

PACS numbers: 75.30.Gw, 75.50.Tt, 75.70.-i, 75.75.-c, 76.50.+g, 85.75.Bb

Проявление перпендикулярной анизотропии в наногранулярных ферромагнитных плёнках

С. М. Рябченко, А. А. Тимофеев, В. М. Калита, А. Ф. Лозенко,
П. А. Троценко, О. В. Стогней*, А. В. Ситников*

*Институт физики НАН Украины,
просп. Науки, 46,
03028 Киев, Украина*

**Воронежский государственный технический университет,
Московский просп., 14,
394026 Воронеж, Россия*

Исследованы магнитные и магниторезонансные свойства наногранулярных плёнок $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ в зависимости от концентрации кобальта в композите x . Плёнки $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ толщиной 5 мкм выращены на ситалловой подложке по технологии ионно-лучевого распыления. По результатам магнитостатических исследований установлено, что у плёнок с объёмной фракцией кобальта, меньшей порога перколяции, наблюдается одноосная анизотропия с лёгкой осью, ориентированной перпендикулярно плоскости плёнки. Температурные исследования магнитостатических свойств вышеупомянутых плёнок показали, что перпендикулярная анизотропия связана именно с анизотропией гранул. Исследования ферромагнитного резонанса также подтверждают наличие перпендикулярной анизотропии. Выявлены особенности ферромагнитного резонанса при перпендикулярном намагничивании в плёнках с перпендикулярной анизотропией гранул.

Досліджено магнетні і магнеторезонансні властивості наногранульованих плівок $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ в залежності від концентрації кобальту в композиті x . Плівки $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ завтовшки 5 мкм вирощено на ситаловім підложжі за технологією йонно-променевого розпорощення. За результатами магнетостатичних досліджень встановлено, що у плівок з об'ємною фракцією кобальту, меншою за поріг перколяції, спостерігається одновісна анизотропія з легкою віссю, яка орієнтована перпендикулярно площині плівки. Температурні дослідження магнетостатичних властивостей вищезгаданих плівок показали, що перпендикулярна анизотропія пов'язана саме з анизотропією гранул. Дослідження ферромагнетного резонансу також підтверджують наявність перпендикулярної анизотропії. Виявлено особливості ферромагнетного резонансу при перпендикулярному магнетуванні в плівках з перпендикулярною анизотропією гранул.

Magnetic and magnetoresonance properties of the nanogranular ferromagnetic $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ films are investigated in a wide range of the cobalt concentration (x) within the nanocomposite. The films with the nominal thickness of 5 μm were deposited on the glass ceramics substrates by the ion beam-assisted deposition technique. The results of the magnetostatic investigation manifest a presence of the perpendicular uniaxial anisotropy with the easy axis directed along the normal of the films. The last one is conserved for all the samples with a volume fraction of the cobalt below the percolation threshold. The temperature-variation investigations of the magnetostatic properties of the above-mentioned films show that the perpendicular anisotropy is conditioned by the oriented anisotropy of the granules. Ferromagnetic resonance measurements prove a presence of the perpendicular anisotropy. Features of ferromagnetic resonance in perpendicular magnetic field are revealed in the films with perpendicular anisotropy of granules.

Ключевые слова: гранулярные ферромагнитные плёнки, суперпарамагнетизм, перпендикулярная анизотропия, магнитный резонанс, магнитостатические измерения.

(Получено 19 октября 2010 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение физических свойств магнитных наноструктур является одной из актуальных задач нанофизики. Магнитные наноструктуры демонстрируют целый ряд новых явлений и эффектов, среди которых: гигантское (туннельное) магнитосопротивление в многослойных ферромагнитных гетероструктурах с немагнитными (изолирующими) прослойками [1–3], передача спинового углового момента, которая приводит к параллельной ориентации направлений намагниченности двух слоёв, разделённых немагнитной прослойкой и через которые пропускается электрический ток определённой величины [4–8], суперпарамагнетизм и т.д. Мотивация исследования таких объектов носит не только фундаментальный характер, но и прикладной. Некоторые разработки в этой области сегодня уже коммерциализированы и широко применяются в повседневной жизни. Наиболее ярким примером является открытие явления гигантского магнитосопротивления в трёхслойных гетероструктурах Fe/Cr/Fe [2, 3], результатом которого стало применение подобных наноструктур в качестве головок считывания информации в жёстких дисках. Кроме того, ансамбли магнитных наночастиц перспективны в качестве носителей информации со сверхвысокой плотностью записи. Особое место занимает их применения в биомедицинской отрасли (доставка лекарств, гипертермия и др.) [9–12].

