

Магнитотранспортные свойства наногранулярных композитов с низкополевым положительным магнитосопротивлением

М.М. Кулик^{1,2}, С.М. Рябченко¹, А.В. Боднарчук¹

¹Институт физики НАН Украины, Киев, 03039, Украина

E-mail: ryabch@iop.kiev.ua

²Nanostructure Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm 10691, Sweden

Статья поступила в редакцию 25 марта 2020 г., опубликована онлайн 22 июня 2020 г.

В наногранулярных магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией, обладающих низкополевым положительным магнитосопротивлением, обнаружена низкотемпературная особенность: при первом намагничивании размагниченого образца положительное магнитосопротивление наблюдалось, а при выводе магнитного поля и/или последующих намагничиваниях — нет. Проведено исследование этого эффекта в пленке $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{1-x}$ с $x = 0,60$, состоящей из металлических наногранул Co в изолирующей матрице Al_2O_n с n близким к 3. Установлено, что в пленке наряду с перпендикулярной анизотропией присутствует локальная внутрислойная анизотропия со случайно-ориентированными легкими осями, которая блокирует реориентацию проекций магнитных моментов гранул в плоскости пленки ниже определенной температуры блокировки. Восстановление оптимального для проводимости локального ближнего порядка в ориентации магнитных моментов соседних гранул размагниченой пленки, который разрушается при введении магнитного поля, становится заблокированным при температурах ниже температуры блокировки и не восстанавливается при последующих циклах введения–выведения магнитного поля без нагрева до температур выше температуры блокировки.

Ключевые слова: процессы перемагничивания, наногранулярные магнитные пленки, положительное магнитосопротивление.

Введение

Наногранулярные магнитные композиты представляют интерес и с точки зрения практического применения (различные датчики, среды магнитной записи высокой плотности, СВЧ техника) [1–3], и как модельные системы магнитных частиц, параметры взаимодействия между которыми и внутренние характеристики частиц могут быть точно подобраны. Наибольший интерес представляют неперколируемые (не слившиеся между собой) наногранулярные магнитные композиты с однодоменными ферромагнитными (ФМ) гранулами, находящимися в неблокированном или заблокированном суперпарамагнитном состояниях [4].

Ферромагнитные гранулы наногранулярных композитов помещаются в изолирующую или проводящую матрицу. При выращивании могут создаваться условия их упорядоченного расположения в матрице, хотя чаще всего магнитные моменты ферромагнитных гранул расположены случайным образом. В настоящей

работе рассматриваются наногранулярные магнитные композиты в матрице изолирующего типа со случайным расположением одинаковых металлических ферромагнитных гранул и их концентрацией в пленке ниже порога перколяции.

Во многих работах (например, [5,6]) показано, что в системах с суперпарамагнитными частицами ниже определенной температуры может возникать «суперферромагнитное» состояние, в котором магнитные моменты частиц взаимно упорядочены. Это состояние разбивается на «супердомены». Наблюдаются также суперспинстекольные состояния, при которых направления магнитных моментов соседних гранул, обладая ближним порядком, не имеют дальнего. В них возможна медленная динамика конфигурации суперспинов частиц.

Наногранулярные магнитные композиты могут быть с «ориентированной» анизотропией отдельных гранул, в частности с «перпендикулярной» анизотропией, созданной при выращивании пленки. Ожидается, что в наногранулярных магнитных композитах со случайным

расположением гранул упорядочение направлений магнитных моментов гранул либо даже их «директоров» внутри супердомена может быть не строгим, с большой дисперсией направлений магнитных моментов частиц.

В настоящей работе исследуются магнитостатические и магнитотранспортные свойства пленок $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{1-x}$ с магнитными металлическими гранулами Co в изолирующей матрице Al_2O_n с n близким к 3. Образцы изготавливались в Воронежском государственном университете инженерных технологий методом магнетронного напыления. Их получение описано в [7,8]. Было установлено, что они обладают перпендикулярной анизотропией, обусловленной особенностями синтеза пленок [8]. В настоящей работе основные измерения проведены для пленки с молярной долей гранул $x = 60\%$ (23 ат.% Co при $n = 3$). Из измерений магнитной атомной силовой микроскопии [9] известно, что пленка с $x \approx 60\%$ уже при комнатной температуре обладает магнитным контрастом, обусловленным супердоменными стенками суперферромагнитного состояния. В ряде образцов этой серии, кроме перпендикулярной анизотропии, наблюдались проявления одноосной, однонаправленной для всех гранул магнитной анизотропии с легкой осью в плоскости пленки [10]. Намагниченность в плоскости таких образцов зависела от угла между проекцией магнитного поля на плоскость пленки и легкой осью анизотропии гранул.

