

05

Изменение магнитных свойств поликристаллического тонкопленочного магнетита при введении подслоя железа

© А.В. Анисимов, А.Ю. Гойхман, Г.С. Куприянова, В.Н. Неволин, А.П. Попов, В.В. Родионова

Балтийский федеральный университет им. Иммануила Канта,
Калининград, Россия

E-mail: galkupr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 2 июня 2011 г.)

Исследованы полевые зависимости магнитного момента поликристаллических пленок магнетита, формируемых методом импульсного лазерного осаждения на подложке из кремния при добавлении подслоя железа. Изучено влияние последовательности расположения слоев $\text{Fe}/\text{Fe}_3\text{O}_4$ и $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Fe}$ на магнитные характеристики этих структур. Оказалось, что увеличение намагниченности насыщения, а также формирование прямоугольной формы петли гистерезиса со значением коэрцитивной силы, приемлемой для применений тонкопленочного магнетита в качестве магнито жесткого электрода магнитного туннельного перехода, наблюдается только для последовательности расположения слоев $\text{Fe}/\text{Fe}_3\text{O}_4$. Изучалось влияние температуры вакуумного отжига на магнитные свойства поликристаллических образцов структуры $\text{Fe}/\text{Fe}_3\text{O}_4$. Обнаружено, что наилучший результат достигается при температуре отжига 500°C . Сформулирована феноменологическая модель описания магнитных свойств двухслойной магнитной поликристаллической структуры $\text{Fe}/\text{Fe}_3\text{O}_4$. Результаты численных расчетов показали, что введение всего лишь двух феноменологических анизотропных взаимодействий в выражение для энергии пленки позволяет качественно описать наблюдаемые экспериментальные данные по форме петель гистерезиса.

Работа проводилась в рамках Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ГК № 02.740.11.0550, П148, 16.120.11.5545-МК.

1. Введение

Оксид железа Fe_3O_4 является одним из перспективных материалов для использования в приложениях спинтроники. Согласно расчетам зонной структуры, этот ферри-магнитный оксид является полуметаллом [1–3], потенциально обладает высокими значениями спиновой поляризации, которая определяет величину магнитосопротивления — основную характеристику магнитных туннельных переходов (МТП) [4], и имеет высокую температуру Кюри ($T = 858\text{C}$) [5]. Это позволяет утверждать, что величина спиновой поляризации сохраняет свое значение и при комнатной температуре. Последнее в свою очередь дает возможность использовать наноразмерные слои магнетита в качестве высокочувствительных магнитных сенсоров и элементов энергонезависимой магнитной памяти на основе МТП [6,7]. Многочисленные исследования тонкопленочных слоев оксида железа показали, что магнитные свойства [8], удельное сопротивление [9,10], магнитосопротивление [7,11] пленок Fe_3O_4 не только отличаются от свойств объемного образца, но и включают ряд аномалий. В частности, магнитный момент выходит из плоскости пленки в нулевом магнитном поле, поле насыщения имеет значительно большее значение, чем в объемном монокристалле, наблюдается суперпарамагнитное поведение образца [6,8,12,13]. Эти проявления аномальных свойств не позволяют непосредственно использовать тонкопленочный оксид железа в качестве магнито жесткого электрода для МТП.

Для улучшения магнитных и транспортных свойств при формировании пленок магнетита использовались различные магнитные буферные слои, такие как Fe и Cr. Было обнаружено [14] значительное изменение магнитных свойств эпитаксиальных тонких пленок ($\sim 10\text{nm}$) $\text{Fe}_3\text{O}_4(001)$, выращенных на тонких буферных слоях $\text{Fe}(001)$ и $\text{Cr}(001)$ ($\sim 2\text{nm}$) на подложке $\text{MgO}(001)$, по сравнению с магнитными свойствами структур $\text{MgO}(001)/\text{Fe}_3\text{O}_4(001)$ без подслоя. Так, для структур с буферным слоем были получены более высокие значения намагниченности насыщения, в несколько раз превосходящие значения намагниченности насыщения отдельных слоев. В литературе сообщается об улучшении магнитных свойств тонкопленочных слоев магнетита и в поликристаллических структурах, синтезированных на нейтральных подложках, например кремниевых [8].

