

УДК 538.221; 539.213

©1995

СУПЕРПАРАМАГНЕТИЗМ В НАНОКЛАСТЕРНЫХ ПЛЕНКАХ Fe-SiO

Б.П.Хрусталева, А.Д.Балаев, В.М.Соснин

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск
(Поступила в Редакцию 6 октября 1994 г.)

Исследованы магнитные свойства суперпарамагнитных пленок Fe-SiO. Показано, что учет внутри- и межкластерного взаимодействий хорошо описывает магнитное поведение пленок. Определены основные параметры пленок. Предложена модель кластера, на основе которой объяснено уменьшение эффективного магнитного момента, приходящегося на атом железа.

В последнее время наблюдается всплеск интереса к металлокерамическим пленкам в связи с изучением нанокластерных материалов. Особое место в ряду таких объектов занимают пленки, в которых в качестве одной из компонент используются диэлектрики: окислы кремния (SiO, SiO₂) или алюминия (Al₂O₃) [1-5]. Особенности электрических и магнитных свойств этих пленок связаны с грануляцией, так как в этом случае при определенных концентрациях основным становится туннельный механизм проводимости и наблюдается концентрационный фазовый переход ферромагнетик-суперпарамагнетик (FM-SP). Ранее нами были представлены результаты экспериментального исследования магнитных и структурных свойств пленок Fe_{1-x}(SiO)_x [6-8], полученных методом вакуумного испарения. Использование этого метода с применением специальных испарителей [9] позволило получить более диспергированное состояние металла в пленках по сравнению с гранулированными пленками, исследованными другими авторами [1-4]. Полученные нами пленки при концентрации SiO более ~ 40 vol.% являются полностью аморфными, а при концентрации $x \sim 70 \div 75$ vol.% испытывают концентрационный переход в суперпарамагнитное состояние. Свойства пленок в ферромагнитной области были исследованы достаточно подробно, а для суперпарамагнитной области были получены лишь качественные результаты, свидетельствующие о наличии в системе двух характерных средних размеров микрочастиц. В настоящей работе приведены результаты подробного исследования магнитных свойств аморфных пленок Fe-SiO в суперпарамагнитной области концентраций.

1. Экспериментальные результаты

Измерения выполнялись на автоматизированном вибрационном магнитометре [10]. Были исследованы пленки $\text{Fe}_{1-x}(\text{SiO})_x$ с $x = 0.92, 0.88, 0.77, 0.75$. Для каждой пленки были проведены измерения изотерм намагниченности $I = I(H)$ в полях до 80 кОе и температурном интервале $4.2 \div 300$ К, температурных зависимостей восприимчивости $\chi(T)$ в малых полях и петель гистерезиса. Все измерения проводились при ориентации магнитного поля в плоскости пленок. Результаты представлены на рис. 1-3.

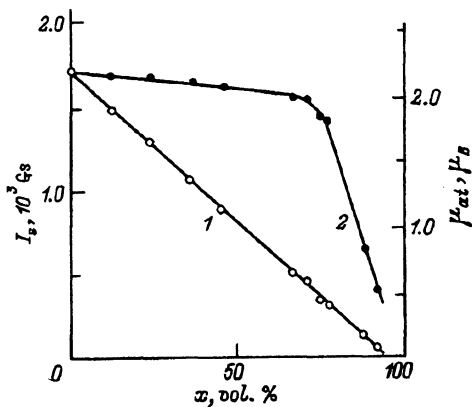


Рис. 1. Концентрационные зависимости намагниченности насыщения пленок Fe-SiO (1) и магнитного момента, приходящегося на атом железа в пленке (2).

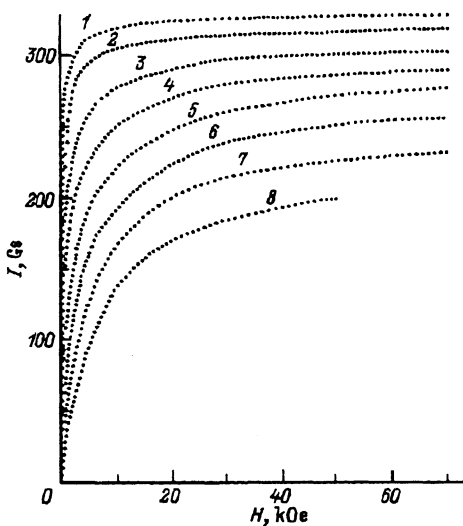


Рис. 2. Изотермы намагниченности для пленки $\text{Fe}_{0.23}\text{SiO}_{0.77}$. T (K): 1 — 4.2, 2 — 40, 3 — 100, 4 — 150, 5 — 200, 6 — 250, 7 — 300, 8 — 350.