Измерения просвечивающей электронной микроскопии перпендикулярного среза пленки (пример показан в [11]) дают основания полагать, что перпендикулярная анизотропия гранул связана с их вытянутостью, образованной в процессе синтеза. Длинная ось гранул направлена перпендикулярно к плоскости подложки. Источником одинаково направленной внутрислойной анизотропии может быть слабый наклон всех вытянутых гранул от точного направления вдоль нормали к пленке. Кроме того, на внутрислойную анизотропию могут влиять супердоменные стенки в пленке.

Магнитотранспортные свойства композитов с однодоменными ФМ металлическими гранулами в изолирующей матрице исследовались во многих работах (например, [7,12–15]). При достаточно низких концентрациях ФМ гранул наблюдалось заметное отрицательное магнитосопротивление (magnetoresistance — MR), которое относили к межгранульному спин-зависимому туннелированию носителей тока [12]. При более высоких относительных концентрациях гранул в ряде случаев наблюдался низкополевой участок положительного магнитосопротивления, переходящего в отрицательное с ростом магнитного поля. В работах [13,14] низкополевое положительное магнитосопротивление объясняли разрушением при начальном намагничивании областей с ближним магнитным порядком в отсутствие дальнего, возникающих без внешнего магнитного поля. В работе [15] предложена модель, учитывающая угловую за-

висимость корреляции направлений соседних суперспинов в присутствии междисперсионного обменного взаимодействия у наногранулярных пленок с перпендикулярной магнитной анизотропией гранул. В работе [14] показано, что низкополевое положительное магнитосопротивление проявлялось при первом вводе поля после охлаждения образца в нулевом магнитном поле от комнатной до низкой температуры и отсутствовало при его выводе и последующих вводах. Это явление, не интерпретированное ранее, будет основным для выяснения в настоящей работе.

2. Образцы и методы измерений

Измерения проводились на образцах пленок $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{1-x}$ толщиной 0,5 мкм и площадью 4×6 мм, напыленных на ситалловую подложку толщиной 1 мм. По данным просвечивающей электронной микроскопии [11] средние размеры магнитных гранул следующие: короткая ось — 4 нм, длинная ось — 6 нм.

Магнитные моменты образцов $M(H,T)$ измерялись вибромагнетометром LDJ 9500 с системой стабилизации температуры. Электрическое сопротивление образцов R измерялось по четырехконтактной схеме в магнитном поле H того же магнетометра так, что зависимости $R(H)$ и $M(H)$ измерялись одновременно. Магнитосопротивление $\text{MR}(H,T)$ определялось следующим выражением:

$$\text{MR}(H,T) = [R(H,T) - R(0,T)] / R(0,T). \quad (1)$$

Внешнее магнитное поле направлялось под углом θ_H к условно выбранному положительному направлению нормали к пленке. Отсчет угла φ_H для направления проекции магнитного поля на плоскость пленки в измерениях с $\theta_H \neq 0$ велся от короткой грани прямоугольного образца с пленкой. Большинство измерений, кроме оговоренных в тексте, проводились при $\varphi_H = 0$.

Зависимости магнитного момента M пленок $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{1-x}$ с перпендикулярной анизотропией от внешнего магнитного поля специфичны. Намагничивание их полем при $\theta_H = 0$ создает конкуренцию энергии однородного намагничивания образца вдоль этого поля и энергии размагничивания. В результате (см. [16]), ориентации магнитных моментов частиц в магнитных полях при $\theta_H = 0$, меньших максимально возможного поля размагничивания (достигаемого при насыщении намагниченности полем при $\theta_H = 0$), разбиваются на два подмножества с вероятностями p_1 и p_2 , при этом $(p_1 + p_2) = 1$. Магнитные моменты частиц одного подмножества ориентированы вдоль поля, а другого в противоположном направлении [16,17]. Это подобно разбиению на домены сплошной ФМ пленки с перпендикулярной анизотропией для уменьшения энергии размагничивания [18]. В результате реализации определенных значений p_1 и p_2 , минимизирующих энергию пленки в интервале полей между «положительным» и

«отрицательным» направлениями поля насыщения ($\theta_H = 0$ и $\theta_H = 180^\circ$), кривая перемагничивания на участке между насыщающими полями будет проходить линейно [16]. Весь этот участок будет участком неоднородного намагничивания. Если внешнее магнитное поле отклонено от нормали к пленке, переход от одного состояния насыщения к противоположному будет также включать участок неоднородного перемагничивания, более узкий, но с критическими переходами к однородно намагниченным состояниям. Магнитная восприимчивость в малых полях и величина поля перехода от однородного к неоднородному состояниям будут зависеть от θ_H [16]. Для внешнего магнитного поля в плоскости пленки, $\theta_H = 90^\circ$, магнитные моменты подмножеств p_1 и p_2 будут одинаково наклонены к направлению поля, и намагниченность станет однородной и насыщенной в поле, равном полю перпендикулярной анизотропии.