В настоящей работе исследовались магнитные свойства поликристаллических пленок магнетита, сформированных на подложке предокисленного кремния методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО). Основной практической целью работы было формирование тонкопленочных слоев магнетита, приемлемых для создания магнито жесткого электрода для МТП на их основе. Проверялось влияние последовательности расположения слоев $\text{Fe}/\text{Fe}_3\text{O}_4$ и $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Fe}$ с толщинами слоев 12 и 45 nm для Fe и Fe_3O_4 соответственно на магнитные характеристики этих пленок. Также изучалось влияние температуры вакуумного отжига на магнитные свойства поликристаллических образцов структуры $\text{Fe}/\text{Fe}_3\text{O}_4$.

Установлено, что улучшение магнитных свойств пленок наблюдается для последовательности расположения слоев Fe/Fe₃O₄. Сюда следует отнести увеличение намагниченности насыщения совместно с изменением формы петли гистерезиса от наклонной с малыми значениями коэрцитивной силы до прямоугольной с большими значениями, приемлемыми для использования образца в качестве магнитожесткого электрода для МТП. При этом наилучший результат достигался при температуре вакуумного отжига 500°C.

Для объяснения наблюдаемых изменений формы петли гистерезиса была сформулирована феноменологическая модель двухслойной магнитной поликристаллической пленки. В этой модели предполагается, что распределение осей легкого намагничивания в кристаллитах в плоскости пленки изотропное. Учитываются также сильное взаимодействие через антифазные границы зерен [14] в магнетите и взаимодействие между пленками железа и магнетита. Проведенные нами расчеты показали, что введение всего лишь двух феноменологических анизотропных взаимодействий в выражение для энергии пленки позволяет качественно объяснить наблюдаемые экспериментальные особенности магнитных свойств тонкопленочного магнетита. Для одиночной пленки Fe₃O₄ расчеты дают более высокое значение поля насыщения по сравнению с объемным образцом и приводят к наклонной форме петли гистерезиса. Для бислойной тонкопленочной структуры Fe/Fe₃O₄ расчеты дают более низкие значения поля насыщения и увеличенное значение коэрцитивной силы по сравнению с одиночной пленкой магнетита, а также приводят к прямоугольной форме петли гистерезиса.

В разделе 2 описана методика формирования образцов и представлены экспериментальные данные. В разделе 3 сформулирована феноменологическая модель двухслойной магнитной поликристаллической пленки. В разделе 4 представлены результаты численных расчетов и проведено сравнение с экспериментом. В разделе 5 содержатся выводы.

2. Методы получения пленок и экспериментальные результаты

Образцы тонкопленочных структур Fe/Fe₃O₄ были сформированы методом ИЛО на подложке Si/SiO₂ при различных условиях (см. таблицу). Толщины слоев измерялись методом обратного резерфордовского рассеяния. Проведенные исследования фазового и химического состава методами спектроскопии вынужденного комбинационного рассеяния и Оже-электронной спектроскопии соответственно подтверждают формирование заданных фаз материалов в структурах (данные не приведены). Исследования магнитных свойств тонкопленочных структур проводились на вибрационном магнитометре фирмы LakeShore (серия 7400) с чувствительностью

Экспериментальные данные, полученные для различных структур

№ п/п	Структура	T _{анн} , °C	H _c , Oe	M _s , emu/cm ³
1	Si/SiO ₂ /Fe ₃ O ₄ (45 nm)/Fe(12 nm)	450	1000	150
2	Si/SiO ₂ /Fe(12 nm)/Fe ₃ O ₄ (45 nm)	450	210	600
3	Si/SiO ₂ /Fe(10 nm)/Fe ₃ O ₄ (20 nm)	20	10	490
		200	10	620
		350	95	670
		500	110 (85)	760 (780)
4	MgO/Fe ₃ O ₄ (20 nm) [15]		225	310
5	MgO/Fe(8 nm)/Fe ₃ O ₄ (20 nm) [15]		85	870
6	MgO/Cr(4 nm)/Fe ₃ O ₄ (20 nm) [15]		395	475

по магнитному моменту $\sim 10^{-6}$ emu в диапазоне полей ± 23 kOe.

