

Спин-стекольное состояние многослойных структур Fe/Cr со сверхтонкими слоями железа

А. Б. Дровосек¹⁾, Н. М. Крейнс, Д. И. Холин, А. В. Королев*, М. А. Милев*, Л. Н. Ромашев*, В. В. Устинов*

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

** Институт физики металлов Уральского отд. РАН, 620041 Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 9 июня 2008 г.

Изучалась эволюция магнитных свойств сверхрешеток Fe/Cr при уменьшении номинальной толщины слоев железа вплоть до атомных величин, когда эти слои уже не являются сплошными. Исследования проводились на многослойных образцах с различной толщиной Fe в диапазоне 2–6 Å при толщинах прослоек хрома 10 и 20 Å. Обнаружено, что в зависимости от толщины слоев Fe и температуры в системе реализуются различные магнитные фазы: суперпарамагнитная, магнитоупорядоченная, а также неэргодичное состояние, характеризуемое зависимостью намагниченности образца от его магнитной предистории. Показано, что наблюдаемая неэргодичная фаза проявляет свойства спинового стекла. Построена качественная фазовая диаграмма магнитных состояний исследуемой системы.

PACS: 75.50.Lk, 75.50.Tt, 75.70.Cn

В последние годы весьма широко изучаются магнитные неупорядоченные системы. В частности, своими необычными свойствами большое внимание привлекают системы, состоящие из мелких магнитных частиц. Даже при отсутствии межчастичных взаимодействий ансамбль наноразмерных однодоменных магнитных частиц проявляет свойства, промежуточные между парамагнетиком и макроскопическим ферромагнетиком. Более того, наличие случайных межчастичных взаимодействий в системе может приводить к реализации фазы спинового (кластерного) стекла – множественных метастабильных неупорядоченных магнитных состояний. Несмотря на довольно обширные экспериментальные и теоретические исследования спин-стекольного состояния (см., например, обзоры [1, 2]), его магнитные свойства до конца не поняты, так что изучение данного вопроса остается актуальным.

Один из возможных способов реализации рассмотренных систем – многослойные структуры, состоящие из очень тонких ферромагнитных слоев, разделенных относительно толстыми немагнитными прослойками. Из-за несовершенства используемых технологий приготовления реальные слои всегда характеризуются определенной шероховатостью. При малом количестве напыленного вещества это приводит к разрывной структуре ферромагнитной пленки – наличию отдельных ферромагнитных кластеров.

В настоящее время достаточно много работ посвящено изучению подобного рода структур. В качестве прослоек между ферромагнитными слоями используются как неферромагнитные металлы [3–5], так и изоляторы [6, 7]. Обычно в этих работах не проводится детальное исследование возможных магнитных состояний системы. Большинство авторов ограничивается либо небольшим интервалом температур, либо фиксированными значениями толщин ферромагнитных слоев, и т. п.

Сравнительно полным является цикл работ, посвященных изучению свойств многослойной структуры металл-изолятор $[\text{CoFe}/\text{Al}_2\text{O}_3]_N$ (discontinuous metal-isolator multilayers) [6,7] с разрывными ферромагнитными слоями. Магнитное состояние такой системы определяется в основном диполь-дипольным взаимодействием между частицами внутри ферромагнитных слоев, а межслойное взаимодействие пренебрежимо мало. В указанных работах было обнаружено существование различных магнитных фаз в зависимости от номинальной толщины магнитного слоя и температуры, включая ферромагнитную, суперпарамагнитную и фазу спинового стекла.

В ряде структур с металлической прослойкой, где важна роль обменного взаимодействия РККИ (Рудерман–Киттель–Касуя–Иосида) между сверхтонкими ферромагнитными слоями (например, Co/Cu [3], Co/Ag [4], Fe/Al [5]), наблюдалось суперпарамагнитное поведение.

Особый интерес представляет система Fe/Cr, которая активно изучалась на протяжении последних

¹⁾e-mail: drovosekov@kapitza.ras.ru

десятилетий [8]. В основном проводимые исследования были посвящены изучению природы обменного взаимодействия между слоями Fe, связи его с магнитными и структурными свойствами слоев Cr, зависимости от степени шероховатости межслойных границ в сверхрешетках или трехслойных образцах с достаточно толстыми однородно намагниченными слоями Fe. Уменьшение толщины слоев Fe вплоть до сверхтонких, в пределе – разрывных, должно привести к трансформации магнитного состояния многослойной системы.

