

Проводимость, магнитосопротивление и эффект Холла в гранулированных пленках Fe/SiO₂

© Б.А. Аронзон*, А.Е. Варфоломеев, Д.Ю. Ковалев*, А.А. Ликальтер, В.В. Рыльков, М.А. Седова

Научно-исследовательский центр прикладных проблем электродинамики,
127412 Москва, Россия

*Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия

E-mail: <aronzon@mail.imp.kiae.ru>

(Поступила в окончательном виде 3 сентября 1998 г.)

Исследованы проводимость, магнитосопротивление и эффект Холла в гранулированных пленках Fe/SiO₂ с размером гранул железа около 40 Å, объемная доля x которых составляет 0.3–0.7. Активационный режим проводимости установлен при $x < 0.6$. На диэлектрической стороне перехода наблюдалось гигантское отрицательное магнитосопротивление, резко убывающее с уменьшением объемной доли металла. При $x < 0.4$ обнаружено большое положительное магнитосопротивление заранее намагниченных образцов, проявляющееся в полях ~ 100 Ое и характеризующееся большими временами отклика. Полевая зависимость эффекта Холла в диэлектрических образцах, как и в металлических, коррелирует с их намагниченностью. Найдено, что холловское сопротивление пропорционально корню квадратному из продольного сопротивления, что не может быть объяснено известными моделями аномального эффекта Холла.

Гранулированные пленки представляют собой композиты, состоящие из металлических гранул размером в несколько десятков ангстрем и диэлектрика, заполняющего промежутки между гранулами. Малые размеры гранул, занимающих промежуточное положение между атомами, молекулами и твердым телом, отражаются на свойствах этих композитов и на характере перехода изолятор–металл. Если занимаемая гранулами доля объемная выше порога перколяции, такой композит является "грязным" металлом. Ниже порога композиты обладают прыжковой проводимостью, обусловленной туннелированием электронов через диэлектрические прослойки, и ведут себя подобно легированным некомпенсированным полупроводникам [1].

Особый интерес вызывают исследования нанокompозитов на основе ферромагнитных металлов, в которых наблюдается гигантское магнитосопротивление (ГМС) [2] и гигантский эффект Холла [3]. Хотя первые исследования этих материалов были предприняты довольно давно [4], их свойства вблизи перехода металл–диэлектрик до сих пор не вполне поняты. В частности, возникает ряд противоречий при описании температурной зависимости проводимости [5], остается открытым вопрос о механизмах ГМС и ГЭХ. Возобновившийся в последние несколько лет интерес к этим материалам [2,3,6–11] связан с возможными применениями ГМС и ГЭХ в микроэлектронике, а также с нерешенностью указанных вопросов.

В настоящее время установлено, что ГМС наблюдается вблизи перколяционного перехода, достигает максимума в диэлектрической области, имеет отрицательный знак и насыщается в полях порядка 10 кОе [2]. В данной работе исследования ГМС проведены в широком диапазоне концентраций металла. В диэлектрической области, при концентрациях металла $x < 0.4$, обнаружено

большое положительное магнитосопротивление, проявляющееся после предварительной выдержки образца в магнитном поле и насыщающееся в значительно меньших полях.

Механизм аномального эффекта Холла (АЭХ) в неупорядоченных магнитных средах, т.е. в условиях существенного влияния спин-орбитального взаимодействия на рассеяние спин-поляризованных электронов, до сих пор окончательно не выяснен [12]. В отличие от гранулированных сплавов с металлической проводимостью, для которых имеются некоторые модели АЭХ [10,13], какие-либо представления о механизме эффекта Холла в диэлектрической области отсутствуют.

В данной работе приведены результаты исследований температурной зависимости проводимости, а также магнитосопротивления и эффекта Холла в магнитных гранулированных пленках Fe/SiO₂ в широком диапазоне составов, в основном, в диэлектрической области. Отметим, что исследования железосодержащих нанокompозитов весьма редки, хотя они имеют определенные преимущества перед композитами на основе Ni или Co, связанные с магнитными свойствами Fe.

1. Образцы и технология их получения

Образцы, снабженные парой токовых контактов и двумя парами потенциальных (холловских) зондов, были выполнены в форме двойного креста [14]. Ширина проводящего канала $W = 2$ мм, длина $L = 7$ мм, а длина и ширина выступов на боковых гранях образца составляли 1.5 и 0.5 мм соответственно. Образцы были получены в вакуумной установке путем совместного ионно-лучевого распыления Fe и SiO₂. Использовалась составная мишень, позволяющая менять соотношение металла и диэлектрика. Нанесение пленок осуществля-