Для исследования влияния последовательности взаимного расположения слоев на магнитные характеристики структур Fe/Fe₃O₄ в настоящей работе методом ИЛО при одинаковых условиях была сформирована серия образцов (выращивание при комнатной температуре с последующим вакуумным отжигом до $T = 450^\circ\text{C}$), отличающихся только расположением слоев Fe/Fe₃O₄ и Fe₃O₄/Fe с толщинами 12 и 45 nm для Fe и Fe₃O₄ соответственно. Результаты исследования магнитных свойств данной серии образцов демонстрируют существенное различие характеристик петли гистерезиса (рис. 1). Анализ экспериментальных данных показывает, что введение дополнительного слоя Fe на подложку Si/SiO₂ и последующий вакуумный отжиг приводят к существенному изменению магнитных свойств пленки Fe₃O₄: петля гистерезиса становится прямоугольной. Намагниченность насыщения наступает при существенно

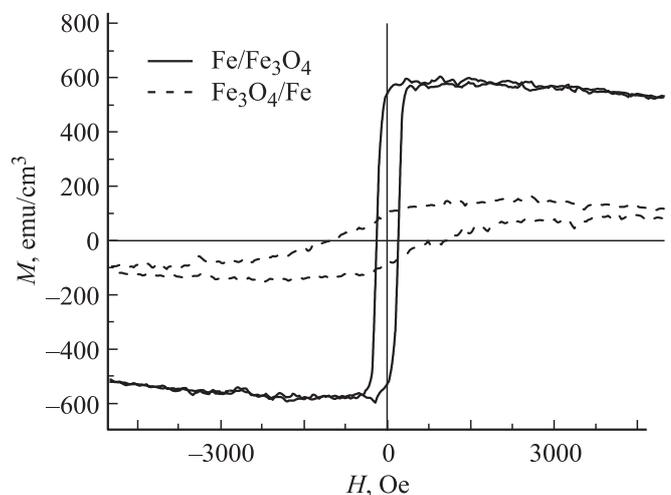


Рис. 1. Петли гистерезиса бислойных структур Fe/Fe₃O₄ и Fe₃O₄/Fe, измеренные методом вибрационной магнитометрии.

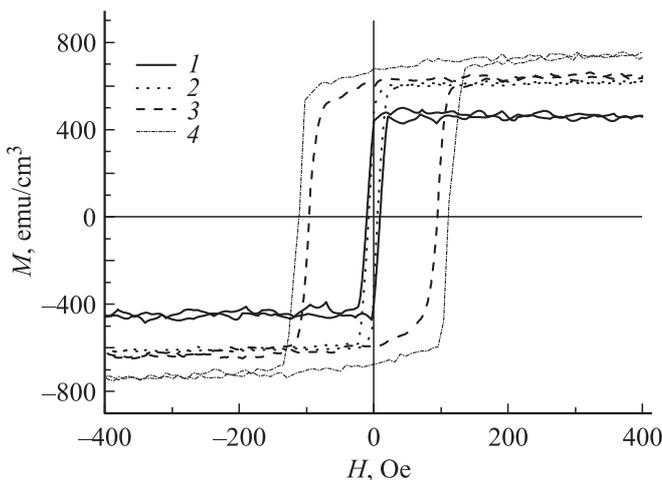


Рис. 2. Петли гистерезиса бислоистой структуры Fe/Fe₃O₄, отожженной в вакууме при разных температурах $T = 20$ (1), 200 (2), 350 (3) и $T = 500^\circ\text{C}$ (4).

более низких полях 250–350 Oe (рис. 1) по сравнению с полями насыщения магнетита Fe₃O₄, выращенного на Si-подложке, для которого насыщение не достигалось вплоть до полей в 15 kOe [8].