Известно, что для частиц с линейными размерами меньше определённого критического (в зависимости от соотношения обменной

энергии и энергии анизотропии [13]) становится энергетически выгодным магнитнооднородное состояние (однодоменность). Однодоменным частицам присуще явление суперпарамагнетизма, суть которого заключается в квазипарамагнитном характере намагничивания. Флуктуации направления намагниченности однодоменных наночастиц эффективно усредняются за время регистрации (время измерения которое задаётся условиями эксперимента и типом экспериментальной методики). Благодаря этому, несмотря на то, что в каждый момент времени намагниченность частицы равна намагниченности насыщения, усреднённое за время измерения значение намагниченности в нулевом магнитном поле равно нулю. Если частицы не имеют заметной магнитной анизотропии, то намагничивание будет происходить равновесно и описываться функцией Ланжевена (см., например, [13]).

Наличие магнитной анизотропии (кристаллографической, поверхностной, либо анизотропии формы) в однодоменных наночастицах кардинально меняет характер намагничивания. Ниже определённой температуры, — температуры блокировки T_b , — в намагничивании ансамбля возникает заметная неравновесность. Появляется гистерезис намагниченности, связанный с замедлением времени релаксации намагниченности ансамбля. Энергетический барьер, обусловленный магнитной анизотропией, разделяет энергетически выгодные ориентации магнитного момента частицы, и, если энергия анизотропии значительно выше энергии термических флуктуаций, магнитный момент частицы блокируется на достаточно длительное время. Вероятность перехода через барьер в большинстве случаев описывается при этом законом Аррениуса (см., например, [13, 14]). Значение T_b зависит от величины анизотропии, объёма частицы и времени измерения. Экспериментальные исследования модификации кривых перемагничивания с температурой в большинстве случаев позволяют установить тип анизотропии частиц, пространственную ориентацию лёгких осей намагничивания частиц в ансамбле, их объём и дисперсию по этим параметрам.

Типичными представителями магнитных наноструктур, которые демонстрируют большинство описанных выше эффектов, являются наногранулярные ферромагнитные плёнки [15]. Такие плёнки — это композитные материалы, состоящие из ферромагнитных гранул нанометрового масштаба, помещённых в немагнитную матрицу. В качестве матриц используются как металлы, так и диэлектрики. Широкий интерес к изучению таких объектов во многом связан с относительной простотой технологии их получения.

В основу технологии положены совместное осаждение (распыление) магнитного и немагнитного компонентов на подложку. При этом компоненты не должны размешиваться и растворяться друг в друге. Именно это и приводит к разделению фаз в процессе роста и формиро-

ванию гранулированной структуры типа «ферромагнитные гранулы– немагнитная матрица». Дополнительный отжиг (термообработка) после осаждения позволяет значительно улучшить такие параметры гранулированной системы, как дисперсия по размерам и геометрии наночастиц, толщина переходного слоя «гранула–матрица» и др. Очень часто для получения подобных структур применяется магнетронное распыление. Объёмная фракция ферромагнитного компонента задаётся геометрией расположения ионных источников относительно подложки и относительной мощностью распыления компонентов.

В данной работе исследованы магнитостатические и магниторезонансные свойства гранулярных ферромагнитных плёнок $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$. Основным результатом работы является обнаружение перпендикулярной ростовой анизотропии гранул с полем анизотропии, достигающим $\mu_0 H_a = 250$ мТ (μ_0 — магнитная проницаемость вакуума). Данные объекты могут представлять интерес в качестве носителей информации со сверхвысокой плотностью записи.

2. ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПЛЁНОК

Наногранулярные ферромагнитные плёнки толщиной 5 мкм были получены методом магнетронного распыления сложных мишеней в атмосфере аргона. В процессе напыления в вакуумную камеру добавлялся кислород с парциальным давлением $3,2 \cdot 10^{-5}$ Торр, что было необходимо для обеспечения формирования оксида алюминия с составом близким к стехиометрическому. Несмотря на это, состав диэлектрической матрицы у полученных образцов демонстрировал небольшой дефицит кислорода. Размеры мишени (270×80 мм), а также её конструкция (выплавленная кобальтовая основа, на поверхности которой несимметрично закреплялись навески из керамических пластинок Al_2O_3) позволили в одном процессе распыления получить наногранулярные плёнки в широком концентрационном диапазоне ферромагнитного компонента. После распыления плёнки подложка разрезалась на 75 полосок по 3 мм шириной каждая. При этом состав композита варьировался в пределах одной полоски не более чем на 0,5 ат.%. Из полученных 75 полосок выбиралось пять, и методом рентгеновского электронно-зондового микроанализа определялся их состав. Результаты измерений, которые были представлены в виде функции «состав–номер образца», аппроксимировались многочленом, коэффициенты которого позволяли определить состав любого образца для данных условий распыления. Точность аппроксимации проверялась дополнительными методиками и, как было установлено, была не хуже 0,1 ат.%. Средний размер гранул варьировался от 2 до 6 нм в зависимости от величины объёмной фракции кобальта в образце. Концентрационные зависи-