Наши предварительные исследования на многослойных монокристаллических образцах Fe/Cr, приготовленных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [9, 10], показали, что сильная трансформация магнитных свойств системы имеет место при толщине слоев железа $\sim 3 \text{ \AA}$. В частности, было обнаружено, что при комнатной температуре образцы с толщиной слоев Fe менее 3 \AA демонстрируют суперпарамагнитное (SP) поведение, а образцы с более толстыми слоями находятся в магнитоупорядоченном состоянии, подобном обычным сверхрешеткам. Наблюдалась сильная зависимость магнитных свойств системы от температуры. Ранее, в работе [11] сообщалось также и об обнаружении фазы спинового стекла в образце $[\text{Fe}(4 \text{ \AA})/\text{Cr}(80 \text{ \AA})]_{16}$, но экспериментальные данные, подтверждающие это наблюдение, опубликованы не были. Состояние спинового стекла изучалось также в цикле работ [12–14] для поликристаллических многослойных пленок $[\text{Fe}(20 \text{ \AA})/\text{Cr}(t)]_N$, выращенных методом ионного распыления. Причины возникновения спин-стекольного состояния в таких образцах оказываются, однако, существенно иными, чем в эпитаксиальных монокристаллических сверхрешетках. Этот вопрос мы обсудим более подробно в конце статьи.

Целью данной работы было подробное исследование в широком температурном интервале магнитных свойств многослойных структур Fe/Cr с номинальной толщиной слоев железа $\sim 3 \text{ \AA}$, соответствующей переходной области от их сплошного состояния к кластерному. Особый интерес представляло выяснение влияния обменного взаимодействия между слоями Fe через прослойку Cr на характер формируемой магнитной структуры, в том числе на возможность реализации в исследуемой системе состояния спинового стекла (SG).

В работе приведены и проанализированы результаты, полученные на шести образцах, относящихся к двум сериям многослойных структур Fe/Cr с разной толщиной слоев Cr (t_{Cr}), равной 10 и 20 \AA . Серия образцов с толщиной $t_{\text{Cr}} = 10 \text{ \AA}$, обеспечиваю-

щей в “классических” сверхрешетках Fe/Cr антиферромагнитное упорядочение соседних слоев Fe, обозначена нами в данной работе как “антиферромагнитная” (АФМ) серия, а серия образцов с толщиной $t_{\text{Cr}} = 20 \text{ \AA}$, что соответствует в сверхрешетках ферромагнитному упорядочению соседних слоев Fe, обозначена как “ферромагнитная” (ФМ) серия [8]. Толщина слоев Fe для образцов каждой серии попадает в наиболее интересный диапазон $2 - 6 \text{ \AA}$. Сверхрешетки были приготовлены методом МЛЭ, состояли из нескольких десятков пар слоев Fe/Cr и имели монокристаллическую структуру с кристаллографической осью $[100]$, направленной перпендикулярно плоскости образца. Малоугловая рентгеновская дифракция показала наличие хорошо выраженной периодической слоистой структуры у всех образцов вплоть до самых тонких слоев Fe. Ниже приведены структурные формулы изучаемых образцов и условные обозначения, под которыми они будут фигурировать в тексте.

ФМ (FM) серия	АФМ (AFM) серия
F1: $[\text{Fe}(2.5 \text{ \AA})/\text{Cr}(20 \text{ \AA})]_{30}$	A1: $[\text{Fe}(2.1 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{60}$
F2: $[\text{Fe}(3.5 \text{ \AA})/\text{Cr}(20 \text{ \AA})]_{30}$	A2: $[\text{Fe}(3.1 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{50}$
F3: $[\text{Fe}(5.5 \text{ \AA})/\text{Cr}(20 \text{ \AA})]_{30}$	A3: $[\text{Fe}(5.2 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{30}$

Магнитные свойства указанных структур исследовались с помощью SQUID-магнитометра в температурном интервале $2 - 300 \text{ K}$. Магнитное поле лежало в плоскости пленки и было направлено вдоль трудной оси намагничивания железа.