Измерения зависимости сопротивления в пленке $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{1-x}$ от внешнего магнитного поля $R(H)$ при различных направлениях H показали, что отклонение магнитного поля от нормали к пленке на единицы градусов (при любом φ_H) приводит к значительному изменению $R(H)$, которое связано с появлением низкополевого положительного магнитосопротивления лишь при наличии проекции намагничивающего поля в плоскости. В то же время изменения формы кривой перемагничивания $M(H)$, связанные преимущественно с изменениями поля критического перехода между состояниями с однородным и неоднородным намагничиванием образца, являются незначительными при малых θ_H . Связь низкополевого положительного магнитосопротивления в наногранулярных пленках с перпендикулярной анизотропией лишь с внутрислойной компонентой намагниченности отмечалась в работах [14,15]. В большинстве случаев $\text{MR}(H)$ зависит только от угла θ_H и не зависит от φ_H .

Для выяснения природы магнитосопротивления в исследованных пленках измерена температурная зависимость сопротивления в плоскости пленки при $H = 0$, представленная на рис. 1. Как видно на рисунке, экспериментальная температурная зависимость сопротивления $R(T)$ хорошо описывается аппроксимационным выражением:

$$R(T) = a \exp \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^k \right] \quad (2)$$

со следующими параметрами $a = (395 \pm 16)$ Ом, $T_0 = 136,48$ К и $k = (0,515 \pm 0,02) \approx 0,5$.

Температурная зависимость (2) соответствует модели Эфроса–Шкловского для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, т.е. туннелированию электронов между центрами локализации в образце [19,20]. В пленках с металлическими ФМ гранулами и диэлектрической матрицей подобную зависимость объясняют кулоновской блокадой (см. [21] и ссылки в ней). Для случая ФМ гранул сопротивление, связанное с такой

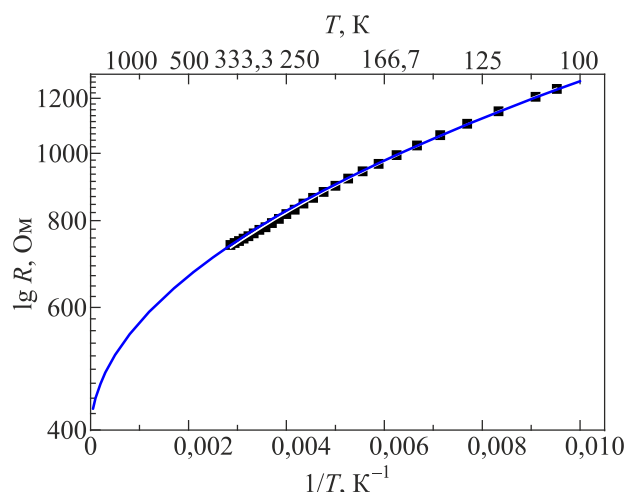


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления $R(T)$ наногранулярной пленки $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{1-x}$ с $x = 0,60$ при $H = 0$. Символы — эксперимент, сплошная линия — результат оптимальной подгонки экспериментальных данных, используя выражение (2), с параметрами $a = 395$ Ом, $T_0 = 136,48$ К и $k = 0,515$.

температурной зависимостью, должно быть спинзависимым, т.е. зависеть от взаимной ориентации магнитных моментов гранул, между которыми туннелируют электроны.

3. Магнитотранспортные и магнитостатические данные

На рис. 2 показана серия кривых магнитосопротивления $\text{MR}(H)$ в образце $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{1-x}$ с $x = 0,60$ для ориентаций внешнего магнитного поля в интервале углов $0 < \theta_H < 10^\circ$ при $T = 286$ К. При этой температуре у исследуемого образца наблюдается низкополевого положительное магнитосопротивление. Видно, что в узком интервале углов форма кривой $\text{MR}(H)$ претерпевает значительные изменения. При точном совпадении на-

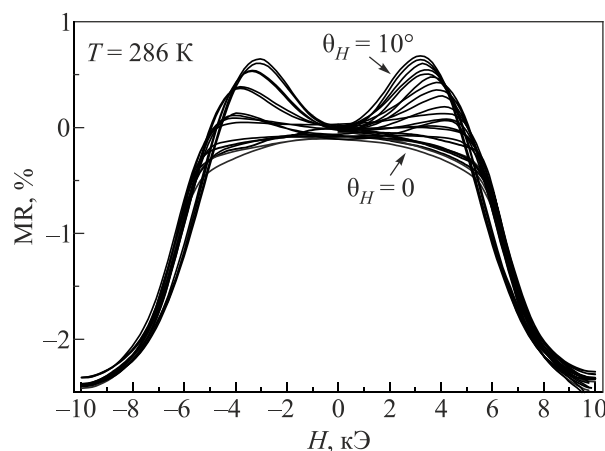


Рис. 2. Кривые магнитосопротивления $\text{MR}(H)$ при отклонении направления магнитного поля относительно нормали к пленке в интервале углов $0 < \theta_H < 10^\circ$.