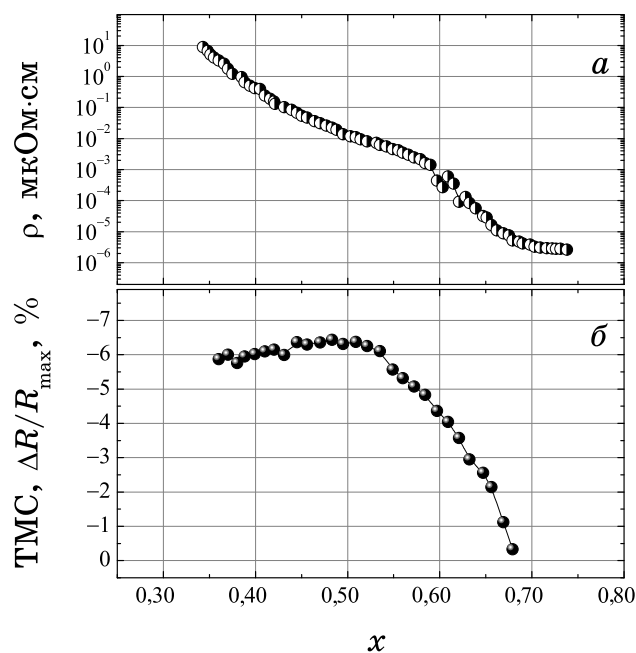


Рис. 1. Концентрационные зависимости удельного сопротивления (*a*) и туннельного магнитосопротивления (*б*) в наногранулярных плёнках $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$.

мости удельного сопротивления образцов демонстрируют резкое падение удельного сопротивления для $x > 0,62$ (рис. 1, *a*). Магнито-транспортные исследования гранулированных систем $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$, показали, что все образцы с $x < 0,67$ демонстрируют проявление эффекта туннельного магнитосопротивления (ТМС) (рис. 1, *б*), который в диапазоне концентраций ($0,55 < x < 0,67$) близких к порогу перколяции сопровождается проявлением изотропного положительного магнитосопротивления (ИПМС) [16]. На основе этих данных, а также магнитостатических исследований в широком диапазоне температур был определён порог перколяции в этой системе $x_p = 0,65-0,68$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Магнитостатические исследования выполнены на вибрационном магнетометре LDJ9500 с применением приставки для контроля и стабилизации температуры УТРЕКС К-43. В качестве хладагента использовался жидкий азот, который с помощью нагревателя, включённого в систему стабилизации температуры, испарялся, нагревался до нужной температуры и подавался в рабочий объём с образцом.

Магниторезонансные исследования выполнены на радиоспектрометре электронного парамагнитного резонанса RADIOPAN SE/X-2544 с частотой клистрона 9,3 ГГц и максимальной развёрткой магнитного поля до 1,05 Т.

3.1. Магнитостатические и магниторезонансные исследования

Анализ результатов магнитостатических исследований гранулированных плёнок $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$, выполненных при комнатной температуре для намагничивания параллельно плоскости плёнок показал, что по концентрации кобальта в плёнках все образцы можно разбить на три группы.

1. Значительно ниже порога перколяции ($x < 0,40$) кривые перемагничивания демонстрируют типичный суперпарамагнитный режим намагничивания, где форма кривых и наклон кривой вблизи нулевого магнитного поля модифицируются в зависимости от концентрации кобальта и температуры, при которой выполнялись измерения.

2. В диапазоне концентраций $0,44 < x < 0,61$ кривые перемагничивания (рис. 2, а) имеют характерный наклон кривой зависимости намагниченности M , нормированной на намагниченность насыщения M_s , от поля в малых полях, практически независимый от концентрации Co и температуры. Особого внимания заслуживает тот факт, что зависимость намагниченности от поля в достаточно широком интервале полей имеет линейный характер, а диапазон полей, в которых она сохраняет свою линейность, растёт по мере роста концентрации Co , достигая своего максимального значения для образцов с концентрацией кобальта 0,61 (рис. 2, рис. 3). Такое поведение может быть связано с присутствием одноосной анизотропии