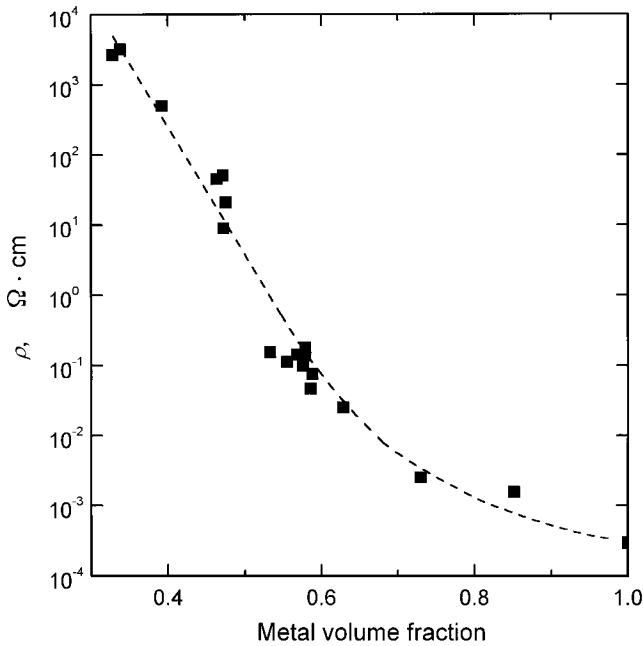


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления образцов от объемной доли железа при комнатной температуре.

лось на поликорковые подложки, имеющие комнатную температуру, через прецизионно изготовленные маски из никеля. Точность совмещения выступов (холловских зондов) составляла величину порядка $10 \mu\text{m}$. Толщины пленок измерялись при помощи микроинтерферометра МИИ-4 и варьировались в диапазоне $0.2\text{--}0.8 \mu\text{m}$. Объемная доля железа в образцах определялась методом рентгеновского микроанализа на растровом электронном микроскопе SEM515 Philips, снабженном системой энергодисперсионного анализа LINK AN 10 000. На основании данных микроанализа производился расчет объемного соотношения Fe и SiO₂ в предположении, что все железо не окислено. Измерения мессбауэровских спектров образцов подтвердили это предположение. Анализ спектров показал, что доля чистого $\alpha\text{-Fe}$ превышает 80%. С помощью рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии было также установлено, что имеется окисленное железо, однако оно находится на поверхности образцов. На основе электронно-микроскопических исследований был оценен характерный размер гранул $\sim 40 \text{ \AA}$. Мессбауэровские спектры, полученные на образцах с малым содержанием железа, соответствовали суперпарамагнитному, а не ферромагнитному состоянию гранул. Это дает оценку для их диаметра меньше 50 \AA [15].

Зависимость удельной проводимости образцов ρ от объемного содержания железа, полученная при комнатной температуре, приведена на рис. 1. Эта зависимость является типичной для данных систем [2]. В диэлектрической области при относительно малых объемных долях металла сопротивление экспоненциально возрастает с уменьшением x . Измерения сопротивления асимметрии

холловских зондов R_a (отношение напряжения между холловскими зондами в отсутствие магнитного поля V_a к току I_x , протекающему через образец) при $T = 300 \text{ K}$ показали, что превышение полного сопротивления образцов R_{xx} над R_a достигает 600–800 раз. Это соответствует геометрической точности совмещения холловских зондов и свидетельствует о высокой степени однородности пленок по отношению к крупномасштабным флуктуациям состава.

Магнитосопротивление и эффект Холла были измерены в полях до 10 kOe при температурах $T = 77\text{--}300 \text{ K}$. Магнитосопротивление измерялось при различных ориентациях магнитного поля по отношению к плоскости образца и направлению электрического поля. Предварительные исследования показали, что как магнитосопротивление, так и эффект Холла наиболее сильно зависят от содержания железа ниже перехода металл–диэлектрик ($x < 0.6$). В то же время точность определения состава в наших экспериментах не превышает 10% (рис. 1), что недостаточно для изучения поведения гальваномагнитных эффектов в диэлектрической области. В этой связи естественнее было характеризовать образцы по степени близости к переходу с помощью энергии активации w , которая определялась по температурным зависимостям проводимости $G_{xx} = 1/R_{xx}$ в пределе низких температур.

2. Температурная зависимость проводимости

Температурные зависимости проводимости $G(T)$ измерялись в интервале $T = 4.2\text{--}300 \text{ K}$. Кривые $G(T)$ для нескольких образцов с содержанием железа, близким к порогу перколяции ($x < 0.6$), показаны на рис. 2, *a*. Сильное уменьшение G с понижением температуры (в $4 \cdot 10^4$ раза для самого высокоомного образца) указывает на активационный характер проводимости, при этом, однако, форма зависимости $G(T)$ значительно отличается от аррениусовской. Значения энергии активации w , найденные в пределе низких температур по наклону кривых $\ln[G(1/T)]$, приведены в подписи к рис. 2. Обратим внимание на малость w , не превышающей 3 meV . В гранулированных металлах энергию активации оценивают по формуле [5]

$$w \approx E_c/2 = e^2/2\epsilon_d r_g, \quad (1)$$

где E_c — энергия образования пар из отрицательно и положительно ионизированных гранул (энергия зарядки емкости гранулы), e — заряд электрона, ϵ_d — диэлектрическая проницаемость диэлектрика, r_g — радиус гранул. Для гранул радиусом 20 \AA в SiO₂ ($\epsilon_d = 3.73$ [16]) согласно (1) получим $w \approx 10^2 \text{ meV}$, что на два порядка превышает величины, наблюдаемые в эксперименте. Малые значения w , измеренные в опыте при низких температурах, и вид кривых $G(T)$ типа представленных на рис. 2, *a*, обычно объясняют в рамках модели прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. При