На рис.1 представлены зависимости намагниченности от температуры, $M(T)$, измеренные в диапазоне $4 - 300 \text{ K}$ для обеих серий образцов при небольших значениях приложенного постоянного магнитного поля (величина намагниченности приводится в пересчете на объем напыленного железа). Для каждого значения поля H показаны две кривые: $M_{\text{FC}}(T)$, полученная при охлаждении образца непосредственно в указанном магнитном поле H , и $M_{\text{ZFC}}(T)$, полученная в процессе отогрева образца в магнитном поле H после его предварительного охлаждения от комнатной температуры в нулевом поле.

Для всех исследуемых образцов наблюдаются качественно подобные зависимости намагниченности от температуры. В области высоких температур зависимости $M_{\text{FC}}(T)$ и $M_{\text{ZFC}}(T)$ совпадают, но при понижении температуры начинают расходиться. При этом $M_{\text{FC}}(T)$ демонстрирует монотонный рост, а $M_{\text{ZFC}}(T)$ проходит через максимум (исключение составляет образец A1, для которого намагниченность $M_{\text{FC}}(T)$ также проявляет слабый максимум при $T \sim$

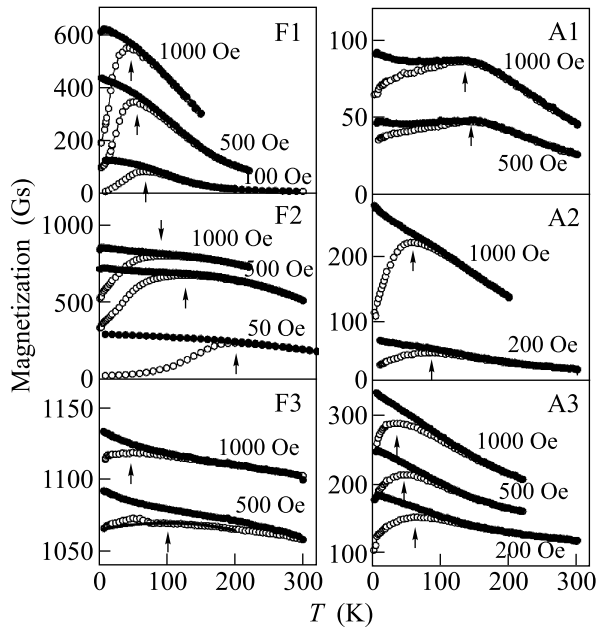


Рис.1. Температурные зависимости намагниченности исследуемых структур, полученные при охлаждении образцов в поле $-M_{FC}(T)$ (черные точки) и без поля $-M_{ZFC}(T)$ (светлые точки). Стрелками показаны положения (T_m) максимумов на кривой $M_{ZFC}(T)$

~ 150 K). Для каждого значения поля расщепление кривых $M_{FC}(T)$, $M_{ZFC}(T)$ происходит при температурах несколько выше температуры T_m , соответствующей максимуму зависимости $M_{ZFC}(T)$. Однако существенное расхождение этих зависимостей начинается ниже температуры T_m , которую можно грубо считать границей между обратимым и необратимым поведением намагниченности. Для всех образцов температура T_m уменьшается с увеличением поля, в котором производится измерение. Таким образом, в области низких температур магнитное состояние образцов является необратимым и зависит от их магнитной предыстории.

В области высоких температур, как указывалось раньше [15], образцы с достаточно тонкими слоями железа ведут себя как суперпарамагнетики. Такое поведение свидетельствует о том, что сверхтонкие слои Fe в силу неоднородности их толщины разбиваются на кластеры, взаимодействие между которыми оказывается слабее, чем обмен внутри кластера. Необратимое поведение намагниченности такой системы, возникающее при низких температурах, может объясняться двумя причинами [7]: либо блокировкой магнитного момента каждого кластера за счет анизотропии индивидуальных частиц, либо возникновением коллективного состояния типа SG, связанного со случайным межчастичным взаимодействием.

Для выяснения, какой именно случай магнитного состояния реализуется в наших образцах, были проведены исследования петель гистерезиса и температурных зависимостей комплексной низкочастотной восприимчивости.