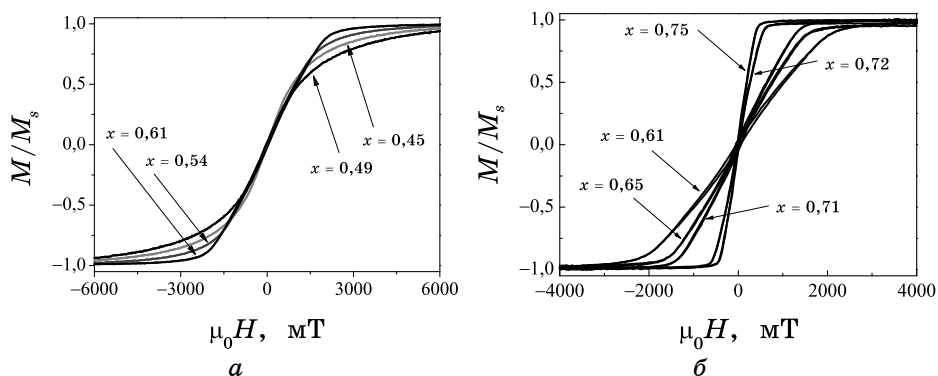


Рис. 2. Кривые перемагничивания для намагничивания в плоскости плёнки при $T = 300$ К для образцов с различной молярной концентрацией Co x .

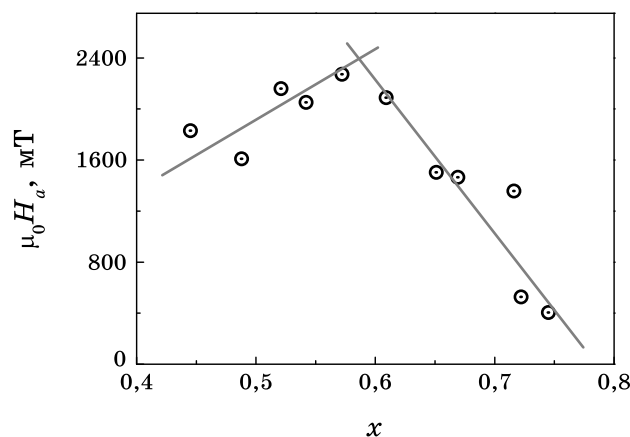


Рис. 3. Зависимость эффективного поля перпендикулярной анизотропии $\mu_0 H_{a\perp}$ от молярной концентрации кобальта для намагничивания в плоскости плёнки.

гранул, или кристаллографической или связанной с анизотропией формы частиц в плёнке, имеющих преимущественное направление ориентаций их осей лёгкого намагничивания в направлении перпендикулярном плоскости плёнки. Дополнительное экспериментальное изучение этих образцов показало, что форма кривых не изменяется при намагничивании в плоскости плёнок при разном направлении магнитного поля в плоскости плёнки. Таким образом, нужно считать, что у этих образцов в процессе роста формируется одноосная анизотропия с лёгкой осью намагничивания, ориентированной перпендикулярно плоскости плёнки. Следует также заметить, что поле перпендикулярной анизотропии для образца с концентрацией $x = 0,61$, определённое из экстраполяции линейного участка намагниченности, превышает величину $\mu_0 H_{a\perp} = 200$ мТ.

3. Для более высоких концентраций ($x > 0,61$) кривые перемагничивания (рис. 2, б) для намагничивания параллельно плоскости плёнки сохраняют линейность и все характерные признаки «трудного» намагничивания, но эффективное поле перпендикулярной анизотропии $H_{a\perp}$ с ростом концентрации уменьшается (рис. 3). Учитывая, что в этом концентрационном диапазоне происходит переход гранулярной системы через порог перколяции, изменение величины перпендикулярной анизотропии можно связать с нарастающим межгранульным взаимодействием, которое формирует коллективное состояние, магнитные свойства которого начинают доминировать над свойствами отдельных гранул.

Нужно заметить, что возникновение перпендикулярной анизотропии в гранулированных плёнках с толщиной, гораздо большей размеров гранул, — достаточно редкое явление, наблюдавшееся

лишь в нескольких работах других авторов [17–21]. Самоорганизация гранулярной среды в процессе роста плёнки достаточно сложный процесс, который зависит от многих технологических параметров. Поэтому однозначная интерпретация природы этой перпендикулярной анизотропии требует не только магнитной характеристики, но и рентгеноструктурного анализа, данных электронной микроскопии, магнитосиловой микроскопии и т.д. Тем не менее, наиболее вероятными причинами природы анизотропии могут быть две.

