

## Спонтанная намагниченность и особенности термоиницированного намагничивания планарных наноструктур Co/Si

В.О. Васьковский<sup>1</sup>, Г.С. Патрин<sup>2</sup>, Д.А. Великанов<sup>2</sup>, А.В. Свалов<sup>1</sup>,  
Н.Н. Щеголева<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Уральский государственный университет им. А.М. Горького  
пр. Ленина, 51, г. Екатеринбург, 620083, Россия  
E-mail: Vladimir.Vaskovskiy@usu.ru

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок, г. Красноярск, 660036, Россия

<sup>3</sup>Институт физики металлов УрО РАН  
ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620241, Россия

Статья поступила в редакцию 23 мая 2006 г.

В интервале температур 4,2–300 К исследованы магнитные свойства планарных наноструктур Co/Si с различными номинальными толщинами магнитных (2–42 нм) и немагнитных (0,3–10 нм) слоистых составляющих. Установлено, что в присутствии слоев Si происходит уменьшение спонтанной намагниченности Co, изменение ее температурной зависимости и модификация магнитного гистерезиса. Межслойное влияние интерпретировано как следствие диффузии Si в слой Co, которая приводит к образованию магнитонеоднородных приграничных интерфейсов с пониженной средней намагниченностью. Глубина интерфейсов зависит от номинальной толщины слоев Si и по оценкам может составлять до 1,6 нм. В модели гранулированной микроструктуры интерфейсов дано качественное объяснение особенностям намагничивания исследованных объектов под действием магнитного поля и температуры. Некоторые положения предложенной модели подтверждены результатами электронно-микроскопических наблюдений.

В інтервалі температур 4,2–300 К досліджено магнітні властивості планарних наноструктур Co/Si з різними номінальними товщинами магнітних (2–42 нм) і немагнітних (0,3–10 нм) шаруватих складових. Установлено, що в присутності шарів Si відбувається зменшення спонтанної намагніченості Co, зміна її температурної залежності та модифікація магнітного гістерезису. Міжшаровий вплив інтерпретовано як наслідок дифузії Si у шари Co, що призводить до утворення магнітонеоднорідних приміжових інтерфейсів зі зниженою середньою намагніченістю. Глибина інтерфейсів залежить від номінальної товщини шарів Si та по оцінках може становити до 1,6 нм. У моделі гранульованої мікроструктури інтерфейсів дане якісне пояснення особливостям намагнічування досліджених об'єктів під дією магнітного поля та температури. Деякі положення запропонованої моделі підтверджено результатами електронно-мікроскопічних спостережень.

PACS: **75.70.–i** Магнитные свойства тонких пленок, поверхностей и интерфейсов;  
**75.75.+a** Магнитные свойства наноструктур;  
**75.70.Sn** Магнитные свойства вблизи границы раздела (многослойные структуры, сверхрешетки, гетероструктуры).

Ключевые слова: слоистые наноструктуры, спонтанная намагниченность, гранулированная микроструктура.

## Введение

Кобальт относится к числу магнетиков, активно используемых при разработке гетерогенных функциональных сред. К таковым можно причислить планарные сверхрешетки [1] и гранулированные пленки Co/Cu с гигантским магнитосопротивлением [2], мультислои Co/SiO<sub>2</sub> [3] с гигантским эффектом Холла, многослойные пленки Co/Pt [4] и Tb/Co [5] для записи информации и др. В ряду этих материалов востребованы различные физические свойства Co. Однако все они так или иначе опираются на специфику его электронной системы, которая, с одной стороны, характеризуется высокой спиновой поляризацией и сильным ферромагнетизмом, а с другой стороны, проявляет повышенную склонность к трансформации в присутствии других химических элементов. Последнее особенно актуально для наноразмерных слоистых структур, в которых Co может терять свою индивидуальность под влиянием прилегающих слоев другого состава и обнаруживать деградацию функциональных свойств. Такого рода эффект, выражающийся в уменьшении среднего атомного магнитного момента, зафиксирован, в частности, на ультратонких пленках Co/Si [6,7]. Настоящая работа посвящена изучению механизмов межслойного влияния в подобных объектах и построена на измерениях и анализе температурных зависимостей магнитных свойств планарных наноструктур Co/Si с различными толщинами слоев.