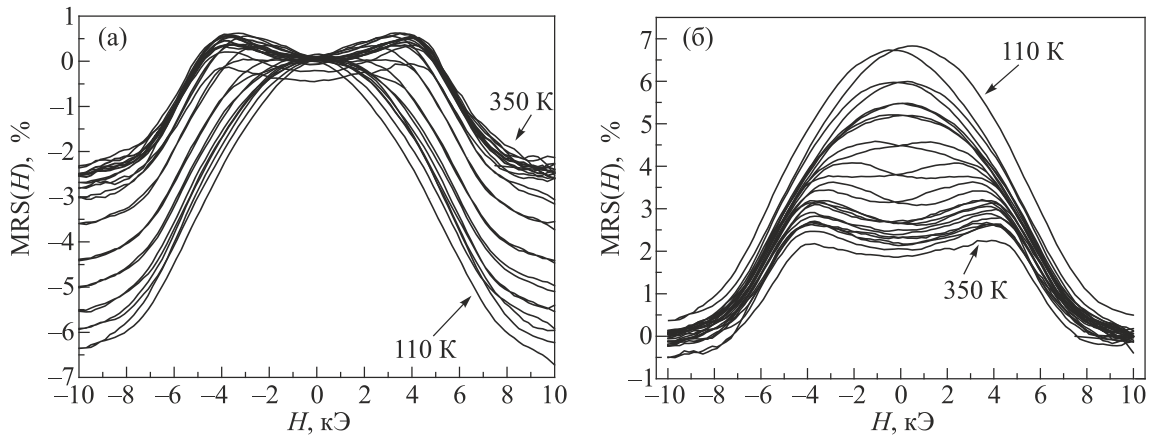


Рис. 3. Полевые зависимости величины (а) $MR(H)$ и (б) $MRS(H)$ в интервале температур от 110 К до 350 К с шагом 20 К.

правления намагничивающего поля и направления «легкой» оси «перпендикулярной» анизотропии ($\theta_H = 0$) величина магнитосопротивления практически не изменяется в диапазоне полей $-6 \text{ кЭ} \leq H \leq 6 \text{ кЭ}$, т.е. в интервале полей от насыщения в положительном поле до насыщения в отрицательном, а сама кривая имеет форму «срезанного купола». При увеличении угла θ_H кривая полевой зависимости приобретает М-образную форму.

Следует отметить, что форма кривой $MR(H)$ для $\theta_H \neq 0$ изменяется от М-образной при $T > 200 \text{ К}$ и до куполообразной при понижении температуры ($T < 160 \text{ К}$). При этом форма кривых перемангничивания $M(H)$ практически не изменяется. Однако как в зависимости $M(H)$, так и в зависимости $R(H)$ при $T < 230 \text{ К}$ появляется небольшой гистерезис.

На рис. 3а показаны полевые зависимости магнитосопротивления $MR(H)$ образца $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{1-x}$ с $x = 0,60$ при различных фиксированных температурах в интервале $110 \text{ К} < T < 350 \text{ К}$. Аналогичные зависимости для величины нормированного магнитосопротивления $MRS(H,T)$ представлены на рис. 3б, где $MRS(H,T)$ оп-

ределяется как нормированное изменение сопротивления относительно сопротивления в насыщающем магнитном поле:

$$MRS(H,T) = [R(H,T) - R(H_{\text{sat}},T)]/R(H_{\text{sat}},T), \quad (3)$$

здесь H_{sat} — поле насыщения намагниченности. При построении кривых $MRS(H,T)$ на рис. 3б использована величина $H_{\text{sat}} = 10 \text{ кЭ}$. На рисунке видно, что ход кривых $MRS(H)$ в относительно больших полях слабо отличается друг от друга, в то время как низкополевая часть изменяется радикально при изменении температуры.