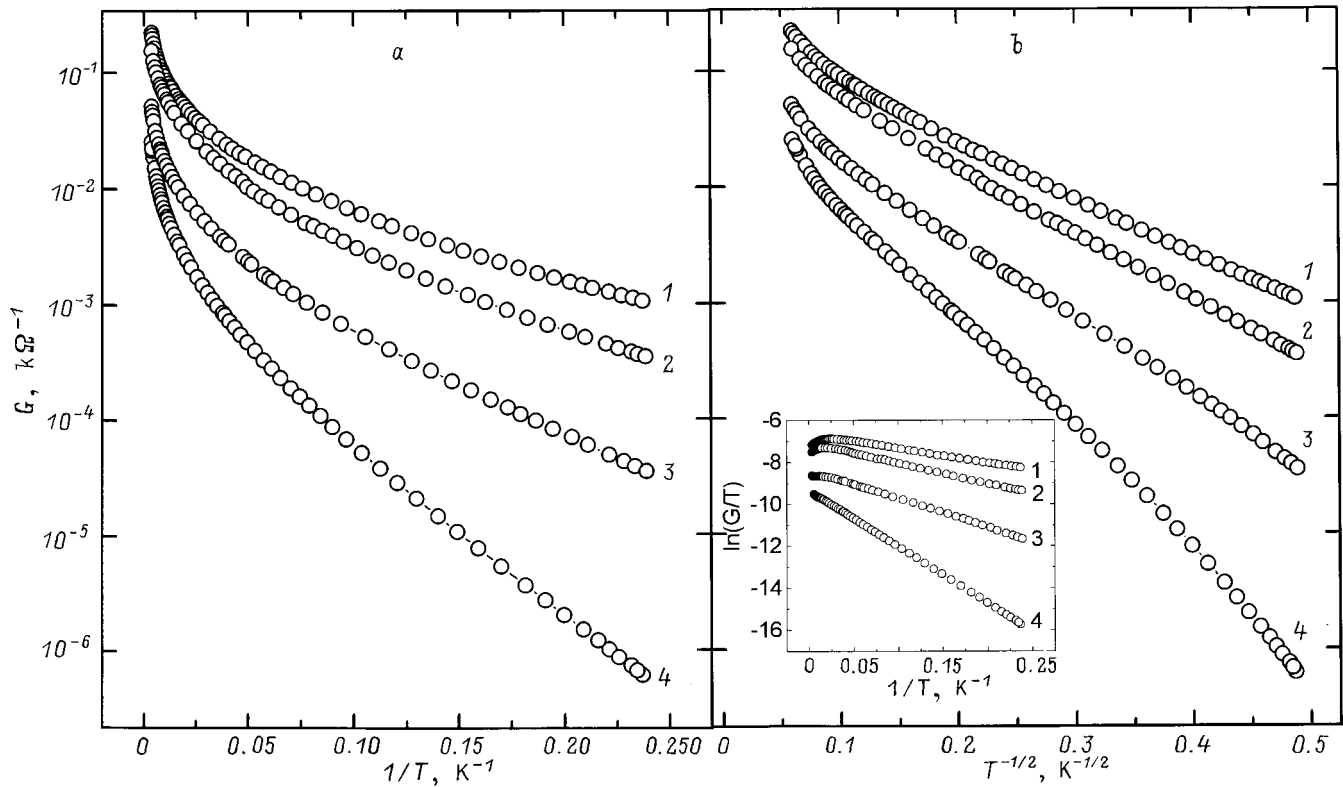


Рис. 2. Температурные зависимости проводимости на диэлектрической стороне перколяционного перехода в координатах $\ln(G) - 1/T$ (a) и в координатах $\ln(G) - 1/T^{1/2}$ (b). Энергии активации проводимости, найденные по наклону кривых $\ln(G) - 1/T$ в пределе низких T , meV: 1 — 1.0; 2 — 1.25; 3 — 1.69; 4 — 2.83. На вставке — зависимости $\ln(G/T)$ от $1/T$.

этом $G(T) = G_0 \exp\left(-\frac{2s}{a_d} - \frac{E_c}{kT}\right) = G_0 \exp[-(T_0/T)^\gamma]$, где a_d — длина спада волновой функции электрона в диэлектрике, s — расстояние между поверхностями гранул, причем показатель степени $\gamma < 1$ [5]. Согласно многим экспериментальным данным, для гранулированных систем в диэлектрической области вблизи перехода диэлектрик–металл $\gamma \approx 0.5$. В нашем случае зависимости $\ln(G)$ от $T^{1/2}$ при $T < 100$ К также близки к линейной (рис. 2, b), хотя с увеличением сопротивления образцов наблюдается заметное отклонение от линейности (этот факт, по-видимому, носит общий характер [5]).