## 1. Образцы и методика эксперимента

Исследованы многослойные пленки Co/Si, полученные методом ионного высокочастотного распыления в атмосфере Ar при давлении 10<sup>-4</sup> мм рт. ст. и в присутствии однородного магнитного поля напряженностью 100 Э. Образцы формировались на стеклянных подложках путем чередующегося напыления различных элементов. Толщины слоев Co ( $L_{Co}$ ) и Si ( $L_{Si}$ ) задавали по времени напыления при известных скоростях осаждения указанных материалов. Эти скорости были найдены в результате предварительного эксперимента и составляли 0,07 нм/с для Co и 0,03 нм/с для Si при погрешности ~ 10 %. Присутствие магнитного поля в зоне газового разряда задавало в плоскости пленок одноосную магнитную анизотропию. Выборочный анализ микроструктуры выполнен с помощью электронного микроскопа на образцах, осажденных на NaCl и освобожденных от подложек непосредственно перед исследованием. Для измерения магнитных свойств использовался СКВИД-магнитометр.

## 2. Изложение и анализ экспериментальных результатов

На рис. 1 точками показаны значения приведенного среднего магнитного момента атомов Co ( $\langle \mu_{Co} \rangle$ ) в пленках с различными толщинами слоев Co и фиксированной толщиной слоев Si ( $L_{Si} = 2$  нм). Такую структуру коротко можно описать выражением  $[Co(L_{Co})/Si(2)]_n$ , где  $n$  — число периодов. В ходе эксперимента величины  $L_{Co}$  и  $n$  варьировали соответственно от 2,1 до 42 нм и от 20 до 2 так, что суммарная толщина магнитной составляющей находилась в пределах 80–40 нм. Значения  $\langle \mu_{Co} \rangle$  вычисляли из измерений намагниченности насыщения пленок при температуре  $T = 4,2$  К. Нормирующей величиной выступала намагниченность насыщения образца с  $L_{Co} = 42$  нм. Представленные данные показывают, что в образцах с достаточно тонкой слоистой структурой ( $L_{Co} < 10$  нм) действительно имеет место сильное снижение атомного магнитного момента Co. Для объяснения этой особенности можно опереться на известный факт активного влияния Si на магнетизм Co в аморфных сплавах Co-Si [8], который иногда именуют «эффектом переноса заряда». Согласно данным [8], Si сильно и линейно с концентрацией уменьшает атомный магнитный момент Co так, что при введении до 30 ат.% примеси сплав становится практически немагнитным. Вполне вероятно, что в объектах нашего исследования

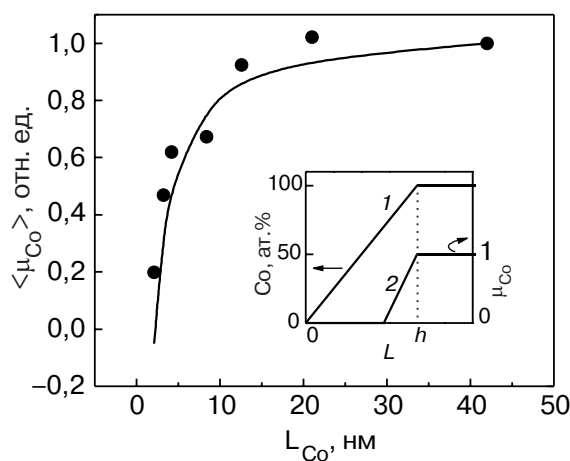


Рис. 1. Зависимости приведенного значения среднего магнитного момента атомов Co в пленках  $[Co(L_{Co})/Si(2)]_n$  от толщины слоев Co: точки — экспериментальные данные; линия — рассчитанная зависимость для модельной структуры с толщиной интерфейса  $h = 1,2$  нм. Вставка иллюстрирует модель межслойного интерфейса Co-Si толщиной  $h$  с линейным изменением состава по толщине (1) и соответствующее изменение приведенного магнитного момента Co (2).

имеет место приграничная межслойная диффузия, которая приводит к образованию переходных областей (интерфейсов) переменного бинарного состава с пониженной намагниченностью. Уменьшение  $L_{Co}$  соответствует росту относительной доли интерфейсов в общем объеме пленок, что, в свою очередь, выражается в прогрессивном снижении  $\langle \mu_{Co} \rangle$ .