Кривая $MR(H)$, полученная при температуре 110 К, хорошо соответствует обычному квадратичному закону для отрицательного магнитосопротивления, $MR(H) \sim -[M(H)/M_{\text{sat}}]^2$, как и другая кривая $[MRS(0) - MRS(H)]$ при подборе немного отличающихся коэффициентов пропорциональности. Отличие в пропорциональности $MR(H)$ и $-[M(H)/M_{\text{sat}}]^2$ увеличивается при повышении температуры. В то же время сами кривые намагниченности $M(H)$ для всех измеренных температур почти не отличаются, если не учитывать некоторого нара-

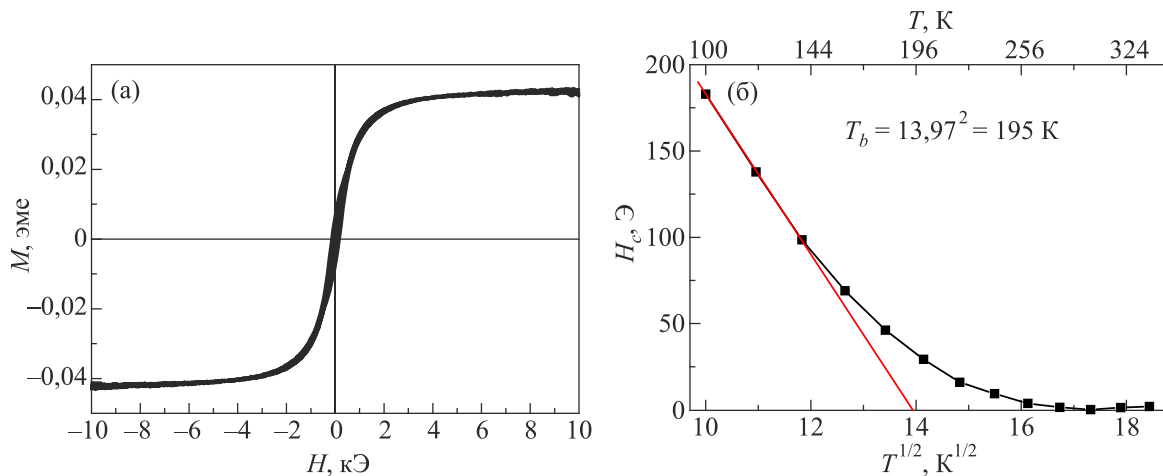


Рис. 4. (а) Кривые перемангничивания $M(H)$ для $\theta_H = 90^\circ$ и $\phi_H = 0^\circ$ при фиксированных температурах в интервале $T = 100\text{--}340 \text{ К}$. (б) Температурная зависимость коэрцитивной силы H_c для гистерезисных кривых от $T^{1/2}$. Экстраполяцией $H_c(T^{1/2})$ в низкотемпературной области к нулевому значению получена температура блокировки $T_b \approx 195 \text{ К}$.

стания коэрцитивности при понижении температуры (см. рис. 4а).

Кривые перемагничивания на рис. 3а и рис. 4а получены в режиме «hysteresis», при этом развертка магнитного поля начиналась от максимального +10 кЭ до минимального значения -10 кЭ, а затем обратно до максимального. Таким образом, образец в стартовом состоянии всегда оказывался намагниченным до насыщения. В другом режиме измерений «initial + hysteresis» дополнительно к предыдущему циклу перемагничивания вначале проводилась развертка магнитного поля от 0 до +10 кЭ. Таким образом, на стартовом этапе образец был в размагниченом состоянии. Обнаружено, что при низких температурах зависимости $MR(H)$, полученные в режиме «hysteresis» и режиме «initial + hysteresis», ведут себя по-разному. Размагничивание образца перед каждым измерением проводилось двумя способами. Первый способ — при температуре планируемого эксперимента к образцу, который ранее намагничивался, прикладывали в выключенном статическом поле знакопеременное поле с небольшой амплитудой, плавно уменьшаемой до нуля. Как оказалось, этот способ не давал полной возможности заметить эффект магнитосопротивления при начальном низкотемпературном намагничивании из размагниченого состояния $H \in \{0 \rightarrow 10 \text{ кЭ}\}$. Размагничивание оказывалось неполноценным, хотя остаточная намагниченность обращалась в нуль при $H = 0$. Второй способ размагничивания состоял в нагреве образца до определенной температуры с последующим охлаждением в $H = 0$ до желаемой температуры. Как оказалось, эффект полноценного размагничивания достигался при этом в случае нагрева до температуры несколько выше T_b , найденной из рис. 4б, а именно, при $T \geq 235 \text{ К}$.

При перенамагничивании пленки, имеющей только перпендикулярную магнитную анизотропию гранул, внешним магнитным полем, лежащем в плоскости

$[\theta_H = 90^\circ, H(\theta_H = 90^\circ) \equiv H_{\parallel}]$, коэрцитивное поле H_c должно отсутствовать. В этом случае поле H_{\parallel} будет вызывать только одинаковый для всех гранул наклон магнитных моментов от направления нормального к пленке к направлению поля. Свойства пленки будут изотропны и в плоскости не существуют преград для такого наклона. Возникновение ненулевого $H_c(H_{\parallel})$ указывает на магнитную анизотропию в плоскости пленки. Если ось анизотропии будет одинаково направлена для всех гранул, то коэрцитивное поле $H_c(H_{\parallel})$, обусловленное этой анизотропией, должно зависеть от направления магнитного поля в плоскости (т.е. от угла φ_H).