С целью исследования влияния температуры вакуумного отжига на структурные и магнитные свойства однородный поликристаллический образец структуры Fe/Fe₃O₄ на подложке Si/SiO₂, изготовленный при комнатной температуре методом ИЛО, был разделен на четыре части, три из которых затем отжигались в вакууме при температурах в 200, 350 и 500°C. На рис. 2 приведены петли гистерезиса данной серии образцов. Анализ экспериментальных данных показывает, что до проведения вакуумного отжига магнитные характеристики бислоя Fe/Fe₃O₄ ($H_c \approx 10$ Oe, $M_S \approx 500$ emu/cm³) соответствуют значениям, получаемым на отдельных слоях Fe [16]. При дальнейшем вакуумном отжиге с повышением температуры наблюдается уширение петли гистерезиса и достижение при $T_{\text{ann}} = 400\text{--}500^\circ\text{C}$ значений $H_c \approx 115$ Oe, $M_S \approx 760$ emu/cm³.

Сходное поведение наблюдалось и в ориентированных пленках, выращенных различными методами на подложках MgO, Al₂O₃. Для насыщения намагниченности кристаллических пленок на подложке MgO необходимо было приложить большие поля (намагниченность не достигала насыщения вплоть до полей 21 kOe [8]), чем для насыщения пленок на подложке Si/SiO₂. Более того, отжиг образцов пленок при различных температурах и в разных режимах не оказывал существенного влияния на величину поля насыщения. Кроме того, абсолютные значения намагниченности в системах Fe/Fe₃O₄ значительно выше (при температуре отжига 500°C $M_S \sim 760$ emu/cm³), чем в Fe₃O₄ ($M_S = 480$ emu/cm³ для объемного образца), и сравнимы со значениями, полученными в эпитаксиальных пленках Fe/Fe₃O₄ на

подложке MgO. В работе [14] указывается, что наибольшая намагниченность насыщения $M_S = 970$ emu/cm³ обнаружена у образца с толщиной слоя Fe в 8 nm и достигается в поле 10 kOe. Кроме того, в этой работе было установлено, что в отличие от образца Fe₃O₄ в образцах Fe/Fe₃O₄ абсолютное значение намагниченности насыщения зависит от режима отжига. Важным является тот факт, что коэрцитивная сила изученных образцов (см. таблицу) в несколько раз больше по сравнению с коэрцитивной силой тонкой пленки магнетита и коэрцитивной силой пленки Fe (10–15 Oe) и достигает требуемых для реализации МТП значений (100–200 Oe). При этом форма петли гистерезиса становится прямоугольной в отличие от исходной петли гистерезиса тонкой пленки Fe₃O₄.

3. Модель двухслойной магнитной поликристаллической пленки

Целью данного раздела является формулировка феноменологической модели двухслойной магнитной поликристаллической пленки.

В ряде работ было экспериментально продемонстрировано, что электрическое сопротивление и магнито-транспортные свойства пленок Fe₃O₄ целиком зависят от плотности антифазных границ (АФГ): электрическое сопротивление росло с уменьшением толщины пленки и с ростом плотности АФГ [17]. В работах [15,16] было обнаружено существование АФГ в поликристаллических пленках, выращенных на подложке из Si(100). При этом форма границ, так же как и в случае эпитаксиальных пленок, является нерегулярной, размер домена варьируется от 5 до 15 nm (для эпитаксиальных пленок от 30 до 300 nm). Также было обнаружено, что ни температура подложки, ни метод приготовления пленок не влияют на плотность АФГ. Можно предположить, что механизм образования АФГ не зависит ни от природы подложки, ни от метода получения пленки, а, скорее всего, определяется природой самого оксида [17].