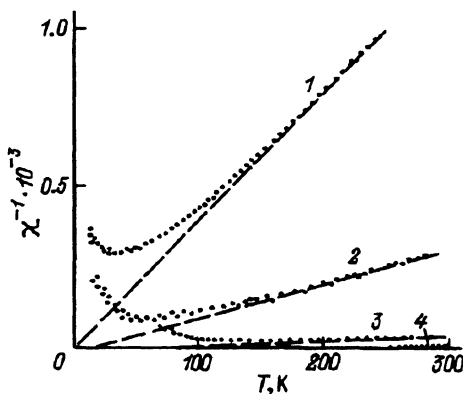


Рис. 3. Температурная зависимость обратной восприимчивости для пленок различных составов. x : 1 — 0.92, 2 — 0.88, 3 — 0.77, 4 — 0.75. Измерения проведены в поле $H = 200$ Ое.

2. Интерпретация результатов

На рис. 1 приведены как абсолютные значения I_s , так и значения магнитного момента, рассчитанные на атом железа. Видно, что в области концентраций $x < 70$ vol.% намагниченность насыщения падает практически линейно с увеличением x , а намагниченность, приходящаяся на атом железа μ_{at} , меняется слабо. В области концентраций $x \sim 70 \div 75$ vol.% наблюдаются излом и резкое падение величины магнитного момента, приходящегося на один атом железа. Подобное поведение может быть связано с образованием малых областей-кластеров и соответственно с переходом системы из ферромагнитного состояния в суперпарамагнитное [6]. Кривые намагничивания $I(H)$ для этих пленок имеют типичный для суперпарамагнетика вид. Это иллюстрируется рис. 2, на котором приведены кривые $I(H)$ при разных температурах для образца с $x = 0.77$. Таким образом, можно ожидать для приведенных выше составов пленок суперпарамагнитного поведения, в частности выполнения основного теста суперпарамагнетизма [11]: все полевые и температурные зависимости намагниченности пленки должны описываться одной функциональной кривой от аргумента H/T . То есть $I(H, T) = \Phi(H/T)$, где Φ — произвольная функция, но, как правило, близкая к функции Ланжевена $L(H/T)$. Однако представление полученных экспериментальных результатов в виде одной кривой $I(H/T)$ дает разброс точек, значительно превышающий точность измерений. По-видимому, данный разброс точек вызван тем, что при такой обработке эксперимента не учитывается ряд факторов, таких как распределение кластеров по размерам, наличие межкластерного взаимодействия, изменение внутрикластерного обмена, анизотропия, агрегатирование кластеров и др. Рассмотрим влияние некоторых из этих факторов подробнее.

1) *Межкластерное взаимодействие.* Это взаимодействие может быть обусловлено наличием остаточных межкластерных ферромагнитных мостиков и магнитостатическим взаимодействием кластеров. В зависимости от соотношения этих вкладов результирующий межкластерный «обмен» может оказаться как положительным, так и отрицательным. В простейшем случае он может быть описан в приближении теории среднего поля введением константы межкластерного взаимодействия γ_1 и соответствующего эффективного поля $H_{eff} = H + \gamma_1 I$, действующего на кластер [12,13]. Вблизи перехода FM-SP, где плотность кластеров достаточно велика, этим взаимодействием пренебрегать нельзя. На существование ненулевого межкластерного взаимодействия в пленках Fe-SiO указывают зависимости обратной восприимчивости от температуры $\chi^{-1}(T)$, приведенные на рис. 3. При экстраполяции этих зависимостей прямыми из высокотемпературной области температурная ось пересекается при некоторой температуре «межкластерного упорядочения» $T = \theta \neq 0$. Так, для образца с $x = 0.77$ $\theta \sim 80$ K. При температурах, меньших температуры межкластерного упорядочения θ , наблюдается незначительный магнитный гистерезис. Однако определение таким образом величин θ и соответствующих им констант межкластерного взаимодействия недостаточно корректно из-за того, что зависимости обратной восприимчивости не являются прямыми,