Наша проверка показала, что данная коэрцитивность не зависит от φ_H . Однако коэрцитивность может возникать также и из-за случайно-ориентированной анизотропии в плоскости. В таком случае возникшее ненулевое коэрцитивное поле не будет зависеть от угла φ_H . На наличие такого типа анизотропии указывает также вид кривой перемагничивания на рис. 4а, без резких перегибов от линейного по полю намагничивания к насыщению в полях $|H| = H_{A\perp}$, где $H_{A\perp}$ — поле перпендикулярной анизотропии. На рис. 4б приведенная зависимость H_c как функция $T^{1/2}$ соответствует закону Нееля–Брауна [22] и позволяет найти температуру блокировки $T_b = 195 \text{ К}$, связанную с этой анизотропией.

На рис. 5 приведены полевые зависимости $MR(H)$, полученные при $T = 150 \text{ К}$ после трех различных способов размагничивания образца (рис. 5а), и кривые после размагничивания образца нагреванием до 270 К и последующего измерения в интервале температур $130 \text{ К} < T < 250 \text{ К}$ (рис. 5б).

4. Обсуждение

На рис. 4а видно, что остаточная намагниченность при 130 К составляет не более 20% от намагниченности насыщения, а H_c при этой температуре не больше 100 Э.

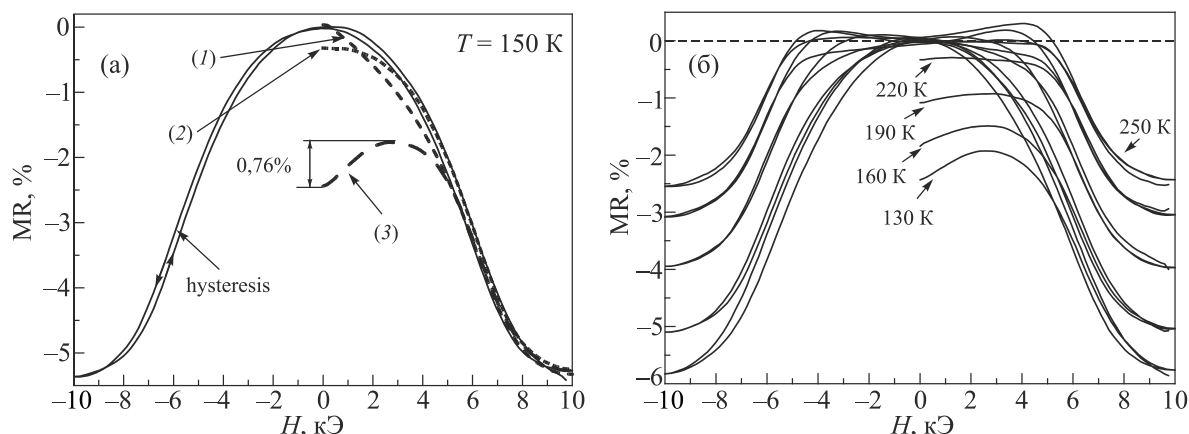


Рис. 5. (а) Полевые зависимости $MR(H)$, полученные в режиме «initial+hysteresis» при $T = 150 \text{ К}$ после различных способов размагничивания: из состояния с остаточной намагниченностью после намагничивания до насыщения (1), размагничивание знакопеременным полем с амплитудой, уменьшающейся до нуля (2), размагничивание нагревом до $T \geq 240 \text{ К}$ (3). (б) полевые зависимости $MR(H)$, полученные после размагничивания нагреванием до 270 К, для интервала температур измерения $130 \text{ К} < T < 250 \text{ К}$.

В то же время на рис. 5а видно, что разница величины сопротивления в точке $H = 0$ для разных условий предварительной подготовки образца составляет при этой температуре до 50% от сопротивления в нулевом поле, которое получается при $H = 0$ после достижения насыщения намагниченности. Различие сопротивлений образца при $H = 0$, размагниченного нагревом и находящегося в поле остаточной намагниченности после пребывания в магнитном поле насыщения $H_{||}$ при $T = 130$ К, равняется двум. Это неожиданно большая величина.