Для количественной оценки толщины интерфейсов можно предложить простую модель, схематически изображенную на вставке рис. 1. Пусть концентрация Co линейно увеличивается от поверхности вглубь магнитного слоя и достигает 100% на расстоянии  $h$  (линия 1). Пусть также магнитный момент у Co отсутствует при концентрации Si более 30 ат.%, т.е. на глубине до  $0,7h$ , а на большем расстоянии от поверхности линейно увеличивается, достигая максимального значения на глубине  $h$  (линия 2). Тогда связь между  $\langle \mu_{Co} \rangle$  и толщиной Co устанавливается простым аналитическим выражением, содержащим параметр  $h$ :

$$\langle \mu_{Co} \rangle = 1 - 2 \left( \frac{0,7h}{L_{Co}} + \frac{0,3h}{2L_{Co}} \right) = 1 - 1,7 \frac{h}{L_{Co}}. \quad (1)$$

Пример зависимости  $\langle \mu_{Co} \rangle(L_{Co})$ , рассчитанной для  $h = 1,2$  нм и привязанной к экспериментальным данным в точке  $L_{Co} = 42$  нм, приведен на рис. 1 линией. Указанное значение  $h$  выбрано в результате подгонки процедуры. Оно дает наиболее адекватную расчетную кривую  $\langle \mu_{Co} \rangle(L_{Co})$ , поэтому в рамках рассмотренной модели может рассматриваться как количественная характеристика реальных интерфейсов.

Другой эксперимент, направленный на изучение межслойного влияния в наноструктурах Co/Si, был выполнен нами на пленках  $[Co(7)/Si(L_{Si})]_9/Co(7)$ . Как следует из приведенной структурной формулы, толщина слоев Co в этой серии образцов была постоянна ( $L_{Co} = 7$  нм), а пленочная структура содержала 9 периодов и еще один поверхностный слой Co. Толщина слоев Si при этом варьировалась от образца к образцу в пределах 0,3–10 нм. На рис. 2 точками и сплошной линией представлена экспериментальная зависимость приведенного среднего магнитного момента Co от толщины слоев Si. Значения  $\langle \mu_{Co} \rangle$  определяли способом, описанным выше, но нормирующей величиной в данном случае выступала намагниченность насыщения однородной пленки Co.

На кривой  $\langle \mu_{Co} \rangle(L_{Si})$ , показанной на рис. 2, можно выделить два существенно различных участка: на первом ( $0 < L_{Si} < 3$  нм) происходит резкое изменение  $\langle \mu_{Co} \rangle$ ; на втором ( $L_{Si} > 3$  нм) — магнитный момент практически постоянен. Такое поведение  $\langle \mu_{Co} \rangle$  может быть интерпретировано следующим образом. При малой номинальной толщине немагнитных слоев весь Si идет на формирование межслойных интерфейсов, т.е.

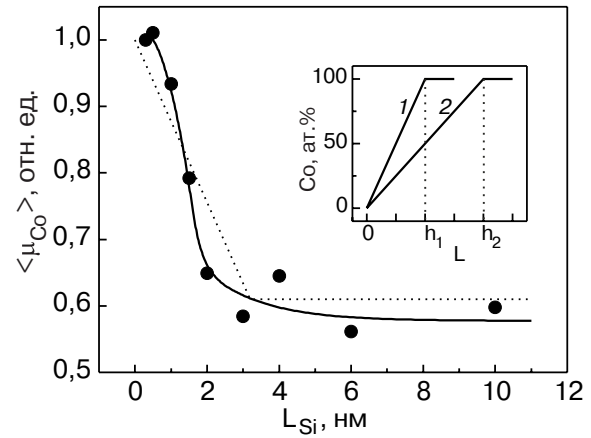


Рис. 2. Экспериментальная (точки, сплошная линия) и рассчитанная (штриховая линия) зависимости приведенного значения среднего магнитного момента атомов Co в пленках  $[Co(7)/Si(L_{Si})]_9/Co(7)$  от толщины слоев Si. Вставка схематически иллюстрирует возможное изменение конфигурации межслойного интерфейса при изменении номинальной толщины слоев Si: малой (1), большой (2).

растворяется в слоях Co. Естественно это приводит к снижению  $\langle \mu_{Co} \rangle$ . В области  $L_{Si} = 3$  нм межслойная диффузия насыщается, и при дальнейшем увеличении  $L_{Si}$  образуется реальный слой Si. Рост его толщины естественно не сказывается на величине  $\langle \mu_{Co} \rangle$ . Для выполнения количественных оценок можно предположить, что на стадии формирования интерфейсы имеют подобный профиль химического состава: содержание Co изменяется линейно от 0 до 100%. В то же время разным номинальным значениям  $L_{Si}$  соответствует разная глубина проникновения Si (см. вставку на рис. 2). В такой модели, используя принятую выше связь между концентрацией Si и атомным магнитным моментом Co, которая отражена в (1), можно вычислить зависимость  $\langle \mu_{Co} \rangle(L_{Si})$ . Она будет иметь излом в точке, соответствующей максимально возможной толщине интерфейсов  $h$ . На рис. 2 штриховой линией показан пример такой зависимости для оптимальной величины  $h = 1,6$  нм, найденной путем подгонки.