Существует несколько моделей, которые объясняют значения $\gamma = 0.5$, однако всем им присущи определенные недостатки, отмеченные в [5]. В одной из известных моделей [17] предполагается, что $E_c s = \text{const} = C$. Минимизируя при этом показатель экспоненты в выражении для $G(T)$, получим, что $\gamma = 0.5$; $T_0 = 4C/ka_d$. Недостатком данной модели является отсутствие веских доказательств в пользу существования корреляций между размерами гранул $d = 2r_g$ и туннельными зазорами между ними s , вытекающих из условия $E_c s = \text{const}$ [5]. Этим, по-видимому, объясняются противоречия, которые могут возникать при обработке экспериментальных данных. Так, исходя из значений T_0 (для кривых 2, 3 на рис. 2, b $T_0 \approx 200$ К) и полагая $d \sim s$,

мы оценили длину спада волновой функции электрона в диэлектрике, которая оказалась на несколько порядков больше по сравнению с типичной величиной $a_d \sim 1 \text{ \AA}$ [5].

Другая модель [18] исходит из представлений о прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка при наличии в плотности состояний кулоновской щели [19]. Как известно, в этом случае $\gamma = 0.5$ [19]. При этом, однако, параметр T_0 оказывается зависящим от диэлектрической проницаемости среды ϵ_m , которая может заметно превышать ϵ_d в области перехода диэлектрик–металл и точно не известна. По этой причине анализ температурной зависимости проводимости в рамках данной модели затруднителен. Оценки ϵ_m , выполненные в [5] на основе теории эффективной среды, дают в принципе разумные значения для a_d , хотя оптимальная длина прыжка S_{opt} при этом оказывается $\sim d$. В частности, для образца с близкими параметрами ($T_0 = 200$ К, $x = 0.5$) при $T = 80$ К величина $S_{opt} = 29 \text{ \AA}$. В [5] также отмечается, что попытка описать проводимость по абсолютной величине приводит все-таки к заметно завышенным значениям a_d по сравнению с ожидаемыми. Предполагается, что причиной данного обстоятельства является неучет возможности непрямого туннелирования электронов через промежуточные состояния, которые могут быть связаны с наличием в нанокompозите мелкодисперсной и/или атомарной металлической фазы.

Отметим, что результаты недавних исследований систем Fe/SiO₂ [20] и Cu/SiO₂ [21,22] подтверждают существование такой фазы. Более того, в [21,22] установлено, что даже при оптимальных температурах отжига около 25% Cu в SiO₂ остается в рассеянном виде (в гранулах размером < 10 Å).

Обращает также на себя внимание замечание [5], касающееся возможности использования Больцмановской статистики для описания электропроводности наноконпозитов при высоких температурах, т. е. при $kT > w$. При выполнении этого условия ожидается переход от экспоненциальной температурной зависимости проводимости к линейной ($G \propto T$ [5]). На вставке к рис. 2, *b* представлены температурные зависимости проводимости в координатах $\ln(G/T) - 1/T$. Видно, что при температурах $T > 40$ K наблюдается выполаживание кривых $\ln(G/T)$ от $1/T$, причем температура перехода к зависимости $G \propto T$ тем выше, чем больше низкотемпературные значения энергии активации проводимости. Интересно также, что при низких температурах $T < 20$ K зависимости $\ln(G/T)$ от $1/T$ для всех образцов близки к линейным, а значения энергии активации, найденные по их наклону, в пределах 10% совпадают с приведенными в подписи к рис. 2. Этот факт указывает на то, что проводимость в области перехода диэлектрик–металл скорее связана с прыжками между ближайшими соседями. При этом, однако, форма кривых $G(T)$ существенным образом определяется температурной зависимостью предэкспоненциального фактора, которая, насколько нам известно, не учитывается в рамках существующих моделей проводимости гранулированных систем. Отметим также, что малые значения энергии активации могут быть связаны с заметным увеличением ϵ_d за счет существования мелкодисперсной металлической фазы.

Далее будут представлены результаты исследования магнитосопротивления и эффект Холла в образцах с содержанием железа, близким к критической величине x_c , а также данные по высокоомным образцам с $x < 0.4$, в которых проявляется положительное магнитосопротивление. Интересно, что представление о существовании рассеянных атомов металла в диэлектрических зазорах позволяет объяснить некоторые особенности в поведении эффекта Холла на диэлектрической стороне перколяционного перехода.