Сопротивление в нулевом магнитном поле после размагничивания предварительно намагниченного до насыщения образца знакопеременным полем, спадающим по амплитуде до нуля, и сопротивление после нагрева образца до температуры выше T_b сильно различаются. Заметим, что направление знакопеременного поля в первом способе размагничивания является фиксированным, обычно таким же, как и у поля предварительного намагничивания при $T < T_b$. Различие можно объяснить тем, что в первом случае размагничивание ведет к выравниванию числа доменов (либо однодоменных гранул) с намагниченностью вдоль и против намагничивающего поля, в то время как образование дисперсии направлений магнитных моментов частиц в плоскости остается заблокированным. При размагничивании разогревом при $T > T_b$ магнитные моменты частиц либо доменов с разными направлениями намагниченности в плоскости имеют возможность расположиться вдоль локальных, случайно ориентированных направлений легких осей внутривоскостной намагниченности.

В работах, где исследовалось низкополевое положительное магнитосопротивление, обсуждались две возможных причины его возникновения. Первая [7,12,13] предполагала, что магнитные моменты однодоменных гранул скоррелированы по направлению, и наличие ближнего порядка для этих направлений позволяет электрическому току найти хоть и витиеватый путь, но с максимальной корреляцией направлений соседних магнитных моментов. Оптимальным будет путь с минимальным электрическим сопротивлением. Приложение внешнего магнитного поля выстраивает магнитные моменты вдоль направления тока и разрушает квазисуперспинстекольные корреляции. Это приводит к положительному магнитосопротивлению. Вторая причина [15] исходила из того, что эффект существует только для намагничивания пленок с перпендикулярной анизотропией при их намагничивании в плоскости пленки. Она связывает эффект с магнитополовой зависимостью тепловых флуктуаций магнитных моментов частиц в полях, перпендикулярных легкой оси анизотропии, при наличии ферромагнитного взаимодействия между частицами.

Особенности температурной зависимости низкополевого положительного магнитосопротивления, обна-

руженные в настоящей работе, могут быть качественно согласованы с наличием у исследуемой пленки случайно-ориентированной локальной внутривоскостной анизотропии дополнительно к перпендикулярной анизотропии. При этом наблюдение низкополевого положительного магнитосопротивления только лишь в плоскости пленки согласуется и подтверждает гипотезу, высказанную в работе [15]. В то же время обнаруженные отличия для разных способов размагничивания пленки показывают, что дополнительным фактором является возможность образования квазисуперспинстекольных корреляций для направлений магнитных моментов гранул в плоскости пленки при температуре выше температуры блокировки направлений магнитных моментов в плоскости и разрушение этих корреляций при намагничивании системы магнитным полем, лежащим в плоскости пленки.

Результаты проведенного исследования однозначно указывают на роль квази-суперспинстекольных корреляций для проекций магнитных моментов частиц на плоскость пленки и блокировки перестройки направлений этих проекций в плоскости за счет случайно-ориентированной внутривоскостной анизотропии.

Работа была частично поддержана грантом 7/(15-19)-Н целевой программы НАН Украины «Фундаментальные проблемы создания новых наноматериалов и нанотехнологий».

1. C.H. Schwalb, C. Grimm, M. Baranowski, R. Sachser, F. Porrati, H. Reith, P. Das, J. Müller, F. Völklein, A. Kaya, and M. Huth, *Sensors* **10**, 9847 (2010).
2. L. Zhang, Y.K. Takahashi, K. Hono, B.C. Stipe, J.-Y. Juang, and M. Grobis, *IEEE Trans. Magn.* **47**, 4062 (2011).
3. H. Fujimori, S. Ohnuma, N. Kobayashi, and T. Masumoto, *J. Magn. Magn. Mater.* **304**, 32 (2006).
4. С.В. Вонсовский, *Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро- и ферримагнетиков*, Наука, Москва (1971).
5. S. Morup and G. Christiansen, *J. Appl. Phys.* **73**, 6955 (1993).
6. S. Bedanta and W. Kleemann, *J. Phys. D* **42**, 013001 (2009).
7. O.V. Stognei, A.V. Sitnikov, Yu.E. Kalinin, S.F. Avdeev, and M.N. Kopytin, *Fiz. Tverd. Tela* **49**, 158 (2007) [*Phys. Solid State* **49**, 164 (2007)].
8. A.A. Timopheev, S.M. Ryabchenko, V.M. Kalita, A.F. Lozenko, P.A. Trotsenko, O.V. Stognei, and A.V. Sitnikov, *Fiz. Tverd. Tela* **53**, 463 (2011) [*Phys. Solid State* **53**, 494 (2011)].
9. V.M. Kalita, M.M. Kulyk, and S.M. Ryabchenko, *J. Magn. Magn. Mater.* **411**, 18 (2016).
10. M.M. Kulyk, V.M. Kalita, A.F. Lozenko, S.M. Ryabchenko, O.V. Stognei, and A.V. Sitnikov, *Ukr. Fiz. Zh.* **60**, 54 (2015) [*Ukr. J. Phys.* **60**, 52 (2015)].
11. V.M. Kalita, A.F. Lozenko, S.M. Ryabchenko, A.V. Los, A.V. Sitnikov, and O.V. Stognei, *J. Phys.: Condens. Matter* **25**, 066009 (2013).