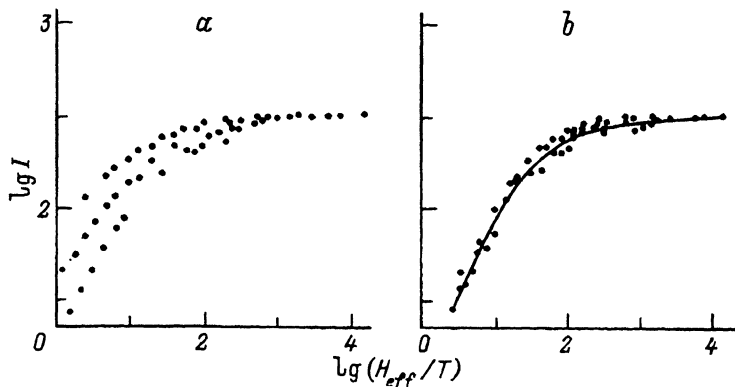


Рис. 4. Иллюстрация влияния межкластерного взаимодействия для пленки $\text{Fe}_{0.23}\text{SiO}_{0.77}$.

γ_1 : а — 0; б — 12. Сплошная линия рассчитана согласно (2).

как это должно быть для классического парамагнетика. Их искривление обусловлено наличием в пленках распределения частиц по размерам, локальной анизотропии, агрегатирования и т.д. [14–16]. Так, наличие локальной анизотропии ответственно за появление эффектов блокировки, что проявляется в виде минимумов на кривых $\chi^{-1}(T)$ (рис. 3). Заметный вклад в восприимчивость вносят крупные кластеры, приходящиеся на «хвост» распределения частиц по размерам. Эти кластеры намагничиваются в очень слабом поле, и для них описание $\chi(T)$ разложением функции Ланжевена в ряд с точностью до первого члена неправомерно. Уже введение второго члена описывает «искривление» $\chi^{-1}(T)$ и ее зависимость от магнитного поля, что и наблюдается в эксперименте. Следует отметить, что температура Кюри $\theta = \gamma_1 C$ (C — константа Кюри–Вейсса) не является «хорошим» параметром для описания пленки, так как имеется целый спектр различных температур Кюри, характерных для каждого размера кластера. Поэтому корректнее характеризовать суперпарамагнитную систему константой γ_1 , а не θ . Рис. 3 следует рассматривать лишь как качественный аргумент для введения γ_1 и оценки ширины распределения кластеров по размерам.

Учет межкластерного взаимодействия требует замены H в аргументе функции Ланжевена на H_{eff} . На рис. 4 для пленки с $x = 0.77$ нанесены экспериментальные данные $I(H, T)$ в зависимости от аргумента $H_{\text{eff}}/T = (H + \gamma_1 I)/T$ при $\gamma_1 = 0$ и 12. Видно, что введение межкластерного взаимодействия необходимой величины собирает экспериментальные точки на одну кривую. При это можно не принимать во внимание существование распределения кластеров по размерам.

2) *Учет изменения внутрикластерного обмена.* Описание намагниченности зависимостью, учитывающей только межкластерный обмен, дает хорошие результаты для пленок с концентрацией $x = 0.75$ и 0.77 во всем используемом диапазоне полей и температур (исключая очень малые поля, в которых становятся существенными релаксационные процессы). Однако для пленок с большим содержанием SiO ($x = 0.88$ и 0.92) при малых значениях H_{eff}/T наблюдается значительный разброс точек даже при подобранных оптимальных значениях γ_1 (рис. 4). Это,

по-видимому, вызвано температурной зависимостью магнитного момента самих кластеров. Действительно, достаточно большая суперпарамагнитная частица имеет температуру Кюри θ_c , близкую к температуре Кюри массивного тела, однако при уменьшении размеров частиц все большую роль начинают играть поверхностные атомы, что приводит к изменению структурных и магнитных свойств гранул, в частности к понижению температуры θ_c [17–21]. Понижение температуры Кюри может быть связано также с аморфным состоянием кластера. Таким образом, намагниченность пленки будет зависеть от действия двух совместных факторов: температурного поведения ансамбля суперпарамагнитных частиц-кластеров и температурного поведения намагниченности самого кластера, определяемого внутрикластерным обменным взаимодействием.