На рис.2 показаны петли гистерезиса для образцов F1 и A2 при температурах ниже точки возник-

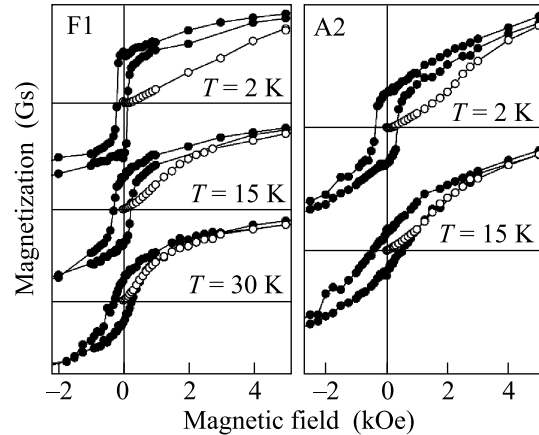


Рис.2. Петли гистерезиса (черные точки) при нескольких температурах и кривые начального намагничивания, полученные после охлаждения образцов без поля (светлые точки) для двух образцов

новения необратимости на кривых $M(T)$ [16]. Их характерная особенность состоит в том, что начальная кривая намагничивания, измеренная после охлаждения образца в отсутствие поля, лежит ниже петли гистерезиса, полученной после приложения к образцу сильного магнитного поля. Подобные аномальные петли наблюдались при низких температурах для всех исследуемых образцов, за исключением F3. С ростом температуры данная аномалия исчезала. Наблюдаемое поведение указывает на реализацию в системе при низких температурах состояния типа SG, характеризуемого множественностью локальных минимумов энергии с различными значениями полной намагниченности [17]. Для перевода системы из состояния с малым магнитным моментом в состояние с большим магнитным моментом необходимы существенно большие поля, чем для вращения этого магнитного момента как целого.

Наличие состояния типа SG в исследуемых образцах подтверждается также результатами измерения температурной зависимости комплексной магнитной восприимчивости $\chi' - i\chi''$ в нулевом постоянном и малом ($h = 2.5$ Э) переменном полях на разных частотах f (1–1000 Гц). Для образцов ФМ серии F1 и F2 и АФМ серии A2 и A3 (см. рис.3) при соответствующих значениях температуры (T_f) наблюда-

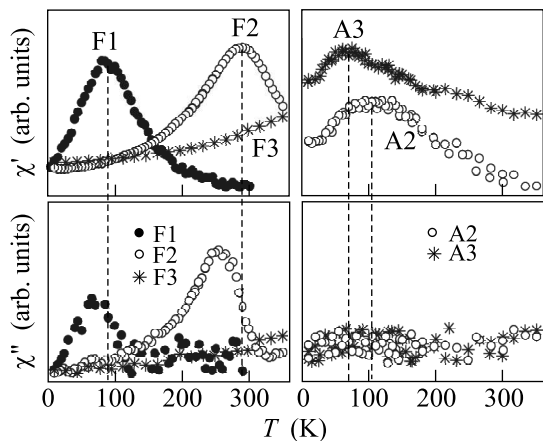


Рис.3. Температурные зависимости действительной (χ') и мнимой (χ'') частей магнитной восприимчивости в переменном поле для пяти образцов. Амплитуда поля $h = 2.5$ Э, частота $f = 10$ Гц

ются максимумы действительной части восприимчивости, χ' , а для структур ФМ серии F1 и F2 при температурах ниже T_f наблюдается ненулевая мнимая часть восприимчивости, χ'' . Положение пика восприимчивости T_f на температурной шкале зависит от частоты f . Характер этой зависимости определяет тип магнитного состояния, реализующегося в системе, – суперпарамагнитный или спиновое стекло [7]. Проведенный нами анализ показал, что полученные результаты качественно описываются типичным для SG степенным критическим законом: $f(T_f) \sim \tau_0^{-1} (T_f/T_g - 1)^{z\nu}$ с «разумными» значениями постоянной времени $\tau_0 \sim 10^{-10}$ с и критического показателя $z\nu \sim 10$ [6]. Величина T_g имеет смысл температуры перехода в состояние SG в нулевом поле. Для образца F1 получено значение $T_g \sim 80$ К, а для образца F2 $T_g \sim 280$ К. Использование для описания результатов наших экспериментов закона Аррениуса: $f(T_f) \sim \tau_0^{-1} \exp(-\Delta E/kT)$ (ΔE – энергия активации), характеризующего суперпарамагнитное поведение, привело к нереальным значениям константы τ_0 .