На рис. 2 видно, что расчетная кривая правильно передает характерные черты соответствующей экспериментальной зависимости. В совокупности с результатами, полученными на образцах  $[Co(L_{Co})/Si(2)]_n$ , это позволяет говорить об адекватности модели, трактующей межслойные взаимодействия в системе Co/Si на языке межслойных интерфейсов. В то же время результаты температурного исследования пленок Co/Si показали, что простая континуальная модель не отражает всех особенностей свойств данных наноструктур. Это прежде всего относится к магнитному гистерезису, специфику которого в пленках типа  $[Co(7)/Si(L_{Si})]_9/Co(7)$  демонстрирует рис. 3.

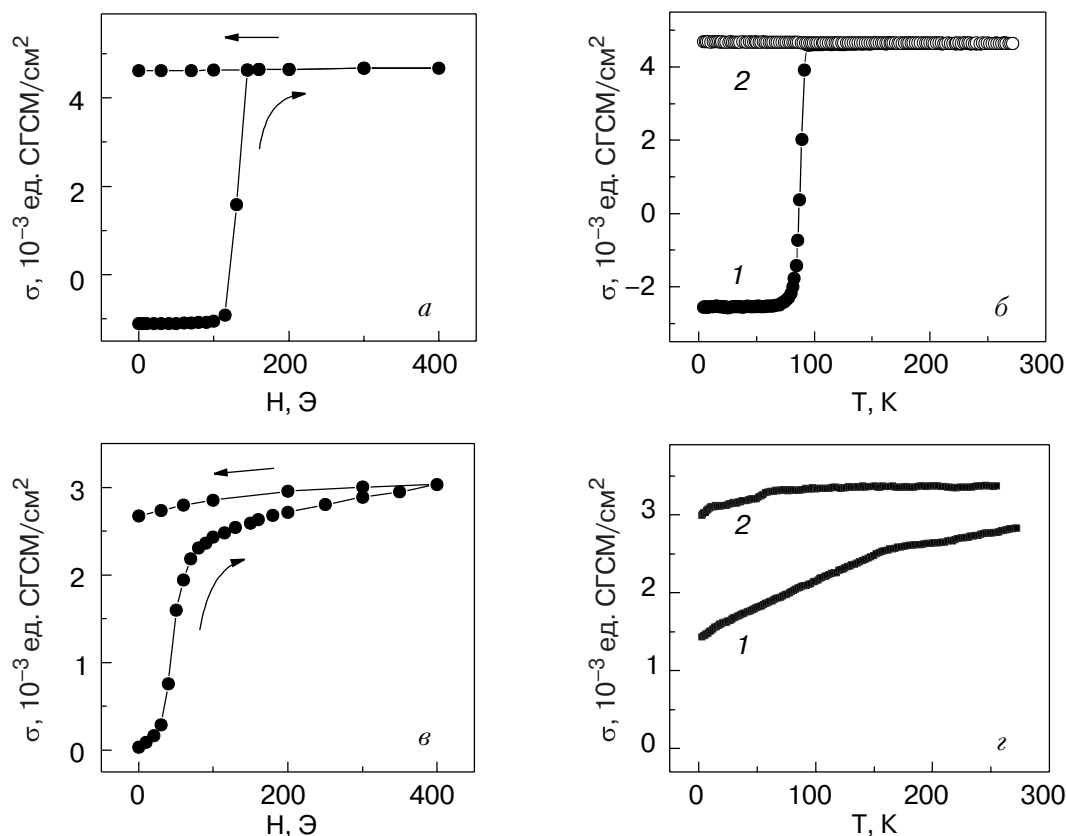


Рис. 3. Фрагменты петель гистерезиса (а,в) и зависимости намагниченности от температуры (б,г) в магнитном поле напряженностью 50 Э (1) и 400 Э (2) для образцов:  $[\text{Co}(7)/\text{Si}(0,3)]_9/\text{Co}(7)$  (а,б);  $[\text{Co}(7)/\text{Si}(2)]_9/\text{Co}(7)$  (в,г).