3. Магнитосопротивление

Полевые зависимости магнитосопротивления для образцов с различным содержанием железа изображены на рис. 3. Измерения проводились в магнитном поле как параллельном, так и перпендикулярном плоскости образца; с учетом эффекта анизотропного магнитосопротивления [2] данные совпадают. Из рис. 3 видно, что при металлическом характере проводимости (кривая 1', $x \approx 0.7$) имеется небольшое положительное магнитосопротивление, наблюдавшееся также в [2]. В то же время

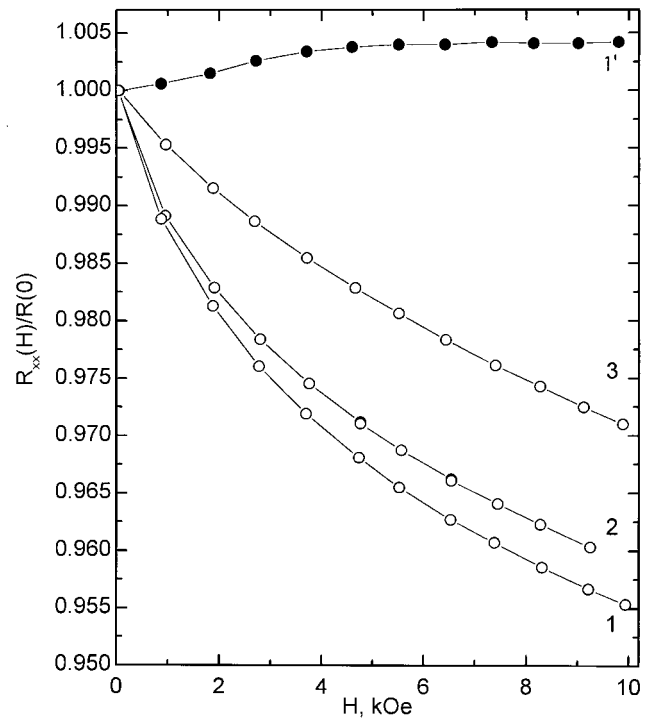


Рис. 3. Зависимости сопротивления при $T = 77$ K от магнитного поля для образца с металлической проводимостью ($x \approx 0.7$, кривая 1') и для "диэлектрических" образцов с энергиями активации, meV: 1 — 1.0; 2 — 1.25; 3 — 2.83.

на диэлектрической стороне перколяционного перехода (кривые 1–3, $x < x_c$) наблюдается гигантское отрицательное магнитосопротивление (ОМС). Величина ОМС достигает 5%, что значительно больше, чем для системы Ni/SiO₂ [4], и близко к величине 4.5%, полученной в [2] для системы Co/SiO₂. Данные рис. 3 свидетельствуют также о том, что в области перехода зависимость от состава чрезвычайно сильная, причем величина эффекта убывает при энергиях активации $w > 1$ meV.

При содержании железа $x < 0.4$ одновременно с ОМС, значение которого в этой области концентраций не превышало 1%, было обнаружено большое положительное магнитосопротивление (ПМС) предварительно намагниченных образцов (рис. 4). Это явление, насколько нам известно, ранее еще не наблюдавшееся, характеризуется рядом интересных особенностей. ПМС наблюдается только после предварительной выдержки образцов в магнитных полях ≥ 10 кОе. Насыщение ПМС достигается в магнитных полях ≈ 100 Ое, т. е. существенно меньших, чем ОМС, при этом величина ПМС составляет 10% (рис. 4). Кроме того, ПМС характеризуется изотропностью, т. е. не зависит от взаимной ориентации магнитного поля и тока, и большим временем отклика (2 мин.) на ступенчатое изменение магнитного поля. Важно подчеркнуть, что появление ПМС в образцах с малым содержанием железа не противоречит наличию ОМС в тех же образцах, иными словами эффекты ПМС

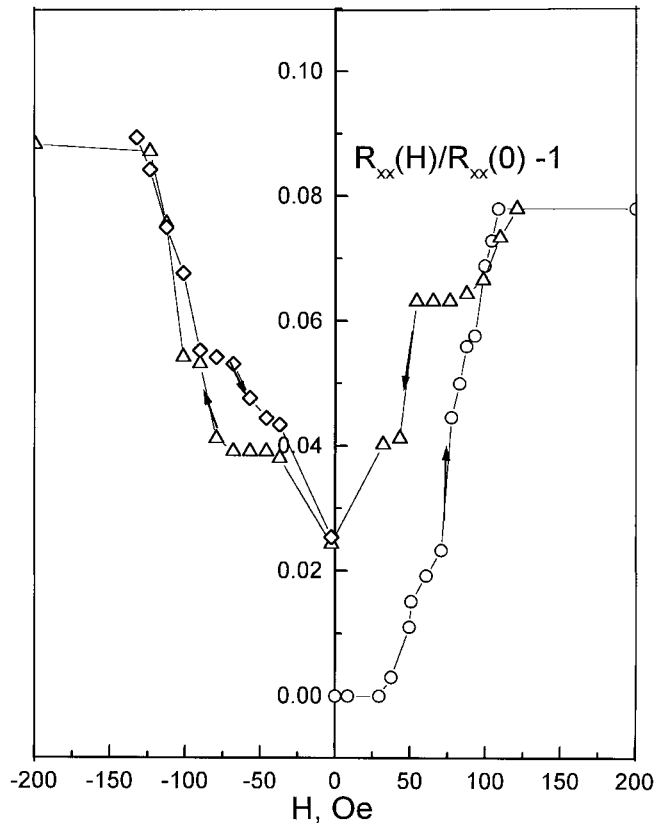


Рис. 4. Магнитосопротивление высокоомного образца ($R_{xx}(0) = 20 \text{ M}\Omega$, $x \approx 0.4$) после выдержки в магнитном поле 10 кОе в течение 10 минут. Стрелками показано направление изменения магнитного поля. $T = 300 \text{ K}$.