Первая — образование вытянутой, «столбчатой» формы гранул в процессе роста. Тогда анизотропия формы гранул, лёгкая ось намагничивания которой будет ориентирована перпендикулярно плоскости плёнки, будет определять величину магнитной анизотропии. В этом случае, изменение анизотропии с концентрацией, описанное выше, можно объяснить следующим образом. В процессе роста, для концентраций ниже порога перколяции, в плёнках формируется гранулированная структура из аморфных гранул или гранул с кубической кристаллической структурой, кристаллографическая анизотропия которой для Co невелика. Эти гранулы имеют форму одноосных эллипсоидов, ориентированных вытянутыми осями перпендикулярно плоскости плёнки. С ростом концентрации их форма практически не изменяется, а концентрация (и, возможно, объём) увеличиваются. Выше порога перколяции гранулы начинают сливаться («протекать» одна в другую), что уменьшает анизотропию их результирующей формы, а, соответственно, и магнитной анизотропии. Непонятным в этом случае остаётся вопрос слабой зависимости анизотропии формы гранул от концентрации ниже порога перколяции: почему рост гранул происходит при постоянной форме, обеспечивающей высокую степень монодисперсности? В то же время, достаточно высокое значение порога перколяции в этих системах говорит в пользу именно ориентированной анизотропии формы гранул.

Вторая возможная причина — кристаллографическая анизотропия самих гранул. Если предположить, что Co находится в гексагональной фазе, имеющей высокую кристаллографическую анизотропию, то тогда гранулы могут иметь значительный разброс по форме и размеру, но кристаллографическая анизотропия будет для всех одинаковой. А ориентированной она будет, только если все гранулы растут в гексагональной фазе с одинаково направленными осями лёгкого намагничивания. В нашем случае — перпендикулярными плоскости плёнки. Это маловероятно, хотя возможной причиной может быть возникновение выделенного направления для деформации плёнки.

Например, в процессе роста температура подложки может быть достаточно высокой, и гранулы формируются в аморфной фазе. Охлаждение до комнатной температуры сопровождается возникновением некоторой деформации, перпендикулярной плоскости плёнки, в свя-

зи с несогласованностью коэффициентов термического расширения плёнки и подложки. Это могло бы быть причиной структурного перехода гранул из аморфной фазы в гексагональную с выделенным направлением ориентации её оси вдоль направления деформации. Правда, при допущении о кристаллографической природе анизотропии гранул не совсем понятным становится довольно низкое значение наблюдаемой перпендикулярной анизотропии. По литературным данным [13] поле анизотропии гексагонального кобальта составляет примерно $\mu_0 H_a = 950$ мТ. Максимальное значение наблюдаемой перпендикулярной анизотропии в плёнках втрое меньше. Можно было бы предположить, что гексагональные оси гранул лишь частично выстроены вдоль нормали к плёнке. Но тогда, кроме проявлений перпендикулярной анизотропии должны были бы наблюдаться в кривых намагничивания характерные признаки случайно ориентированной анизотропии гранул, сравнимой с «ориентированной» перпендикулярной или превышающей её. Таких признаков не наблюдается. Электронограмма, снятая для одной из исследованных плёнок, показывает, что гранулы кристаллические, но никакой ориентированности их кристаллографических осей нет. Кроме того, при таком предположении относительно происхождения анизотропии нормальной к плоскости плёнки, трудно также объяснить её уменьшение при концентрации магнитного компонента выше порога перколяции. По совокупности этих рассуждений надо полагать такую причину возникновения перпендикулярной анизотропии маловероятной.

Дополнительные исследования для образца с максимальным значением перпендикулярной анизотропии позволяют однозначно утверждать, что перпендикулярная анизотропия связана именно с анизотропией отдельных гранул, а не плёнки в целом. Кривые перемагничивания для намагничивания параллельно и перпендикулярно плоскости плёнки показывают характерное поведение многодоменной (каждая гранула, домен) системы с намагниченностью в доменах, перпендикулярной плоскости. В размагниченном состоянии минимуму энергии лёгкоплоскостного ансамбля с одноосными однодоменными гранулами, с их лёгкой осью перпендикулярной плоскости, будет соответствовать такое магнитное состояние, в котором половина магнитных моментов гранул-доменов ориентирована параллельно нормали к плёнке, а вторая половина — антипараллельно ей. То есть модуль намагниченности плёнки не будет сохраняться при выведении магнитного поля. При намагничивании образца внешним полем, перпендикулярным плёнке, рост намагниченности происходит за счёт переориентации моментов отдельных гранул и формирования коллективной намагниченности, модуль которой линейно растёт с полем.