Поэтому будем считать, что тонкая пленка Fe₃O₄ представляет собой совокупность однородно намагниченных доменов, геометрически совпадающих с кристаллитами, разделенными АФГ, на которых взаимодействие носит преимущественно антиферромагнитный характер. При этом каждый домен характеризуется собственными осями легкого намагничивания. Будем предполагать, что магнитное поле ориентировано вдоль x -оси, а вектор намагниченности каждого домена лежит в плоскости пленки. Предполагается также, что в плоскости пленки кристаллиты ориентированы вдоль грани (001). Распределение осей легкого намагничивания совокупности доменов в плоскости пленки будем считать изотропным. Последнее опирается на тот факт, что отсутствует угловая зависимость резонансных полей в дополнительных проведенных экспериментах по ферромагнитному резонансу при намагничивании в плоскости пленки.

Запишем модельную энергию на единицу площади взаимодействующей магнитной двухслойной пленки следующим образом:

$$E = -d_1 \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \left\{ \frac{K_{11}}{8} \cos[4(\varphi_1(\phi) - \phi)] + M_1 h \cos(\varphi_1(\phi)) \right\} d\phi - d_2 \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \left\{ \frac{K_{12}}{8} \cos[4(\varphi_2(\phi) - \phi)] + M_2 h \cos(\varphi_2(\phi)) \right\} d\phi - \alpha \frac{m_1^2}{2} d_1 - \beta m_1 m_2. \quad (1)$$

Величинам, относящимся к пленкам магнетита и железа, соответствуют индексы $i = 1, 2$ соответственно. В выражении (1) d_i — толщины слоев, K_{1i} — первые константы анизотропии для кристаллитов с кубической симметрией, M_i — магнитные моменты насыщения единиц объемов, φ_i — азимутальные углы отклонения моментов кристаллитов, ϕ — угол поворота осей легкого намагничивания кристаллитов, отсчитываемый от x -оси. Величины m_i представляют собой нормированные средние проекции моментов пленок на ось x

$$m_i = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos(\varphi_i(\phi)) d\phi. \quad (2)$$

Теперь обсудим два последних слагаемых в выражении (1). Сначала рассмотрим взаимодействие доменов через (АФГ). Будем считать, что в процессе намагничивания вращение моментов доменов происходит некогерентно. Это справедливо по крайней мере в небольших полях. Тогда в нулевом приближении поперечное взаимодействие (по отношению к направлению поля) можно исключить, и мы приходим к первому из двух последних слагаемых. Параметр взаимодействия $\alpha < 0$, что соответствует преимущественно антиферромагнитному взаимодействию на АФГ в магнетите. Аналогично запишем взаимодействие между пленками магнетита и железа в анизотропном виде. Сразу заметим, что лишь запись феноменологических слагаемых в виде анизотропных взаимодействий позволяет описать совокупность экспериментальных данных.

Для численных расчетов интегралы в (1) заменяются суммами

$$E = -\frac{1}{N} \sum_{i=1}^2 d_i \sum_{n=1}^N \left\{ \frac{K_{1i}}{8} \cos[4(\varphi_{in} - \phi_n)] + M_i h \cos(\varphi_{in}) \right\} - \frac{\alpha}{2} m_1^2 d_1 - \beta m_1 m_2, \\ m_i = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \cos(\varphi_{in}), \quad \phi_n = \frac{\pi(n-1)}{2N}, \quad n = 1, \dots, N.$$

При построении петли гистерезиса решалась система динамических уравнений следующего вида:

$$\left. \begin{aligned} \dot{\phi}_{1n} + \lambda_1 \phi_{1n} &= -a_1 \left[\frac{K_{11}}{2} \sin[4(\varphi_{1n} - \phi_n)] + (M_1 h(t) + \alpha m_1 + \beta m_2/d_1) \sin(\varphi_{1n}) \right], \\ \dot{\phi}_{2n} + \lambda_2 \phi_{2n} &= -a_2 \left[\frac{K_{12}}{2} \sin[4(\varphi_{2n} - \phi_n)] + (M_2 h(t) + \beta m_1/d_2) \sin(\varphi_{2n}) \right], \quad n = 1, \dots, N. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Выражения в квадратных скобках в системе $2N$ уравнений (3) представляют собой левые части статических условий равновесия для каждого из углов направления легких осей ϕ_n . Но при заданном магнитном поле система статических уравнений может иметь в общем случае не одно, а множество метастабильных решений. Поэтому динамический подход к построению петель гистерезиса при медленной развертке поля в одну и другую сторону более соответствует реальной экспериментальной ситуации. Далее, уравнения (3) являются следствием уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта в силу большой величины магнитостатической анизотропии в тонкой пленке и отражают тот факт, что магнитный момент домена при „движении“ располагается в основном в плоскости пленки. Дополнительные параметры в уравнениях (3) равны