12. K. Takanashi, J. Park, T. Sugawara, K. Hono, A. Goto, H. Yasuoka, and H. Fujimori, *Thin Solid Films* **275**, 106 (1996).
13. S. Sankar, A.E. Berkowitz, and D.J. Smith, *Phys. Rev. B* **62**, 273 (2000).
14. A.A. Timopheev, S.M. Ryabchenko, A.F. Lozenko, P.A. Trotsenko, O.V. Stognei, A.V. Sitnikov, and S.F. Avdeev, *Fiz. Nizk. Temp.* **33**, 1282 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 974 (2007)].
15. V.M. Kalita, A.A. Timopheev, S.M. Ryabchenko, A.V. Los, O.V. Stognei, and A.V. Sitnikov, *J. Appl. Phys.* **110**, 113918 (2011).
16. V.M. Kalita and S.M. Ryabchenko, *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 253 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 199 (2012)].
17. S.M. Ryabchenko and V.M. Kalita, *Fiz. Nizk. Temp.* **43**, 1581 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 1260 (2017)].
18. V.G. Bar'yakhtar, A.N. Bogdanov, and D.A. Yablonskii, *Usp. Fiz. Nauk* **156**, 47 (1988) [*Sov. Phys. Usp.* **31**, 810 (1988)].
19. A.L. Efros and B.I. Shklovskii, *J. Phys. C* **8**, L 49 (1975).
20. B.I. Shklovskii and A.L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, Springer Verlag, Berlin (1984).
21. V.F. Gantmakher, *Electrons and Disorder in Solids*, Oxford University Press (2005).
22. L. Neel, *Ann. Geophys.* **5**, 99 (1949).

Магнітотранспортні властивості наногранулярних композитів з низькопольовим позитивним магнітоопіром

М.М. Кулік, С.М. Рябченко, А.В. Боднарчук

В наногранулярних магнітних плівках з перпендикулярною анізотропією, в яких спостерігається низькопольовий позитивний магнітоопір, виявлено низькотемпературну особливість: при першому намагніченні розмагніченого зразка позитивний магнітоопір спостерігався, а при виведенні магнітного поля й/або наступних намагніченнях — ні. Проведено дослідження цього ефекту в плівці $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{1-x}$ з $x = 0,60$, яка складається з металевих наногранул Co в ізолюючій матриці Al_2O_n з n близьким до 3. Встановлено, що у плівці поряд з перпендикулярною анізотропією присутня локальна внутрішньоплощинна анізотропія з випадково орієнтованими легкими ося-

ми, яка блокує реорієнтацію проєкцій магнітних моментів гранул у площині плівки нижче певної температури блокування. Відновлення оптимального для провідності локального ближнього порядку в орієнтації магнітних моментів сусідніх гранул розмагніченої плівки, який руйнується при введенні магнітного поля, стає блокованим при температурах нижче температури блокування та не відновлюється при наступних циклах введення–виведення магнітного поля без нагріву до температур вищих температури блокування.

Ключові слова: процеси перемагнічення, наногранулярні магнітні плівки, позитивний магнітоопір.

Magnetotransport properties of nanogranular composites with low field positive magnetoresistance

M.M. Kulik, S.M. Ryabchenko, and A.V. Bodnaruk

In nanogranular magnetic films with perpendicular anisotropy, which have a low-field positive magnetoresistance, a low-temperature feature was previously detected: during the first magnetization of a pre-demagnetized sample this magnetoresistance was observed but was absent in time of removing of the magnetic field and/or in time of subsequent magnetizations. The nature of this phenomenon has not been previously discussed and explained. In this paper, we studied the mentioned effect in a film of Co metal nanogranules in an Al_2O_n insulating matrix with n close to 3. It is established that in this film, along with perpendicular anisotropy, there is in-plane anisotropy with the randomly oriented local light axes, which nevertheless, blocks the reorientation of the projections of the magnetic moments of the granules in the film plane below a certain temperature T_b . As a result, the restoration of the local short-range order in the orientation of the magnetic moments of the neighboring granules of the demagnetized film, which is optimal for conductivity, and which is destroyed by the introducing of a magnetic field, is blocked at temperatures below this T_b and is not restored during subsequent cycles of introducing and removing of the magnetic field without heating to $T > T_b$.

Keywords: magnetization reversal processes, nanogranular magnetic films, positive magnetoresistance.