В этом случае намагниченность выйдет на своё насыщающее значение в поле, равном $4\pi M_s + H_c$, где M_s — намагниченность насыщения

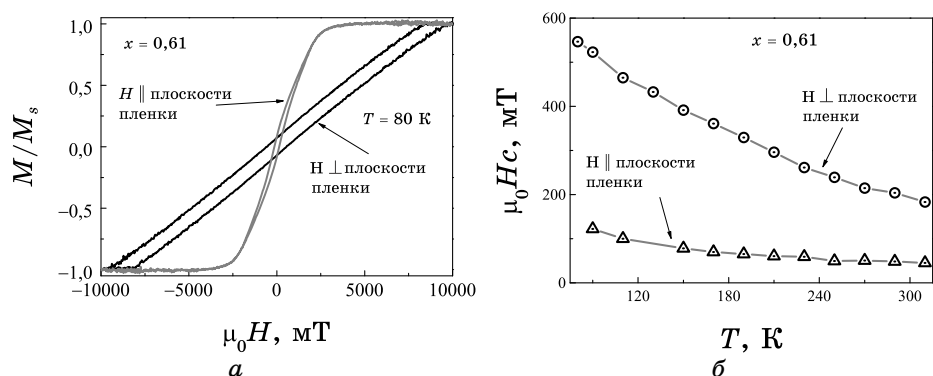


Рис. 4. Кривые перемагничивания параллельно и перпендикулярно плоскости для образца с $x = 0,61$ при $T = 80$ К (а); температурная зависимость коэрцитивного поля для намагничивания параллельно и перпендикулярно плоскости плёнки для образца с $x = 0,61$ (б).

плёнки, H_c — коэрцитивное поле. При размагничивании уменьшение намагниченности от величины насыщения будет начинаться с поля, равного $4\pi M_s - H_c$. Как видно из рис. 4, а, для намагничивания в перпендикулярной ориентации кривые сохраняют линейность в интервале от $-4\pi M_s - H_c < H < 4\pi M_s + H_c$. Кроме того, кривые намагничивания, полученные при разной температуре, демонстрируют рост коэрцитивности при её понижении, связанный с блокированием магнитных моментов отдельных гранул (рис. 4, б). Коэрцитивное поле достигает величины $\mu_0 H_c = 55$ мТ при $T = 80$ К. Монотонный рост коэрцитивности для намагничивания в перпендикулярной ориентации сопровождается ростом коэрцитивности и в параллельной конфигурации эксперимента (рис. 4, б). Хотя, коэрцитивное поле в этом случае значительно меньше, а остаточная намагниченность очень мала. Полученные данные позволяют предположить наличие в ансамбле или незначительной разориентации направлений лёгких осей гранул или присутствие небольшой части гранул с другим типом анизотропии и/или пространственным распределением их лёгких осей намагничивания.

Ещё одним фактом, который демонстрирует наличие перпендикулярной анизотропии в образцах, является сопоставление концентрационных зависимости намагниченности $4\pi M$, определённой с помощью магнитостатических измерений, и величины $4\pi M_{s, \text{eff}}$, найденной из измерений ферромагнитного резонанса (ФМР) (рис. 5). Кроме анизотропии гранул, плёнки имеют лёгкоплоскостную анизотропию, связанную с фактором размагничивания образца как целого. Как уже упоминалось, это приводит к тому, что поле выхода намагниченности на насыщающее значение в магнитостатических измерениях при намагничивании перпендикулярно плоскости плёнки

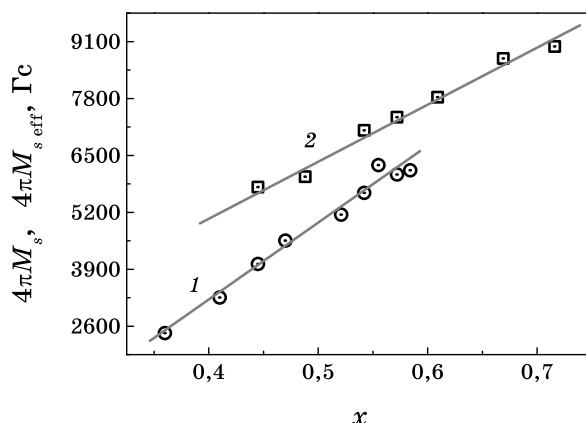


Рис. 5. Зависимость величины $4\pi M_{s, \text{eff}}$ образцов от концентрации кобальта, определённой с помощью магниторезонансных (1) и величины $4\pi M_s$, найденной из магнитостатических измерений (2).

соответствует значению $4\pi M \pm H_c$. При этом вклад перпендикулярной анизотропии гранул в магнитостатические свойства образцов при намагничивании перпендикулярно плоскости плёнки не будет.