и ОМС в некоторой области составов сосуществуют. В таких образцах, предварительно выдержанных в поле $> 10 \text{ kOe}$, по мере роста магнитного поля сперва проявляется ПМС, достигающее 10%, которое в поле 100 Ое сменяется слабым уменьшением сопротивления с ростом магнитного поля. В отличие от ПМС для ОМС нам не удалось наблюдать запаздывание изменения сопротивления при вводе магнитного поля за характерные времена отклика аппаратуры порядка нескольких долей секунды. Интерпретация обнаруженного эффекта ПМС сталкивается с трудностями и требует дополнительных исследований. Действительно, магнитное поле порядка 100 Ое кажется недостаточно сильным для существенной ориентации магнитных моментов суперпарамагнитных частиц. Возможно, однако, что за этот эффект ответственны кластерные образования из гранул, магнитные моменты которых могут ориентироваться в сравнительно небольших полях. Более подробное исследование зависимости сопротивления от магнитного поля обнаружило наличие нескольких воспроизводимых ступенек (рис. 4). Дискретные ступеньки в магнитосопротивлении и большое время отклика (2 мин.) указывают на возможную связь ПМС с перестройкой магнитной структуры и релаксацией магнитных моментов кластеров.

4. Эффект Холла

Трудности измерения эффекта Холла в диэлектрической области связаны с неизбежной асимметрией в расположении холловских зондов и паразитным влиянием ГМС, возникающим в этих условиях [8], а кроме того — с резким увеличением дополнительных шумов, присущих перколяционным системам [23]. По-видимому, это является основной причиной отсутствия систематических измерений эффекта Холла в нанокompозитах в области активационной проводимости. В данной работе измерения эффекта Холла осуществлялись с помощью автоматизированной установки. В цифровом виде синхронно регистрировались напряжение между холловскими зондами V_y и протекающий через образец ток I_x при двух взаимно противоположных направлениях магнитного поля H . Измерения проводились при постоянном напряжении $V_x = 5 \text{ V}$. Для вычитания "нуля" измерительных приборов сигнал V_y в каждой экспериментальной точке многократно измерялся относительно своего значения при $V_x = 0$ и накапливался. При этом точность в определении поперечного сопротивления $R_{xy} = V_y/I_x$ составляла $10^{-2}\%$. Чтобы исключить влияние асимметрии зондов, холловское сопротивление R_h определялось по разности значений R_{xy} , отвечающих положительному R_{xy}^+ и отрицательному R_{xy}^- знакам магнитного поля: $R_h = (R_{xy}^+ - R_{xy}^-)/2$. Для всех образцов знак эффекта Холла оказался положительным, как и для монокристаллического железа [16]. Интересно, что в диэлектрической области зависимость сопротивления асимметрии $R_a = (R_{xy}^+ - R_{xy}^-)/2$ от магнитного поля при малой асимметрии холловских зондов, как правило, заметно отличается от кривой магнитосопротивления $R_{xx}(H)$. Полагаем, что отличия в поведении $R_a(H)$ и магнитосопротивления $R_{xx}(H)$ связаны с флуктуациями масштаба электрической неоднородности вследствие ориентации магнитных моментов частиц вдоль поля, приводящей к изменению топологии путей протекания и, соответственно, R_a . Такого рода флуктуации существенно влияют на точность измерения R_{xy} и присущи, по-видимому, широкому классу холловских объектов с перколяционным характером проводимости [24]. Отметим также, что флуктуации в R_{xy} , как было показано в [24], тем сильнее, чем больше размер ячейки перколяционного кластера.

На рис. 5 представлено семейство кривых холловского сопротивления в зависимости от H при различных температурах для образцов с прыжковой ($x \approx 0.5$) и металлической ($x \approx 0.7$) проводимостью. Видно, что в обоих образцах зависимости $R_h(H)$ заметно насыщаются, что характерно для пропорционального намагниченности АЭХ в неупорядоченных ферромагнитных металлах [3,8–10,12]. Тот факт, что в диэлектрической области сохраняются как знак эффекта Холла, так и общий характер зависимости $R_h(H)$, по-видимому, означает, что в обоих случаях за эффект Холла ответственно