На рис. 3,а,в показаны фрагменты петель гистерезиса  $\sigma(H)$  пленок с разной толщиной прослоек Si. Величина  $\sigma$  представляет собой магнитный момент единицы площади образцов. Измерения выполнены при  $T = 4,2$  К в магнитном поле, ориентированном вдоль наведенной оси легкого намагничивания, по схеме  $0 \rightarrow H_{\text{max}} \rightarrow 0$ . Образцы предварительно размагничивались знакопеременным полем с убывающей амплитудой. Как видно, пленка с  $L_{\text{Si}} = 3$  нм (рис. 3,а) имеет ярко выраженный пороговый характер перемагничивания, что, в частности, обусловило ее неполное размагничивание по принятой методике. Подобная картина перемагничивания, которое, по-видимому, осуществляется путем скачкообразного движения доменных границ, характерна для всех образцов с  $L_{\text{Si}} \leq 1$  нм. Однако при больших толщинах немагнитных слоев ситуация качественно изменяется: намагничивание происходит более плавно, заметно (на 20–30%) снижается остаточная намагниченность, появляется гистерезис в полях, намного превышающих коэрцитивную силу (рис. 3,в).

По нашему мнению, вероятной причиной отмеченной трансформации может быть неоднородная межслойная диффузия. Предположим, что Si проникает в мелкокристаллические слои Co преимущественно по границам зерен. Тогда кристаллиты Co в

области интерфейсов могут оказаться магнитнеоднородными по глубине. Их приповерхностные части из-за значительного обогащения кремнием будут немагнитными, а внутренние — сохраняют магнитное упорядочение. В целом такая микроструктура представляется как совокупность магнитных частиц (гранул), находящихся в немагнитной матрице Co–Si. Считая гранулы однодоменными, процесс их намагничивания можно характеризовать как вращение намагниченности. Именно оно определяет понижение остаточной намагниченности и присутствие высокополевых «хвостов» на петлях гистерезиса пленок с  $L_{\text{Si}} \geq 1,5$  нм. Однако серединные части слоев Co, по-видимому, перемагничиваются за счет смещения доменных границ, что, в основном, определяет изменение намагниченности в слабых полях.

Тонкие нюансы микроструктуры, на которых построена изложенная выше модель, трудно зафиксировать непосредственно. Тем не менее некоторые сведения о ее реальном состоянии можно почерпнуть из электронно-микроскопических наблюдений. Результаты соответствующего исследования, в виде изображений микроструктуры и фрагментов электронограмм пленок типа  $[\text{Co}(L_{\text{Co}})/\text{Si}(2)]_5$ , показаны на рис. 4. Как видно, образец с  $L_{\text{Co}} = 10$  нм (рис. 4,а) представляет собой мелкокристалличе-

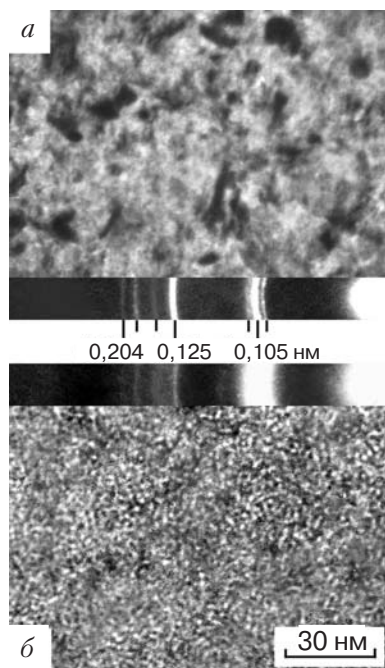


Рис. 4. Электронно-микроскопические изображения микроструктуры и соответствующие электронограммы образцов  $[\text{Co}(10)/\text{Si}(2)]_5$  (а) и  $[\text{Co}(3)/\text{Si}(2)]_5$  (б).

ский объект со значительной дисперсией в размерах структурных элементов. Анализ дифракционной картины показывает, что этими элементами являются кристаллиты гексагонального Co. Следов других кристаллических фаз, например Si или силицидов Co, в пленках не зафиксировано. Средний размер кристаллитов не превышает 10 нм. Такие кристаллиты, если они магнитоизолированы, действительно должны находиться в однодоменном состоянии, поскольку даже при комнатной температуре критический диаметр однодоменности для Co превышает 60 нм. Кроме того, некоторая размытость дифракционных линий указывает на присутствие в пленках наноразмерных (1–2 нм) кристаллитов Co, которые вполне могут составлять основу межслойных интерфейсов.