$$a_i = 4\pi\gamma_i^2, \quad \lambda_i = 4\pi G_i. \quad (4)$$

В соотношениях (4) величины γ_i , G_i есть гиромагнитные отношения и параметры затухания в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта соответственно. Для простоты мы положили $a_1 = a_2 = a$, $\lambda_1 = \lambda_2$. В силу произвольности выбора размерности временной компоненты параметр a можно положить любым.

Введя производные $G_{in}(t) = \dot{\phi}_{in}$, получим систему $4N$ дифференциальных уравнений первого порядка. Такая система решалась при заданных начальных условиях при медленной развертке поля в одну и другую сторону с использованием стандартной процедуры Рунге–Кутты.

4. Результаты расчетов

В этом разделе мы рассмотрим петли гистерезиса, получаемые в результате численного решения динамической системы уравнений (3). Число разбиений было выбрано $N = 50$.

На рис. 3 построены петли гистерезиса для не взаимодействующих между собой ($\beta = 0$) пленок железа и магнетита. Величины моментов насыщения были положены равными следующим значениям: $M_1 = 450 \text{ emu/cm}^3$,

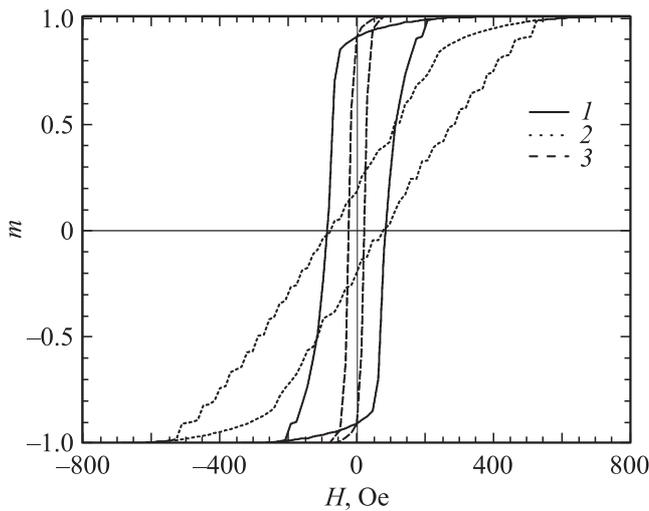


Рис. 3. Нормированные расчетные петли гистерезиса не взаимодействующих пленок магнетита при $\alpha = 0$ (1) и $-1.6 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ (2) и железа (3). Остальные параметры расчетов следующие: $d_1 = 20 \text{ nm}$, $d_2 = 10 \text{ nm}$, $K_{11} = -0.5 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$, $K_{12} = 0.35 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$, $M_1 = 450 \text{ emu/cm}^3$, $M_2 = 1400 \text{ emu/cm}^3$.

$M_2 = 1400 \text{ emu/cm}^3$, что обеспечивает величину результирующей намагниченности насыщения пленки

$$M = \frac{M_1 d_1 + M_2 d_2}{d_1 + d_2} \cong 760 \text{ emu/cm}^3.$$

Это значение соответствует моменту насыщения пленки Fe(10 nm)/Fe₄O₄(20 nm) с температурой отжига 500°C (см. таблицу). Далее все расчеты связаны именно с этим образцом. Величины энергии анизотропии магнетита и железа были положены равными $K_{11} = -0.5 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ и $K_{12} = 0.35 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$. Для изолированных пленок магнетита и железа данные величины энергии анизотропии приводят к значениям коэрцитивной силы 85 и 20 Oe соответственно (рис. 3). На рис. 3 показаны петли гистерезиса пленки магнетита как без учета взаимодействия между доменами ($\alpha = 0$), так и при учете последнего ($\alpha = -1.6 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$). Видно, что при усилении эффективного антиферромагнитного взаимодействия между доменами в магнетите $\alpha < 0$ петля гистерезиса становится наклонной и имеет большую величину поля насыщения h_s . Увеличение поля насыщения следует из оценки