Для образцов АФМ серии максимумов χ'' и частотной зависимости χ' не наблюдалось, по-видимому, из-за относительной слабости этих эффектов. В этом случае T_g мы определяли по положению максимума $\chi'(T)$.

Таким образом, наблюдающиеся нами особенности статических и низкочастотных магнитных свойств изучаемых систем, в частности, зависимость результатов измерений от магнитной предыстории образцов ниже температуры $T_m(H)$, носят спин-стекольный характер.

На рис.4 представлены зависимости температуры T_m от магнитного поля отдельно для образцов фер-

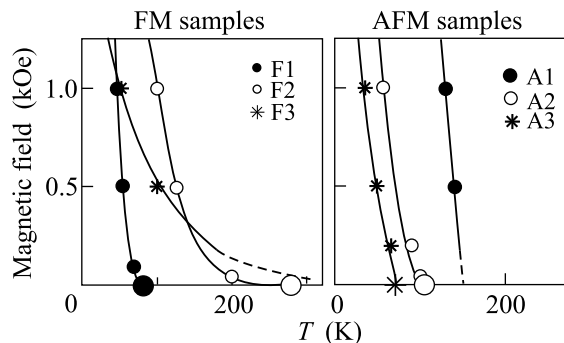


Рис.4. Зависимость температуры максимума кривой $M_{ZFC}(T)$ от поля для структур ФМ и АФМ серий. Точки – эксперимент, линии проведены для наглядности. Более крупными символами на оси $H = 0$ показаны значения температуры T_g

ромагнитной и антиферромагнитной серий. Более крупными символами на том же рисунке (при $H = 0$) показаны значения T_g исследуемых образцов. Видно, что два использованных способа определения температуры фазового перехода хорошо согласуются друг с другом.

Если качественно, как уже отмечалось, зависимости $M(T)$ для всех исследуемых образцов ведут себя одинаково (рис.1), то зависимость температуры спин-стекольного перехода от толщины слоев железа и приложенного магнитного поля существенно отличается для образцов ФМ и АФМ серий (рис.4). Для «антиферромагнитной» серии образцов наблюдается достаточно слабая зависимость температуры перехода от внешнего поля, а с увеличением толщины слоев Fe температура перехода монотонно уменьшается. Для «ферромагнитной» серии образцов, напротив, в слабом поле температура перехода растет с увеличением толщины слоев Fe (для образца F3 с самыми толстыми слоями Fe максимум χ' не достигается вплоть до температуры 350 К, причем во всем температурном интервале наблюдается несовпадение кривых $M_{FC}(T)$ и $M_{ZFC}(T)$). Однако во внешнем поле температура перехода для толстых слоев Fe в ферромагнитной серии падает быстрее, чем для тонких. В результате уже в поле 500 Э зависимость температуры перехода от толщины слоев Fe оказывается немонотонной (рис.4).

На основе изложенных выше результатов с учетом опубликованных нами ранее [9, 10] данных на рис.5 представлен качественный вид магнитных фазовых диаграмм изучаемых структур ФМ и АФМ серий в координатах температура – толщина слоя желе-

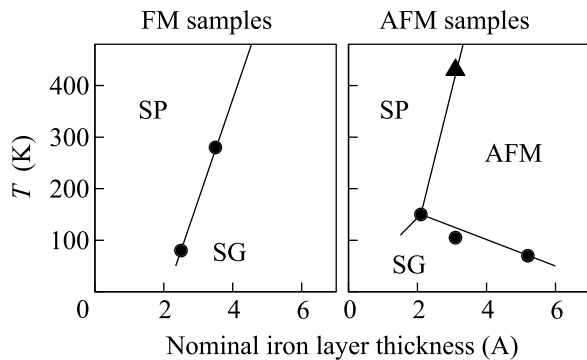


Рис. 5. Качественные диаграммы наблюдаемых магнитных состояний в исследуемых структурах Fe/Cr ФМ и АФМ серий в координатах температура – номинальная толщина железа