На рис. 3,б,г представлены зависимости удельной намагниченности от температуры для пленок, петли гистерезиса которых обсуждались выше. Эти данные получены при нагреве образцов в постоянном магнитном поле  $H_0$  разной напряженности. Предварительно они охлаждались до  $T = 4,2$  К и размагничивались. Затем вдоль оси легкого намагничивания прикладывалось поле  $H_0$ , и температура монотонно повышалась. Найденные таким образом кривые  $\sigma(T)$  также обнаруживают связь с  $L_{\text{Si}}$ . Когда номинальная толщина Si мала ( $L_{\text{Si}} \leq 1$  нм), поле  $H_0 = 400$  Э позволяет достигать магнитного насыщения во всем использованном интервале температур (рис. 3,б, кривая 1). Относительно слабое поле ( $H_0 = 50$  Э) до некоторой температуры практически не

влияет на намагниченность, но затем вызывает скачкообразный переход в состояние магнитного насыщения (рис. 3,б, кривая 2). Такое *инициированное температурой* намагничивание является следствием понижения коэрцитивной силы, которое, в свою очередь, отражает температурное поведение магнитной анизотропии Co. Картина «термического намагничивания» начинает меняться в образцах с  $L_{\text{Si}} = 1,5$  нм и оказывается существенно иной при  $L_{\text{Si}} \geq 2$  нм (рис. 3,г). В этом случае использованная процедура получения исходного состояния дает практически полное размагничивание образцов. Однако в слабом поле уже при  $T = 4,2$  К устанавливается значительная намагниченность, а кривая  $\sigma(T)$  является монотонно возрастающей вплоть до комнатной температуры (кривая 2). Постепенное увеличение намагниченности с повышением температуры наблюдается и в сильном поле, правда, в существенно меньшем температурном интервале (кривая 1).

Интерпретацию отмеченных особенностей также можно дать, используя представление о магнитной неоднородности слоев Co и намагничивании их в срединной части в основном за счет смещения доменных границ, а в интерфейсах из-за вращения намагниченности. Причем образование интерфейсов, по нашему мнению, приводит к сильному уменьшению коэрцитивности доменных границ. Это известный эффект, который наблюдается в различных слоистых объектах при разрыве обменной связи между магнитными слоями [9]. Он обусловлен переходом от сквозных доменных границ Нееля к границам, локализованным в отдельных слоях, но связанных магнитостатическим взаимодействием в системы с пониженной плотностью энергии. Таким образом, намагниченность, которую обнаруживает образец с  $L_{\text{Si}} = 2$  нм при  $T = 4,2$  К и  $H_0 = 50$  Э (рис. 3,г кривая 2), можно приписать внутренней части слоев Co, не затронутой диффузионными процессами.

Температурное изменение  $\sigma$ , скорее всего, осуществляется за счет интерфейсов и обусловлено вращением намагниченности в гранулах. С ростом  $T$  оно облегчается из-за соответствующего снижения магнитной анизотропии. Постепенность в нарастании  $\sigma$  обеспечивается дисперсией в полях перемагничивания и может задаваться несколькими причинами. Во-первых, это неодинаковость в величине частиц, которая реализуется за счет естественного разброса в размерах кристаллитов Co, а также из-за неодинаковой глубины диффузии в них Si. Размер частиц становится фактором непосредственного влияния на коэрцитивную силу, когда приближается к критическому диаметру суперпарамагнетизма, который для Co по порядку величины при температурах ниже комнатной составляет 1–10 нм. Во-вто-

рых, это дисперсия спонтанной намагниченности, возникающая из-за различий в концентрации Si в гранулах Co. В-третьих, возможные колебания магнитной анизотропии, также вызванные концентрационными флуктуациями. Причем магнитная анизотропия оказывает на коэрцитивную силу частиц как прямое, так и опосредованное влияние. В последнем случае оно реализуется через механизм суперпарамагнетизма.

К числу факторов, определяющих закономерности термического намагничивания пленок Co/Si, относятся не только толщина Si, но и толщина магнитной слоистой составляющей. Последнее демонстрирует рис. 5, где представлены температурные зависимости приведенной удельной намагниченности  $\sigma(T)/\sigma(4,2 \text{ К})$  для образцов с разной величиной  $L_{\text{Co}}$ . Эти данные получены по описанной выше методике в магнитном поле  $H_0 = 100 \text{ Э}$ . Как видно, все кривые являются монотонными, но по мере уменьшения  $L_{\text{Co}}$  постепенно изменяется их характер: из возрастающих они становятся убывающими. В образцах данной серии толщина слоев Si достаточна велика для того, чтобы сформировались межслойные интерфейсы, намагничивание которых по представленной выше модели обуславливает плавное увеличение намагниченности с ростом температуры. Поэтому ход кривых  $\sigma(T)/\sigma(4,2 \text{ К})$  в образцах с относительно толстыми слоями Co представляется вполне естественным.