$$h_s = \frac{2|K_{11}| + |\alpha|}{M_1}.$$

При этом величина коэрцитивной силы (обозначаемой в дальнейшем $h_C^{(0)}$) практически не меняется и остается равной 85 Oe, как и при $\alpha = 0$. Заметим, что ступеньки на гистерезисных кривых на рис. 3 — результат конечного числа разбиений ($N = 50$).

При добавлении слоя железа результат будет определяться величинами α, β и толщинами пленок.

На рис. 4 для взаимодействующих между собой ($\beta/d_1 = 1.2 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$) пленок железа и магнетита построена результирующая петля гистерезиса в соответствии с формулой

$$M(h) = \frac{d_1 M_1 m_1(h) + d_2 M_2 m_2(h)}{d_1 + d_2}. \quad (5)$$

Ясно, что увеличение взаимодействия пленок β приводит сначала к потере независимого перемагничивания пленок. Дальнейшее увеличение взаимодействия пленок способствует тому, что петля становится прямоугольной, величина коэрцитивной силы увеличивается, а поле насыщения уменьшается. При превышении некоторого критического значения $\beta > \beta_c$ величина коэрцитивной силы становится больше $h_C^{(0)}$. Критическое значение параметра взаимодействия β можно оценить следующим образом. Ввиду малости величины энергии анизотропии в пленке железа пренебрежем последней. Тогда из второго уравнения в системе (3) при $h = -h_C^{(0)}$ следует равенство

$$-M_2 h_C^{(0)} + \beta_c m_1/d_2 = 0.$$

Величину m_1 оценим исходя из соотношения $\alpha m_1 + \beta m_2/d_1 = 0$. При этом $m_2 \cong 1$, поскольку для пленки железа момент m_2 быстро меняется от +1 до -1 в узком интервале полей вблизи $h = -h_C^{(0)}$. В итоге получим оценку (справедливую при повышенных значениях параметра α)

$$\beta_c = \sqrt{|\alpha| M_2 h_C^{(0)} d_1 d_2}. \quad (6)$$

Для рассматриваемого случая оценка (6) дает $\beta_c/d_1 \cong 10^5 \text{ erg/cm}^3$. Из рис. 4 видно, что при $\beta/d_1 = 1.2 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ ($\beta > \beta_c$) форма петли гистерезиса уже почти прямоугольная и величина коэрцитивной

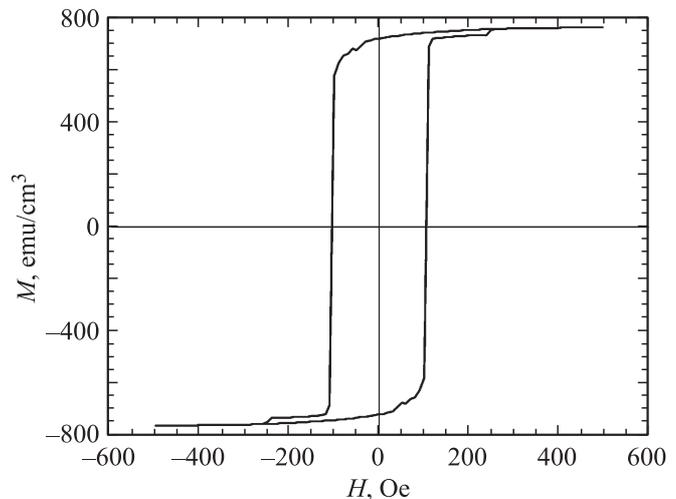


Рис. 4. Результирующая расчетная петля гистерезиса взаимодействующих пленок магнетита и железа при $\beta/d_1 = 1.2 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ и $\alpha = -1.6 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$. Остальные параметры расчетов те же, что и для рис. 3.