Учтем это взаимодействие введением константы внутрикластерного молекулярного поля γ_2 . Тогда эффективное поле внутри кластера будет равно $H_{\text{eff.cl}} = H_{\text{eff}} + \gamma_2 I_{\text{cl}} \approx \gamma_2 I_{\text{cl}}$, где намагниченность кластера I_{cl} находится из численного решения уравнения

$$I_{\text{cl}} = I_0 B(\mu_{\text{at}} \gamma_2 I_{\text{cl}} / kT), \quad (1)$$

где B — функция Бриллюэна, I_0 — намагниченность насыщения кластера, μ_{at} — магнитный момент атома железа в кластере. Строго говоря, величины I_0 , μ_{at} , γ_2 зависят от объема кластера. Точный вид этих зависимостей неизвестен, и поэтому определение намагниченности кластера из уравнения (1) затруднительно. Для упрощения расчетов распределением величин I_0 , μ_{at} , γ_2 пренебрегалось и было принято, что магнитоактивные атомы в кластере находятся в состоянии, соответствующем состоянию объемного железа с $I_0 = I_{\text{Fe}} = 1730 \text{ Gs}$ (намагниченность чистого железа), $\mu_{\text{at}} = \mu_{\text{Fe}} = 2.2\mu_B$, а константа молекулярного поля γ_2 и соответствующая ей внутрикластерная температура Кюри одинаковы для всех кластеров пленки данного состава. Поскольку температурная зависимость намагниченности кластера определяется произведением $\mu_{\text{at}} \gamma_2$, то единственным варьируемым параметром остается γ_2 . Другими словами, кластер представляется «кусочком» чистого железа,¹ но с отличным от чистого железа обменом, величина которого подбирается из условия наилучшего согласия с экспериментом.

Магнитный момент пленки представляет собой сумму магнитных моментов всех кластеров. Вводя распределение кластеров по объему с плотностью функции распределения $f(V)$ в соответствии с вышесказанным можно записать следующее выражение для намагниченности пленки:

$$I(H, T) = \frac{(1-x)\varphi}{V_m} \int_V I_{\text{cl}}(T) L\left(\frac{I_{\text{cl}} V (H + \gamma_1 I)}{kT}\right) f(V) V dV, \quad (2)$$

где $I_{\text{cl}}(T) = \mu_{\text{cl}}/V$ — намагниченность отдельного кластера, определяемая из уравнения (1), $(1-x)$ — объемная концентрация железа в пленке, φ — нормировочный множитель, пропорциональный числу магнитоактивных атомов железа, дающих вклад в магнитный момент кластера,

¹ Это, естественно, упрощенное представление, не учитывающее аморфного состояния кластера.

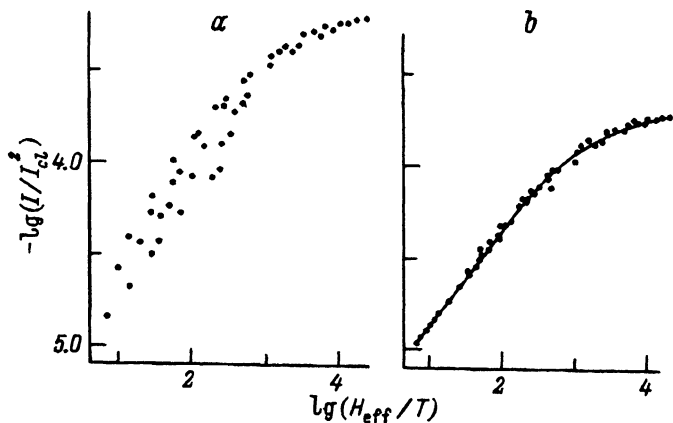


Рис. 5. Зависимость $\lg(I/I_{cl}^2)$ от $\lg(H_{eff}/T)$ для пленки $Fe_{0.08}Si_{0.92}$.

a — внутрикластерный обмен предполагался равным ферромагнитному обмену для массивного железа ($\Theta = 1043$ К). *b* — иллюстрация влияния учета изменения внутрикластерного обмена: величина H_{eff} рассчитана при $\gamma_1 = 3$, $\gamma_2 = 4850$, $\Theta = 413$ К. Сплошная линия — расчет согласно (2) и (3).