за. При этом круглыми символами показаны значения температуры спин-стекольного перехода T_g . Основное отличие для структур ФМ и АФМ серий в исследованном диапазоне толщин слоев Fe заключается в различном поведении линии перехода в спин-стекольное состояние $T_g(t_{Fe})$, а именно, “возрастающая” (при увеличении номинальной толщины слоев Fe) зависимость для ФМ серии образцов и “убывающая” для образцов АФМ серии. При этом выше температуры T_g образцы ФМ серии F1 и F2 проявляют суперпарамагнитные свойства – отсутствие остаточного момента и кривые намагничивания ланжевенского типа (в [10] приведены соответствующие данные для образца F1). Для образца F3, как уже упоминалось, во всем исследованном температурном диапазоне наблюдалась необратимость намагниченности, однако других свидетельств присутствия фазы спинового стекла обнаружить не удалось. Возможно, что в данном случае мы имеем дело уже со смешанной фазой ферромагнетик-спиновое стекло.

В отличие от образцов ФМ серии, образцы АФМ серии уже при толщинах $t_{Fe} > 3 \text{ \AA}$ выше T_g демонстрировали наличие упорядоченной фазы (см. данные ФМР в [9]). При этом образец А2 при температуре $\sim 400 \text{ K}$ переходил в (супер)парамагнитное состояние (треугольник на рис.5), а образец А3 вел себя как магнитоупорядоченная сверхрешетка вплоть до высоких температур.

Наблюдаемое отличие фазовых диаграмм для образцов ФМ и АФМ серий мы связываем с различием не столько в знаке, сколько в величине межслойного взаимодействия. Для образцов ФМ серии с $t_{Cr} = 20 \text{ \AA}$ межслойный обмен относительно мал, и свойства системы определяются в основном взаимодействиями случайного характера внутри магнитного слоя. В этом случае при высоких температурах система яв-

ляется суперпарамагнетиком, а при охлаждении переходит не в упорядоченное ФМ состояние, а в состояние SG. По мере увеличения номинальной толщины напыленного железа величина взаимодействий внутри магнитного слоя растет, что сначала приводит к увеличению температуры спин-стекольного перехода. Однако при некоторой толщине ферромагнитное взаимодействие внутри слоя становится преобладающим, и парамагнитная в области высоких температур структура переходит при охлаждении в ФМ фазу. При более низкой температуре все еще возможен переход в так называемую “смешанную” или “возвратную” фазу SG [1]. Для исследуемых структур ФМ серии такую смешанную фазу, по-видимому, демонстрирует образец F3 ($t_{Fe} = 5.5 \text{ \AA}$).

Образцы АФМ серии отличаются от структур ФМ серии гораздо большим межслойным обменом, который вносит в систему дополнительный упорядочивающий эффект. Можно сказать, что помимо среднего ферромагнитного взаимодействия внутри железных слоев, каждый из них испытывает дополнительное воздействие среднего поля со стороны соседних слоев. Поэтому, в отличие от структур ФМ серии, уже при $t_{Fe} > 3 \text{ \AA}$ образцы АФМ серии демонстрируют переход из парамагнитной в упорядоченную фазу с АФМ упорядочением соседних слоев Fe. При более низких температурах наблюдается “возвратная” фаза SG. С увеличением t_{Fe} эффективное среднее поле внутри слоев растет, а относительный вклад случайных взаимодействий ослабевает. Соответственно, температура перехода из парамагнитной в упорядоченную фазу растет, а температура перехода в фазу SG понижается.

Как упоминалось выше, авторы работ [12–14] ранее уже исследовали спин-стекольное поведение поликристаллических сверхрешеток Fe/Cr, полученных методом ионного распыления. Фаза SG наблюдалась в этих работах при толщине ферромагнитных слоев 20 \AA , в то время как в наших образцах существенная неэргодичность поведения проявлялась лишь при толщине железа менее 6 \AA .