Исследования ФМР для намагничивания перпендикулярно плоскости плёнки позволяют получить значение $4\pi M_{s, \text{eff}} = 4\pi M_s - H_{a\perp}$ для образцов через формулу Киттеля [22] (для случая ФМР при лёгкоплоскостной анизотропии), связывающей частоту резонатора, ω , резонансное поле H_{res} и эффективную намагниченность: $\omega/\gamma = H_{\text{res}} - 4\pi M_{s, \text{eff}}$. Это соотношение будет выполняться, если резонансные линии ФМР для перпендикулярного намагничивания оказываются в области насыщения намагниченности плёнки (моменты всех гранул ориентированы одинаково). Как видно из рис. 5, полная намагниченность плёнки, как целого, определённая из магнитостатических измерений, заметно выше, чем значение $4\pi M_{s, \text{eff}}$, получаемое из ФМР измерений. Следовательно, эффективная намагниченность, определённая с помощью ФМР, ниже на величину поля перпендикулярной анизотропии. И это поле может быть определено из разности кривых $4\pi M_s$ и $4\pi M_{s, \text{eff}}$, показанных на рисунке. Заметим, что приведённые концентрационные зависимости демонстрируют несколько разный угол наклона, и выделенная из них концентрационная зависимость $H_{a\perp}$ отличается от приведённой на рис. 3 в области концентраций гранул ниже порога перколяции. Последнее может быть связано с тем, что линия ФМР низкоконцентрированных образцов находится по полю в области, где ещё нет полного насыщения намагниченности системы.

Исследования ФМР плёнок с перпендикулярной анизотропией гранул в области ненасыщенного состояния показывают целый ряд

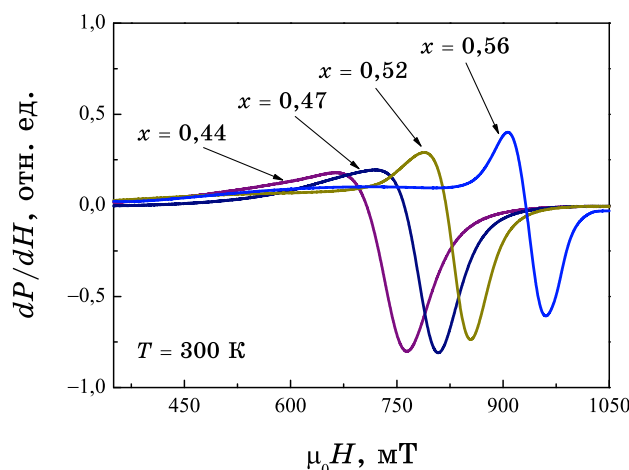


Рис. 6. Спектры ферромагнитного резонанса для образцов с различной концентрацией кобальта, полученные при намагничивании образцов перпендикулярно плоскости плёнок.

характерных особенностей. Во-первых, линия ФМР, зарегистрированная на спектрометре с высокочастотной (ВЧ) модуляцией (100 кГц), имеет асимметричный вид, с широким низкополевым крылом. Пример такой асимметрии формы линии ФМР продемонстрирован на рис. 6.

Кроме того, образцы с высокой концентрацией магнитного компонента демонстрируют «гистерезис» ФМР при изменении направления развёртки магнитного поля, т.е. различие спектров, при разных направлениях развёртки. И, наконец, производные по магнитному полю линий ФМР, зарегистрированных непосредственно по току детектора спектрометра, не соответствуют линиям, зарегистрированным с использованием ВЧ-модуляции. Отмеченные особенности находят своё объяснение при учёте двух обстоятельств. Во-первых, при регистрации ФМР при перпендикулярном намагничивании в отсутствие насыщения магнитной системы, в образце присутствуют две подсистемы гранул, с намагниченностью, направленной по полю и против него. Наличие коэрцитивного поля ведёт к различию как частот ФМР, так и вкладов в сигнал ФМР от этих двух подсистем при разном направлении развёртки поля. Это объясняет наличие гистерезиса ФМР. Во-вторых, если регистрация ФМР проходит при температуре ниже температуры блокировки, то степень блокировки оказывается различной по отношению к медленной развёртке магнитного поля и по отношению к быстрой ВЧ-модуляции. Характерные «времена измерения» относительно этих процессов отличаются на 5–6 порядков при частоте модуляции 100 кГц. Данное обстоятельство оказывается ответственным за различие производной по полю

сигнала ФМР, записанного по току детектора, и сигнала, зарегистрированного по ВЧ-модуляции. Выполненное моделирование этих режимов регистрации ФМР показывает удовлетворительное соответствие эксперименту. Данное соответствие ещё раз показывает, что наблюдаемая перпендикулярная анизотропия исследуемых плёнок обусловлена перпендикулярной анизотропией гранул, а не плёнки, как целого. Подробное описание этого моделирования и особенностей ФМР в плёнках с перпендикулярной анизотропией будут выполнены отдельно.