V_m — средний объем кластера. В уравнении (2) неизвестными величинами являются функция распределения $f(V)$, константа молекулярного поля γ_2 и нормировочный коэффициент φ . Однако, принимая во внимание, что величина I_{cl} не зависит от размера кластера, и, следовательно, может быть вынесена за знак интеграла (2), можно показать, что для высоких и низких температур должно приблизительно выполняться условие

$$I(H, T)/I_{cl}^2(H, T) \approx \Phi(H_{eff}/T). \quad (3)$$

Это означает, что левая часть равенства (3) описывается функциональной зависимостью от аргумента H_{eff}/T и, таким образом, константа γ_2 может быть определена из уравнения (3) независимо от других параметров. На рис. 5 для примера приведена построенная из экспериментальных данных зависимость левой части выражения (3) от H_{eff}/T для пленки с $x = 0.92$ при двух значениях параметра γ_2 . В качестве критерия подбора параметра γ_2 использовалась минимизация длины ломаной кривой, проведенной непосредственно через все последовательные экспериментальные точки. Для данного образца величина γ_2 , определенная указанным способом, имеет значение 4850, что соответствует температуре Кюри внутрикластерного упорядочения $\theta_c = 413$ К. Видно, что полученная величина значительно отличается от температуры Кюри для объемных образцов железа, и учет ее необходим.

Аналогичным образом были подобраны параметры γ_1 и γ_2 для всех пленок. Полученные значения приведены в таблице.

Таким образом, соответствующая обработка экспериментальных результатов позволяет определять основные характеристики пленки — величины констант межкластерного и внутрикластерного обменов, — не принимая во внимание конкретный вид распределения кластеров по размерам. Для определения размеров кластеров необходимо сопоставить экспериментальные кривые $I(H, T)$ с аналитическим выражением (2), в которое введены определенные заранее значения γ_1 и γ_2 , характеризующие межкластерные и внутрикластерные взаимодействия.

x , vol. %	μ_{at} , μ_B	γ_1	θ , K	γ_2	θ_c , K	n_1	d_{m1} , Å	n_2	d_{m2} , Å
0.75	1.82	—	250	—	>700	0.5	26	0.5	—
0.77	1.77	12	80	11000	650	0.75	26.5	0.25	45
0.88	0.84	6	20	5300	452	0.87	13.5	0.13	29.5
0.92	0.55	3	0.5	4850	413	0.83	12.5	0.17	28

3) Учет распределения кластеров по размерам. Последовательно были предприняты попытки описать экспериментальные данные выражением (2) при помощи одного из распределений: дельта-функции, равномерного распределения и распределений типа Пуассона [1,3] и Рэлея. Оказалось, что использование распределения с одним максимумом не дает достаточно точного описания результатов. Известно, что многомодовое распределение частиц по размеру — часто встречающееся явление в эксперименте [1,22,23]. Полученные нами ранее данные [6-8] свидетельствуют о наличии в системе пленок Fe-SiO по крайней мере двух характерных размеров микрочастиц. Дополнительным подтверждением существования двух характерных размеров кластеров является также наличие двух максимумов на температурной кривой дифференциальной восприимчивости, снятой в переменном поле $\sim 10^3$ Hz (положение максимумов и соответствующих им температур блокировок определяется средними размерами кластеров). Было установлено, что учет двухмодового распределения кластеров по объему в (2) дает хорошее согласие с экспериментом при использовании распределений вида [3].² Таким образом, функция $f(V)$ в (2) имеет вид

$$f(V) = n_1 P_1(V) + n_2 P_2(V), \quad (4)$$

где $P_i(V) = 4V/V_{mi}^2 \exp(-2V/V_{mi})$, n_1 и n_2 — относительные концентрации (статистические веса) кластеров с средними объемами V_{m1} , V_{m2} , ($n_1 + n_2 = 1$). Три неизвестных параметра V_{m1} , V_{m2} , n_i находятся из условия минимизации среднеквадратичной ошибки интеграла (2).

