20–25 кОе, что очень близко к величине максимальных полей, использованных в нашем эксперименте. Таким

образом, непосредственное измерение H_a и R_c из асимптотических режимов, определяемых выражениями (1) и (6), в данном случае невозможно. Однако в полях 25–30 кОе для наших образцов наблюдались некоторые отклонения экспериментальной кривой $M(H)$ от степенной зависимости ($M(H) \sim H^{-1}$), связанные с началом перехода магнитной системы в этих пленках к режиму, описываемому выражением (6). Это позволило нам для определения параметров H_a и R_c применить аппроксимацию участков кривой $M(H)$ в полях от 5 до 30 кОе теоретической зависимостью, полученной в работе [14] для двумерных неоднородностей анизотропии. Это аналитическое выражение (закон приближения намагниченности к насыщению) в случае $d = 2$ имеет вид:

$$\frac{\Delta M(H)}{M_s} = \frac{DH_a^2}{H \cdot \left(\frac{2A}{MR_c^2} + H \right)}. \quad (7)$$

На рис. 2 приведена типичная экспериментальная кривая намагничивания, аппроксимированная уравнением (7), на вставке дана зависимость среднего квадрата отклонения s^2 точек экспериментальной кривой $M(H)$ от выражения (7) в относительных единицах, от величины подгочного параметра R_c . Для демонстрации выбрана кривая $M(H)$ пленки $[\text{Co}_{90}\text{P}_{10}(115 \text{ \AA})/\text{Pd}(14 \text{ \AA})]_{20}$. Минимум s^2 (в абсолютных единицах) хорошо согласуется со средним квадратом экспериментальной ошибки измерения величины M_s . Параметры H_a и R_c , соответствующие минимальному s^2 для исследуемых пленок Co/Pd приведены в таблице.

Располагая численными значениями величин H_a , A , M_s и R_c , мы можем вычислить величины $\langle H_a \rangle$ и R_f из формул (2), (3). Полученные таким образом величины $\langle H_a \rangle$ и R_f также приведены на рис. 1 (малыми темными символами). Видно хорошее соответствие величин $\langle H_a \rangle$ и R_f , полученных непосредственно из уравнения (1) и рассчитанных по формулам (2), (3). Анализ зависимостей $H_a(t_{\text{Co}})$, $R_c(t_{\text{Co}})$, $A(t_{\text{Co}})$, $M_s(t_{\text{Co}})$, представленных численно в таблице, показывает, что наибольшим значением градиента характеризуется обменная константа A (изменяется почти в 4 раза). Таким образом, становится очевидным, что основной причиной изменения характеристик магнитной микроструктуры $\langle H_a \rangle$ и R_f в мультислойных пленках Co/Pd, а следовательно и величин H_c этих образцов, является не изменение корреляционного радиуса анизотропии R_c или размера зерна, а изменение такой основной магнитной

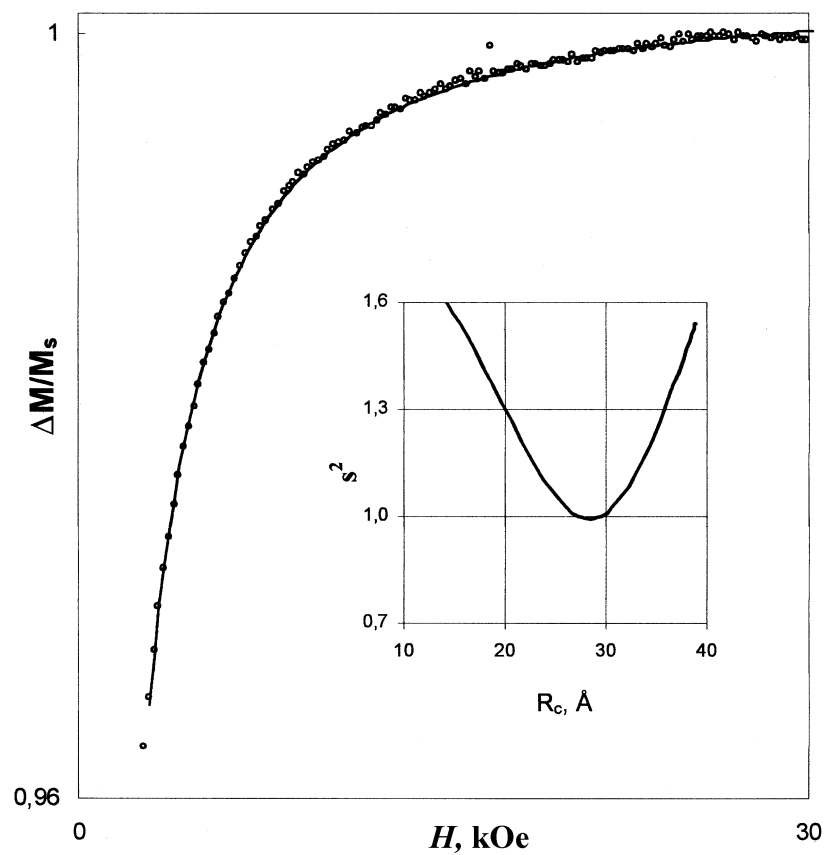


Рис. 2. Кривая намагничивания пленки $[\text{Co}_{90}\text{P}_{10}(115\text{\AA})/\text{Pd}(14\text{\AA})]_{20}$ в области приближения к насыщению, аппроксимированная выражением (7) (сплошная линия). На вставке — зависимость s^2 от R_c для данной кривой $M(H)$.

константы материала, как константа обменного взаимодействия A , реализующееся при уменьшении толщины индивидуального слоя Co. Аналогичная ситуация осуществляется, по нашему мнению, и в нанокристаллических ферромагнитных сплавах типа *finemet*, интенсивно изучаемых в последние годы.

Список литературы

- [1] *Imry Y., Ma S.-K.* // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 1399–1401.
- [2] *Herzer G.* // IEEE Trans. On Magn. 1990. V. 26. P. 1397–1402.
- [3] *Muller M., Mattern N.* // JMMM. 1994. V. 136. P. 79–87.
- [4] *Suzuki K., G. Herzer G., Cadogan J.M.* // JMMM. 1998. V. 177–181. P. 949–952.
- [5] *Murillo N., Gonzalez J.* // JMMM. 2000. V. 218. P. 53–59.
- [6] *Ryne J.J.* // IEEE Trans. On Magn. 1985. V. MAG-21. P. 1990–1995.
- [7] *Löffler J.F., Meier J.P., Doudin B. et al.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 57. N 5. P. 2915–2924.
- [8] *Игнатченко В.А., Исхаков Р.С., Попов Г.В.* // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. В. 5. С. 1518–1531.
- [9] *Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Балаев А.Д. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. В. 6. С. 440–444.
- [10] *Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Мороз Ж.М. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. В. 12. С. 872–878.
- [11] *Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А. и др.* // ФТТ. 2001. Т. 43. С. 1072–1075.
- [12] *Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Столяр С.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70. В. 11. С. 727–732.
- [13] *Чеканова Л.А., Исхаков Р.С., Фиш Г.И. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 73–76.
- [14] *Игнатченко В.А., Исхаков Р.С.* // ФММ. 1992. В. 6. С. 75–86.