4. ВЫВОДЫ

Таким образом, выполненные экспериментальные исследования наногранулярных ферромагнитных плёнок с гранулами Со в диэлектрической матрице оксида алюминия позволили выявить наличие в этих плёнках ниже порога перколяции ростовой перпендикулярной анизотропии, связанной с анизотропией отдельных гранул. Выполненный анализ концентрационных зависимостей резонансного поля ФМР также подтверждает присутствие этой перпендикулярной анизотропии. Показано, что коэрцитивность для намагничивания перпендикулярно плоскости плёнки значительно больше коэрцитивности при намагничивании в плоскости плёнки. Снижение температуры приводит к росту коэрцитивности за счёт эффекта блокировки магнитных моментов отдельных гранул, при этом кривые перемагничивания в поле, лежащем в плоскости плёнки, сохраняют свою линейность во всем интервале температур, при которых выполнялись исследования. На основании анализа температурной модификации кривых перемагничивания и анализа особенностей ФМР установлено, что перпендикулярная анизотропия связана именно с анизотропией отдельных гранул. Выявлены и интерпретированы особенности ФМР при перпендикулярном намагничивании в плёнках с перпендикулярной анизотропией гранул.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке совместного гранта Украинского государственного фонда фундаментальных исследований Ф28/251 и РФФИ № 09-02-90460 Укр_ф_а, а также проекта 1-10Н/19 целевой программы НАН Украины «Фундаментальные проблемы наноструктурных систем, наноматериалов, нанотехнологий».

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, and H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.*, **57**: 2442 (1986).
2. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P.

- Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.*, **61**: 2472 (1988).
3. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B*, **39**: 4828 (1989).
 4. J. C. Slonczewski, *JMMM*, **159**: L1 (1996).
 5. D. C. Ralph and M. D. Stiles, *JMMM*, **320**: 1190 (2008).
 6. K. Xia, P. J. Kelly, G. E. W. Bauer, A. Brataas, and I. Turek, *Phys. Rev. B*, **65**: 220401 (2002).
 7. G. E. W. Bauer, K. M. Schep, K. Xia, and P. J. Kelly, *J. Phys. D*, **35**: 2410 (2002).
 8. M. Zwierzycki, Y. Tserkovnyak, P. J. Kelly, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. B*, **71**: 064420 (2005).
 9. F. Benyettou, Y. Lalatonne, O. Sainte-Catherine, M. Monteil, and L. Motte, *International Journal of Pharmaceutics*, **379**: 324 (2009).
 10. K. Buyukhatipoglu, T. A. Miller, and A. Morss Clyne, *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, **9**: 6834 (2009).
 11. V. Mailänder and K. Landfester, *Biomacromolecules*, **10**: 2379 (2009).
 12. C. Xu and S. Sun, *Dalton Transactions*, Iss. 29: 5583 (2009).
 13. S. V. Vonsovsky, *Magnetism* (New York: John Wiley: 1974).
 14. L. Néel, *Ann. Géophys.*, **5**: 99 (1949).
 15. C. L. Chien, *Annual Review of Materials Science*, **25**: 129 (1995).
 16. A. A. Timofeev, S. M. Ryabchenko, A. F. Lozenko, P. A. Trotsenko, O. V. Stognei, A. V. Sitnikov, and S. F. Avdeev, *Low Temp. Phys.*, **33**: 974 (2007).
 17. Y. J. Chen, T. Suzuki, and H. Kanazawa, *Journal of Applied Physics*, **87**: 4837 (2000).
 18. T. Shimatsu, Y. Inaba, S. Watanabe, O. Kitakami, S. Okamoto, H. Aoi, H. Muraoka, and Y. Nakamura, *IEEE Transactions on Magnetics*, **43**: 2103 (2007).
 19. Y. Sun, W. Li, P. Dhagat, and C. R. Sullivan, *Journal of Applied Physics* **97**: 1 (2005).
 20. N. A. Tuan, N. H. Luong, N. Chau, V. V. Hiep, and N. M. Ha, *Physica B: Condensed Matter*, **327**: 400 (2003).
 21. J. Q. Xiao, C. L. Chien, and A. Gavrin, *Journal of Applied Physics*, **79**: 5309 (1996).
 22. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны* (Москва: Наука: 1994).