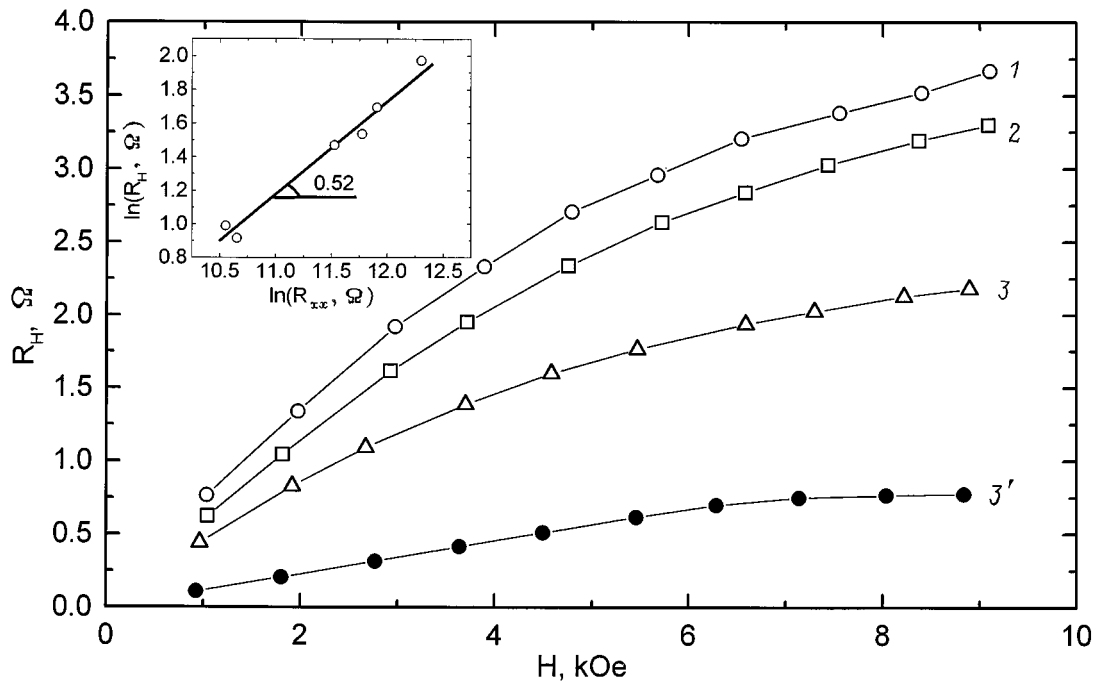


Рис. 5. Зависимости холловского сопротивления от магнитного поля для образцов с диэлектрическим (кривые 1–3, $w = 1.69$ meV) и металлическим (кривая 3', $x \approx 0.7$) характером проводимости при различных температурах, К: 1 — 100; 2 — 120; 3, 3' — 300. На вставке — параметрическая зависимость холловского сопротивления от продольного сопротивления диэлектрических образцов в интервале температур 77–300 К.

спин-орбитальное взаимодействие, влияющее на транспорт спин-поляризованных электронов. При комнатной температуре вблизи перколяционного перехода композиты являются еще ферромагнитными, а с уменьшением содержания металла переходят в супермагнитное состояние [4]. Зависимость намагниченности от магнитного поля трансформируется при этом в более ”закругленную” ланжевеновскую функцию [4]. С этим, по-видимому, связаны отличия в форме кривых $R_H(H)$ для металлического и диэлектрического образцов на рис. 5.

На вставке к рис. 5 показана параметрическая зависимость холловского сопротивления от продольного сопротивления при изменении температуры. Эта зависимость аппроксимируется степенной функцией

$$R_H \propto R_{xx}^m \quad (2)$$

с показателя $m = 0.52 \pm 0.05$. Теория аномально эффекта Холла в ферромагнитных металлах также предсказывает степенную зависимость, но с показателем степени m , равным 1 (модель асимметричного рассеяния электронов) или 2 (модель боковых прыжков) [12,25] (в недавней работе [13] на примере гранулированных сплавов было показано, что механизм асимметричного рассеяния является предпочтительным).

Теория эффекта Холла на диэлектрической стороне перехода изолятор–металл в гранулированных ферромагнитных пленках в настоящее время отсутствует. Дей-

ствительно, как уже отмечалось, теоретические представления об АЭХ целиком относятся к неупорядоченным системам с металлической проводимостью [10,12,13]. Тем не менее, интересно сравнить формулу (2) с результатами недавно развитой теории эффекта Холла для прыжковой проводимости в немагнитных полупроводниках [26]. Несмотря на большое отличие рассматриваемых объектов, заслуживает, однако, внимание общий подход [26] к описанию эффекта Холла в режиме прыжковой проводимости. В его основе лежит идея [27] о необходимости учета в этом случае не прямых туннельных переходов. Будем исходить из того, что вероятность прямого акта туннелирования электрона между двумя магнитными гранулами не содержит поправок, линейных по магнитному полю (см., например, [28]). Появление таких поправок, обуславливающих эффект Холла, возможно только при наличии третьего промежуточного состояния, играющего роль центра рассеяния при туннелировании. Полагаем, что в нашем случае центрами рассеяния выступают магнитные атомы металла, расположенные в диэлектрических промежутках между гранулами [5,20–22]. Это приводит к асимметрии в рассеянии электронов (в отличие от случая, рассмотренного в [26,27]), а следовательно, к аномальному характеру поведения эффекта Холла от магнитного поля.