Основные параметры пленок γ_1 , γ_2 , μ_{at} , θ , θ_c , n_i и диаметров кластеров d_{mi} , вычисленные по результатам эксперимента, приведены в сводной таблице. Расхождение экспериментальных и рассчитанных кривых $I(H, T)$ из выражения (2) с использованием приведенных в таблице параметров не превышает 5%.

² Рассчитанные значения намагниченности слабо чувствительны к форме распределения. Поэтому для описания суперпарамагнетика достаточно введения распределения микрочастиц в виде некоторой колоколообразной кривой, ограниченной слева размерами атома, вид которой достаточно произволен. Мы выбрали распределение вида (4), так как оно имеет всего один неизвестный подгоночный параметр.

3. Обсуждение результатов

Достаточно хорошее описание экспериментальных кривых намагничивания выражением (2) не дает информации о структуре самого кластера, так как падение намагниченности, приходящейся на атом железа, при увеличении в образце содержания SiO в (2) учтено чисто формально — введением нормировочного коэффициента φ .

В литературе описан ряд механизмов, приводящих к уменьшению намагниченности, приходящейся на магнитный атом. К ним, с одной стороны, относятся механизмы, приводящие к падению намагниченности вследствие малости частиц. С другой стороны, падение намагниченности можно объяснить образованием химических соединений с малым магнитным моментом, как это часто наблюдается в сплавах металлов (например, $^{[24-26]}$ и пленках $^{[5,27,28]}$). Так, в $^{[5]}$ было показано, что уменьшение магнитного момента, приходящегося на атом железа в нанокompозитных порошках $\text{Fe-Al}_2\text{O}_3$, связано с окислением железа и образованием слабомагнитных соединений. Мы полагали, что этот механизм вносит доминирующий вклад в уменьшение момента, приходящегося на атом железа, и в пленках Fe-SiO .

В исследованных пленках в принципе возможно образование фаз FeO , Fe_2O_3 , Fe_3O_4 , FeSi , Fe_3Si , Fe_5Si_3 , Fe_2SiO_4 и др. Анализ фазового состава в пленках Fe-SiO прямыми методами рентгенофазового анализа и электронной спектроскопии провести не удалось из-за размазывания рефлексов, что является следствием аморфного состояния пленок. Сравнение энтальпий образования возможных соединений и учет ряда электроотрицательностей Полинга позволяют сделать предположение о предпочтительности образования соединения железа с кремнием. В $^{[29]}$ показано, что в кремнистом железе кремний предпочтительно образует соединение SiO_2 с примесным кислородом, не допуская окисления железа. В $^{[30]}$ было показано, что соединение SiO может представлять собой конгломерат аморфных микрочастиц Si и SiO_2 . Присутствие в пленке свободного железа и кремния должно приводить к образованию соединения типа Fe-Si . Согласно $^{[25]}$, образование фазы FeSi должно приводить к уменьшению магнитного момента образца на $\sim 2.2\mu\text{B}$ на каждый введенный атом кремния. Исходя из этих аргументов, мы предположили, что падение эффективного значения магнитного момента, приходящегося на один атом железа, обусловлено образованием антиферромагнитного соединения FeSi .

В пользу этого предположения говорят результаты измерения температурной зависимости магнитного момента образцов. На рис. 6 приведена экспериментальная кривая $M(T)$ для пленки с $x = 0.92$. В области температуры 350 К видна аномалия, которая может быть связана с пиком восприимчивости антиферромагнитной фазы FeSi . Температура Нееля монокристалла FeSi равна 443 К $^{[25]}$, что близко к температуре указанной аномалии. Отличие температур может быть обусловлено малым размером частиц и аморфным состоянием образца. Естественно, что этот механизм работает и в ферромагнитной области составов, что объясняет незначительное падение намагниченности насыщения пленок с ростом x , однако наиболее заметно его проявление при переходе в суперпарамагнитное состояние из-за резкого увеличения доли «поверхностных» атомов при образовании кластеров.