силы $h_C \cong 110 \text{ Oe} > h_C^{(0)} \cong 85 \text{ Oe}$. Данная петля гистерезиса на рис. 4 качественно соответствует экспериментальной (кривая 4 на рис. 2). Таким образом, сформулированная в разделе 3 простая модель ферромагнитной поликристаллической пленки в принципе способна описывать наблюдаемые экспериментальные данные и восстанавливать параметры пленки.

5. Заключение

Из анализа представленных в настоящей работе петель гистерезиса поликристаллических пленок магнетита, формируемых методом импульсного лазерного осаждения на подложке из кремния при добавлении подслоя железа, можно сделать следующие выводы. Улучшение магнитных свойств тонкопленочного образца наблюдалось для последовательности расположения слоев Fe/Fe₃O₄. При этом происходило увеличение намагниченности насыщения, форма петли гистерезиса становилась прямоугольной, коэрцитивная сила увеличивалась до значения, приемлемого для магнито жесткого электрода МТП (~ 100 Oe).

Изучалось влияние температуры вакуумного отжига на магнитные свойства поликристаллических образцов структур Fe/Fe₃O₄. Наилучший результат достигался при температуре вакуумного отжига 500°C.

Сформулирована феноменологическая модель двухслойной магнитной поликристаллической пленки. В этой модели взаимодействия между доменами в пленке магнетита и между слоями железа и магнетита записывались феноменологически с учетом анизотропии этих взаимодействий. Результаты численных расчетов показали, что используемая модель позволяет качественно описать наблюдаемые экспериментальные данные по форме петель гистерезиса.

Список литературы

- [1] Z. Zhang, S. Satpathy. Phys. Rev. B **44**, 13 319 (1991).
- [2] A. Yanase, K. Siratory. J. Phys. Jpn. **53**, 312 (1984).
- [3] Y. Dedkov, U. Rudiger, G. Gutherodt. Phys. Rev. B **65**, 914 428 (2002).
- [4] M. Julliere. Phys. Lett. A **54**, 225 (1975).
- [5] S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, K. Roche, M. Samant. Proc. IEEE **91**, 661 (2003).
- [6] J. Daughton. Thin Solid Films **216**, 162 (1992).
- [7] J. Daughton. J. Appl. Phys. **81**, 3758 (1997).
- [8] D. Margulies, F. Parker, F. Spada, R. Goldmann, J. Chapman, P. Aitchison, A.E. Berkowitz. Phys. Rev. B **53**, 9175 (1996).
- [9] M. Ziese, H. Blythe. J. Phys.: Cond. Matter **12**, 13 (2000).
- [10] W. Eerenstein, T. Palstra, T. Hibma, S. Celotto. Phys. Rev. B **66**, 201 101 (2002).
- [11] J. Coey, A. Berkowitz, L. Balcells, F. Putris, F. Parker. Appl. Phys. Lett. **72**, 734 (1998).
- [12] D. Margulies, F. Parker, M. Rudee, F. Spada, P.R. Chapman, P. Aitchison, A.E. Berkowitz. Phys. Rev. Lett. **79**, 5162 (1997).
- [13] T. Hibma, F.C. Voogt, L. Niesen, P.A.A. van den Heijden, W.J.M. de Jonge, J.J.T.M. Donker, P.J. van der Zaag. J. Appl. Phys. **85**, 5291 (1999).
- [14] C. Magen, E. Snoeck, U. Luders, J.F. Bobo. J. Appl. Phys. **104**, 013 913 (2008).
- [15] W.L. Zhou, K.-Y. Wang, C.J. O'Connor, J. Tang. J. Appl. Phys. **89**, 7398 (2001).
- [16] Y. Peng, C. Park, D. Lauglin. J. Appl. Phys. **93**, 7957 (2003).
- [17] A.V. Ramos, J.-B. Moussy, M.-J. Guittet, A.M. Bataille, M. Gautier-Soyer, M. Viret, C. Gatel, P. Bayle-Guillemaud, E. Snoeck. J. Appl. Phys. **100**, 103 902 (2006).