Тот факт, что с уменьшением  $L_{\text{Co}}$  амплитуда изменения намагниченности уменьшается и даже становится отрицательной, можно связать с определен-

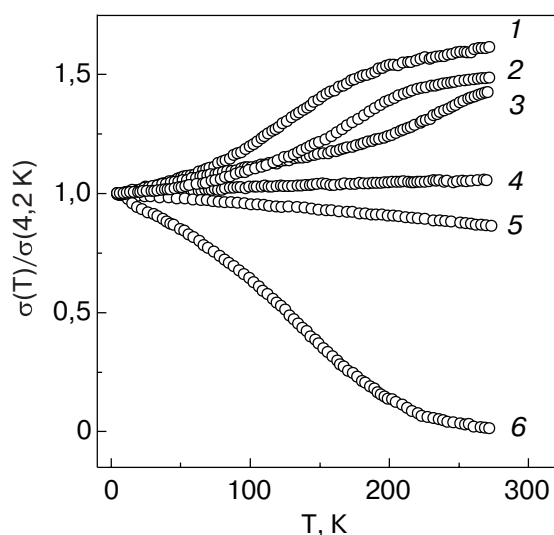


Рис. 5. Температурные зависимости приведенной удельной намагниченности пленок  $[\text{Co}(L_{\text{Co}})/\text{Si}(2)]_n$  с толщинами слоев Co, нм: 42 (1); 12,6 (2); 8,4 (3); 4,2 (4); 3,2 (5); 2,1 (6). Измерения выполнены при нагреве образцов в магнитном поле  $H_0 = 100 \text{ Э}$ .

ной перестройкой микроструктуры. На это прямо указывают результаты электронно-микроскопического исследования. Возвращаясь к рис. 4, который отражает состояние образцов с  $L_{\text{Co}} = 10 \text{ нм}$  (а) и  $L_{\text{Co}} = 3 \text{ нм}$  (б), можно констатировать, что уменьшение толщины слоев Co кардинально повышает дисперсность структуры. Средний размер областей когерентного рассеяния уменьшается до 2–3 нм. Тем не менее признаки гексагональной кристаллической решетки Co сохраняются (см. соответствующую электронограмму). Опираясь на этот результат, можно полагать, что и в интерфейсах размер гранул уменьшается за счет сильномагнитной сердцевинки. В гранулах возрастает объемная доля твердого раствора Co–Si с нулевым или пониженным магнитным моментом на атом Co, что естественно ведет к меньшему изменению намагниченности с температурой. Кроме того, уменьшение атомного магнитного момента отражается на температуре Кюри. Это порождает тенденцию к уменьшению  $\sigma$  с температурой, которая начинает доминировать в пленках с  $L_{\text{Co}} \leq 3 \text{ нм}$  (рис. 5, кривые 5,6).

В пленке с  $L_{\text{Co}} = 2,1 \text{ нм}$  весь Co, по нашим модельным оценкам, находится в очень мелких гранулах с сильно пониженной температурой Кюри. Именно это обстоятельство обуславливает довольно резкое температурное убывание намагниченности и фактическое исчезновение  $\sigma$  вблизи комнатной температуры. Интересно, что в поле  $H_0 \leq 50 \text{ Э}$  данный образец обнаруживает немонотонное изменение намагниченности с температурой. Это видно на рис. 6, на котором показаны зависимости  $\sigma(T)$ , измеренные при различной напряженности поля  $H_0$ . Ход кривых 1, 2 можно объяснить тем, что слева от максимальных значений  $\sigma$  превалирует описанное ранее термическое намагничивание гранул. Причем оно осуществляется довольно интенсивно, что говорит о невысокой магнитной анизотропии этих Co–Si образований. Справа от максимумов определяющим становится температурное изменение спонтанной намагниченности этого материала, которое из-за невысокой температуры Кюри задает резкое уменьшение  $\sigma$ .

### Заключение

Показано, что в слоистых наноструктурах Co/Si имеет место существенное влияние кремния на магнетизм слоев Co. Оно зависит от толщин магнитной и немагнитной составляющих и выражается в уменьшении среднего атомного магнитного момента и специфическом изменении гистерезисных характеристик. Эти закономерности находят качественное объяснение в модели межслойных интерфейсов с гранулированной магнитной структурой.