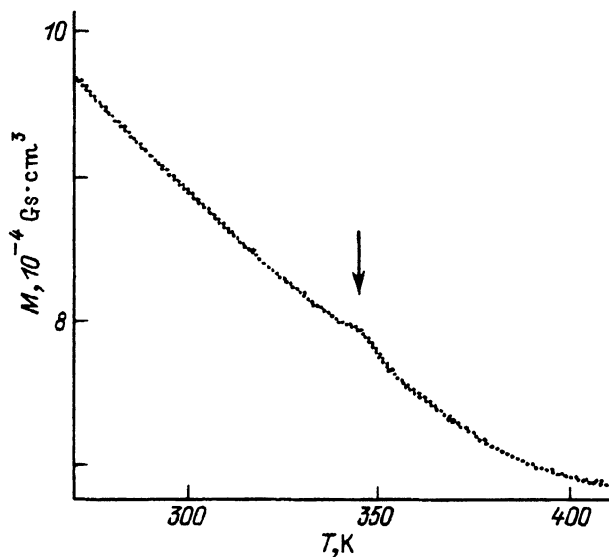


Рис. 6. Температурная зависимость магнитного момента пленки с $x = 0.92$ в поле $H = 1 \text{ kOe}$.

Из экспериментальных данных, приведенных на рис. 6, по амплитуде антиферромагнитного пика можно оценить количество атомов железа, связанных с кремнием в соединении FeSi и соответственно уменьшение эффективного магнитного момента, приходящегося на атом железа в образце. Такая оценка показала, что наблюдаемое уменьшение эффективного значения магнитного момента при переходе в суперпарамагнитное состояние (рис. 1) вполне описывается рассматриваемым механизмом. Максимальная погрешность, вносимая антиферромагнитной фазой FeSi в магнитный момент пленки в поле 70 kOe , но не учтенная в интеграле (2), не превышает 5%. Таким образом, модель кластера представляется в виде ферромагнитного ядра, состоящего из магнитоактивных атомов железа, окруженного антиферромагнитной оболочкой FeSi . Под магнитоактивным атомом понимается не только атом железа, но и его возможные ферромагнитные соединения (например, Fe_3Si). В такой модели нормировочный коэффициент φ , входящий в выражение (2), представляет собой отношение объема ядра к полному объему кластера, включающему оболочку. Считая, что плотность атомов железа в оболочке такая же, как в ядре кластера, а толщина оболочки мала, получим следующее выражение для нормировочного коэффициента φ с учетом распределения кластеров по размерам (объему) $f(V)$:

$$\varphi = \frac{1}{V_m} \int_V f(V) \eta(V) V dV, \quad (5)$$

где $\eta(V)$ — отношение объема ядра кластера к объему кластера с оболочкой. Подставляя в (5) подобранные для пленок параметры распределения $f(V)$ и сравнивая с экспериментальными значениями нормировочного коэффициента φ , определяемого из рис. 1, получим для тол-

щины оболочки сферического кластера значения $\sim 1.5 \div 3 \text{ \AA}$. Здесь минимальное значение относится к пленке с $x = 0.77$, а максимальное — с $x = 0.92$. Эта оценка показывает, что оболочка кластера фактически состоит из монослоя железа, связанного с кремнием. Разумеется, эти выводы надо рассматривать как качественные. Намагниченность пленки является интегральным параметром, из которого очень сложно сделать вывод о структуре кластера. Окончательное решение вопроса о структуре кластера требует применения прямых методов исследований.

Отметим также, что поскольку каждая микрочастица находится в своем локальном окружении, необходимо при расчете учитывать ее энергию анизотропии. Анизотропия приводит к гистерезису, появлению температуры блокировки, релаксационным эффектам и т.д. [11,22]. Теоретический учет анизотропии выявляет некоторые трудности, в частности то, что температурные и полевые зависимости намагниченности уже нельзя представить в виде одной плоской кривой от аргумента H/T . Поэтому, а также ввиду малого ее вклада в намагниченность в данной работе анизотропия не учитывалась (как и эффекты агрегатирования микрочастиц). Исследования анизотропии, связанных с ней релаксационных эффектов и электросопротивления будут представлены позднее.