Такое противоречие легко объясняется существенными различиями в структуре исследованных пленок. Метод ионного распыления позволяет получать лишь поликристаллические структуры с достаточно шероховатыми границами раздела слоев. Заметная часть атомов Fe в таких образцах находится в ферромагнитных кластерах, располагающихся в приграничных областях между слоями железа и хрома. Наблюдавшиеся в работах [12–14] спин-стекольные явления, как указывают авторы, в первую очередь были связаны с такими разрозненными кластерами

железа, структура и концентрация которых определяется технологией напыления образцов и с трудом может быть проконтролирована. В наших образцах, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, качество межслойных границ более высокое, так что вклад ферромагнитных кластеров в общие магнитные свойства системы становится заметен лишь при номинальной толщине слоев Fe порядка нескольких атомов, когда на кластеры разбивается весь слой Fe. В работах [12, 14] авторы указывают также на то, что в поликристаллической железной пленке направление осей анизотропии для разных кристаллитов будет различным. В силу этого ферромагнитные слои в основном состоянии могут разбиваться на разориентированные домены, а межслойное обменное взаимодействие носит в этой ситуации характер пиннирующего потенциала. В результате такие слои Fe также могут вносить вклад в расщепление кривых $M_{FC}(T) - M_{ZFC}(T)$ и другие явления, свойственные спиновым стеклам. В силу этого анализ экспериментальных данных, полученных на поликристаллических пленках, существенно усложняется.

Благодаря монокристалличности и эпитаксиальной структуре наших образцов нам удалось наблюдать переход в спин-стекольное состояние основного объема ферромагнитных слоев, а не малой части ферромагнитного материала, содержащегося внутри прослойки хрома в виде кластеров. В результате мы смогли наблюдать полный набор особенностей поведения, свойственных SG, в том числе описанные выше особенности кривых гистерезиса. Изменение номинальной толщины ферромагнитных слоев является в нашем случае прямым способом изменения обменных параметров изучаемой системы кластеров, что позволило нам построить магнитную фазовую диаграмму изучаемой системы, разделить вклад межслойного и внутрислойного взаимодействий. Более подробный анализ представленной фазовой диаграммы мы планируем провести в последующих работах.

Работа поддержана грантами НШ# 6122.2008.2, Российского фонда фундаментальных исследований # 07-02-01252, # 07-02-01289. Авторы выражают

благодарность А.А. Мухину и В.Ю. Иванову (ИОФАН) за предоставление SQUID-магнетометра для измерения низкочастотных магнитных характеристик образцов, а также В.В. Тугушеву и В.И. Марченко за плодотворные обсуждения результатов измерений.

1. И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, УФН **157**, 267 (1989).
2. K. Binder and A. P. Young, Rev. Mod. Phys. **58**, 801 (1986).
3. P. Vavassori, F. Spizzo, E. Angeli et al., J. Magn. Magn. Mater. **262**, 120 (2003).
4. E. A. M. van Alphen and W. J. M. de Jonge, Phys. Rev. B **51**, 8182 (1995).
5. M. Carbuicchio, C. Grazzi, M. Rateo et al., J. Magn. Magn. Mater. **215-216**, 563 (2000).
6. W. Kleemann, O. Petravic, Ch. Binek et al., Phys. Rev. B **63**, 134423 (2001).
7. O. Petravic, X. Chen, S. Bedanta et al., J. Magn. Magn. Mater. **300**, 192 (2006).
8. D. T. Pierce, J. Unguris, R. J. Celotta, and M. D. Stiles, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 290 (1999).
9. A. B. Drovosekov, N. M. Kreines, M. A. Milyaev et al., J. Magn. Magn. Mater. **290-291**, 157 (2005).
10. A. B. Drovosekov, N. M. Kreines, M. A. Milyaev et al., Phys. Stat. Sol. (c) **3**, 109 (2006).
11. E. Kravtsov, V. Lauter-Pasyuk, H. J. Lauter et al., Physica B **297**, 118 (2001).
12. N. Theodoropoulou, A. F. Hebard, M. Gabay et al., J. Magn. Magn. Mater. **263**, 32 (2003).
13. R. S. Patel, A. K. Majumdar, A. K. Nigam et al., arXiv:cond-mat/0504275 v1 (2005).
14. R. S. Patel, A. K. Majumdar, and A. K. Nigam, J. Magn. Magn. Mater. **309**, 256 (2007).
15. В. В. Устинов, Л. Н. Ромашев, М. А. Миляев и др., Сборник трудов XVII международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", 20-23 июня 2000 г., Москва, 2000, стр. 588.
16. А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнс, А. В. Королев и др., Тр. XI Международного Симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника", 10-14 марта 2007, г. Нижний Новгород, т. 1, 2007, стр. 220.
17. R. D. Zysler, C. A. Ramos, E. De Biasi et al., J. Magn. Magn. Mater. **221**, 37 (2000).