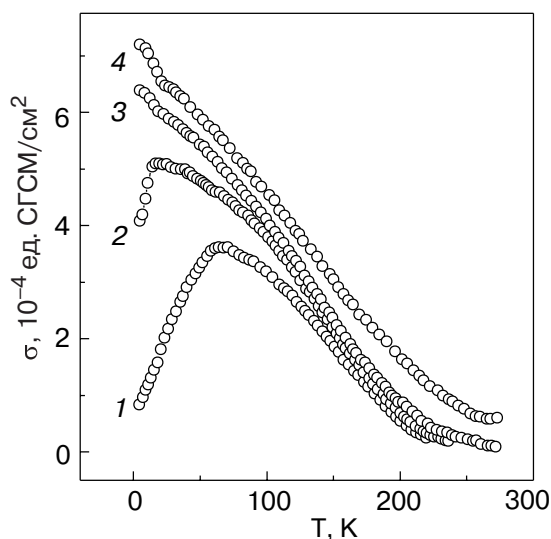


Рис. 6. Температурные зависимости удельной намагниченности образца  $[\text{Co}(2,1)/\text{Si}(2)]_{20}$ , измеренные в магнитном поле различной напряженности, Э: 25 (1); 50 (2); 100 (3); 500 (4).

Работа выполнена при поддержке ФАО РНП.2.1.1. (проект 6945), РФФИ (грант № 05-02-16671-а) и интеграционного проекта УрО и СО РАН № 32-2006. Электронно-микроскопические наблюдения осуществлены в ЦКПЭМ ИФМ УрО РАН.

1. A. Barthelemy, A. Fert, and A. Petroff, *Handbook of Magnetic Materials*, K.M.J. Bushow (ed.) **12**, 1 (1999).
2. В.О. Васьковский, А.А. Ювченко, В.Н. Лепаловский, Н.Н. Щеголева, А.В. Свалов, *ФММ* **93**, 1 (2002).
3. J.C. Denardin, M. Knobel, L.S. Dorneles, and L.F. Schelp, *J. Magn. Magn. Mater.* **294**, 206 (2005).
4. S. Hashimoto and Y. Ochiai, *J. Magn. Magn. Mater.* **88**, 211 (1990).
5. V.O. Vas'kovskiy, A.V. Svalov, and G.V. Kurlyandskaya, *Encyclopedia of Nanoscience Nanotechnology*, H.S. Nalwa (ed.) **4**, 925 (2004).
6. P.J. Grundy, J.M. Fallon, and H.J. Blythe, *Phys. Rev.* **B62**, 9566 (2000).
7. J. Enkovaara, A. Ayuela, R.M. Nieminen, *Phys. Rev.* **B62**, 16018 (2000).
8. W.Z. Felsch, *Angew. Phys.* **195**, 275 (1970).
9. В.О. Васьковский П.А. Савин, В.Н. Лепаловский, Г.С. Кандаурова, Ю.М. Ярмошенко, *ФММ* **79**, 70 (1995).

### Spontaneous magnetization and features of temperature-induced magnetization process in planar Co/Si nanostructures

V.O. Vas'kovskiy, G.S. Patrin, D.A. Velikanov, A.V. Svalov, and N.N. Schegoleva

The magnetic properties of planar Co/Si nanostructures with different nominal thicknesses of magnetic (2–42 nm) and non-magnetic (0.3–10 nm) layered components are studied in the temperature interval of 4.2–300 K. It is found that with the Si layers present, the spontaneous magnetization of Co decreases, its temperature dependence is changed, and the magnetic hysteresis is modified. The interlayer influence is explained by the Si diffusion into the Co layers, which results in the formation of magnetically non-uniform interfaces of lower average magnetization. The depth of the interfaces depends on nominal thickness of the Si layers and can be as high as 1.6 nm. The qualitative explanation of the magnetization process features of the investigated subjects influenced by magnetic field and temperature are explained qualitatively in the framework of the granular microstructure model. Some statements of the interlayer interaction model are supported by the results of electron microscopic studies.

PACS: **75.70.-i** Magnetic properties of thin films, surfaces, and interfaces;  
**75.75.+a** Magnetic properties of nanostructures;  
**75.70.Cn** Magnetic properties of interfaces (multilayers, superlattices, heterostructures).

Keywords: layered nanostructures, spontaneous magnetization, granular microstructure.