Таким образом, совокупность магнитных свойств свидетельствует о существовании перехода FM-SP в пленках Fe-SiO. В системе пленок Fe-SiO определены размеры частиц, оценены константы межкластерного и внутрикластерного взаимодействий и соответствующие им температуры Кюри. На качественном уровне предложена модель кластера. Полученные результаты представляются достоверными, так как хорошо описывают поведение намагниченности в широком диапазоне магнитных полей и температур ($H/T = 1 \div 10^5$).

Список литературы

- [1] Abeles V.A., Sheng P., Coutts M.D., Arie Y. Adv. Phys. **24**, 407 (1975).
- [2] Barzilai S., Goldstein Y., Balberg J., Helman I.S. Phys. Rev. **B 23**, 4, 1809 (1981).
- [3] Gittleman J.I., Abeles B., Borowski S. Phys. Rev. **B 9**, 9, 3891 (1974).
- [4] Milosavljevic M., Nenadovic T.M., Bibic N., Dimitrijevic N. Thin Solid Films **101**, 2, 167 (1983).
- [5] Linderoth L., Pedersen M.S. J. Appl. Phys. **75**, 10, 5867 (1994).
- [6] Khrustalev V.P., Balaev A.D., Pozdnyakov V.G. Thin Solid Films **130**, 195 (1985).
- [7] Хрусталеv В.П., Балаев А.Д., Поздняков В.Г., Вершинина Л.И. ФТТ **27**, 11, 3222 (1985).
- [8] Khrustalev V.P., Balaev A.D., Pozdnyakov V.G., Verшинina L.I. Solid State Commun **55**, 8, 657 (1985).
- [9] Жигалов В.С., Фролов Г.И. ФММ **45**, 6, 1289 (1981).
- [10] Балаев А.Д., Бояршинов Ю.В., Карпенко М.М., Хрусталеv В.П. ПТЭ, 3, 167 (1985).
- [11] Bean C.P., Livingston J.D. J. Appl. Phys. Suppl. **30**, 4, 120 (1959).
- [12] Hellenthal W. IEEE Trans. Magn. **Mag-4**, 1, 11 (1968).
- [13] Goldfarb R.B., Patton C.E. Phys. Rev. **B 24**, N 3, 1360 (1981).
- [14] Мицек А.И. ФТТ **26**, 8, 2311 (1984).
- [15] Дубовик В.М., Марценюк М.А., Марценюк Н.М. Физика элементар. частиц и атом. ядра **24**, 4, 1056 (1993).
- [16] Slade S.V., Parker F.T., Berkowitz E. J. Appl. Phys. **75**, 10, 613 (1994).

- [17] Валента Л. В кн.: Тонкие ферромагнитные пленки / Под ред. Р.В. Телеснина. М. (1964), С. 27.
- [18] Hellenal W. Zs. Angew. Phys. **13**, 147 (1961).
- [19] Corciovei A. IEEE Trans. Magn. **Mag-4**, *1*, 6 (1968).
- [20] Billas I.M.L., Becker J.A., Chatelain A., de Heer W.A. Phys. Rev. Lett. (USA). **71**, *24*, 4067 (1993).
- [21] Нагаев Э.Л. УФН **162**, *9*, 49 (1992).
- [22] Петраковский Г.А., Аплеснин С.С., Пискорский В.П. Изв. вузов. Физика **27**, *10*, 46 (1984).
- [23] Петров Ю.И. Физика малых частиц. М. (1982), 358 с.
- [24] Магнетизм аморфных систем. Материалы Междунар. симпоз. США, 1977. Пер. с англ. / Под ред. Р. Леви, Р. Хасегава. М., (1981), 448 с.
- [25] Гуденаф Д. Магнетизм и химическая связь. М. (1968), 325 с.
- [26] Вонсовский С.В. Магнетизм. М. (1971), 1032 с.
- [27] Luborsky F.E. J. Magn. Mater. **7**, *31-4*, 143 (1978).
- [28] Елсуков Е.П. ФММ **76**, *5*, 5 (1993).
- [29] Вонсовский С.В., Шур Я.С. Ферромагнетизм. М. (1948), 816 с.
- [30] Celler G.K., Trimble L.E. Appl. Phys. Lett. **53**, *25*, 2492 (1988).