Воспользуемся соотношением между измеряемыми в опыте холловским и продольным сопротивлениями

образцов

$$R_h = R_{xx}\beta W/L, \quad (3)$$

где W и L — соответственно ширина и длина образца, β — тангенс холловского угла. Согласно [26],

$$\beta = E_h/E_x \propto \xi_c^0 \exp(-\xi_c^0 - w/2kT), \quad (4)$$

где для гранулированных систем $\xi_c^0 = 2s/a_d$, а E_h , E_x — холловское и продольное поля соответственно. Отметим, что (4) содержит энергию активации вдвое меньшую, чем энергия активации проводимости. С учетом этого из (3) и (4) следует, что $R_h \propto \exp(w/2kT) \propto (R_{xx})^{1/2}$. Этот результат примерно согласуется с экспериментальной зависимостью (2), хотя в нашем случае температурная зависимость проводимости, строго говоря, не является активационной при $T > 77$ К.

Таким образом, в данной работе исследованы проводимость, а также особенности гальваномагнитных эффектов в гранулированных пленках Fe/SiO₂ ниже порога протекания. На диэлектрической стороне перколяционного перехода ($x_c = 0.5-0.6$) гранулированные пленки Fe/SiO₂ показывают большое ($\approx 5\%$) отрицательное магнитосопротивление, резко убывающее при энергиях активации, больших 1 meV. При $x < 0.4$ в образцах, предварительно выдержанных в сильном магнитном поле, обнаружено гигантское положительное магнитосопротивление, достигающее 10% в полях около 100 Oe, и характеризуемое большими временами отклика на воздействие магнитного поля. Впервые исследован гигантский эффект Холла в диэлектрической области составов. Показано, что полевая зависимость эффекта Холла в области прыжковой проводимости с увеличением магнитного поля испытывает насыщение и сходна с кривой намагниченности, описываемой функцией Ланжевена. Это указывает на то, что в диэлектрических образцах, также как и в металлических, эффект Холла обусловлен спин-орбитальным взаимодействием и пропорционален намагниченности. Установлено, что зависимость холловского сопротивления от продольного в диэлектрической области близка к корневой в отличие от известных моделей аномального эффекта Холла для ферромагнитных металлов. Обнаруженные особенности эффекта Холла и магнитосопротивления, по-видимому, связаны с непрямым спин-зависимым туннелированием электронов через промежуточные состояния в диэлектрике и существенной ролью кластерных образований.

Авторы выражают благодарность А.Н. Лагарькову, А.К. Сарычеву и С.А. Гуревичу за обсуждение работы и ценные замечания и В.М. Черепанову за помощь в мессбауэровских измерениях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 96-02-18412, грант № PICS 98-02-22037) и Межотраслевой научно-технической программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант № 1-052).

Список литературы

- [1] N.F. Mott, E.A. Davis. Electron processes in non-crystalline materials. Clarendon Press, Oxford (1979). 368 p.
- [2] A. Milner, A. Gerber, B. Groisman, M. Karpovsky, A. Gladkikh. Phys. Rev. Lett. **76**, 475 (1996).
- [3] A.B. Pakhomov, X. Yan, B. Zhao. Appl. Phys. Lett. **67**, 3497 (1995).
- [4] J.L. Gittleman, Y. Goldstein, S. Bozovski. Phys. Rev. **B5**, 3609 (1972).
- [5] C.J. Adkins. Hopping conductivity in granular metals revisited. In: Metal-insulator transitions revisited / Ed. by P.P. Edwards and C.N.R. Rao. Taylor & Francis (1995).
- [6] A.K. Sarychev, F. Brouers. Phys. Rev. Lett. **73**, 2895 (1994).
- [7] X.N. Jing, N. Wang, A.B. Pakhomov, K.K. Fung, X. Yan. Phys. Rev. **B53**, 14032 (1996).
- [8] A.B. Pakhomov, X. Yan, Y. Xu. Appl. Phys. Lett. **79**, 6140 (1996).
- [9] A.B. Pakhomov, X. Yan. Sol. State Commun. **99**, 139 (1996).
- [10] F. Brouers, A. Granovsky, A. Sarychev, A. Kalitsov. Physica **A241**, 284 (1997).
- [11] B.A. Aronzon, A.A. Likalter, V.V. Rylkov, A.K. Sarychev, M.A. Sedova, A.E. Varfolomeev. Phys. Stat. Sol. **205**, 151 (1998).
- [12] A.B. Ведяев, А.Б. Грановский, О.А. Котельникова. Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах. Изд-во МГУ, М. (1992). 158 с.
- [13] А.Б. Грановский, А.В. Калицов, Ф. Брауэрс. Письма в ЖЭТФ **65**, 481 (1997).
- [14] Е.В. Кучис. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. Радио и связь, М. (1990). 264 с.
- [15] J.-L. Dormann, P. Gibart, P. Renaudin. J. De Physique **C6**, 281 (1976).
- [16] Handbook of Physical Quantities / Ed. by I.S. Grigoriev, E.Z. Meilikhov. CRC Press, Boca Raton, N.Y.-London-Tokyo (1997). 1548 p.
- [17] P. Sheng, B. Abeles, Y. Aric. Phys. Rev. Lett. **31**, 44 (1973).
- [18] C.J. Adkins. J. Phys.: Condens. Matter **1**, 1253 (1989).
- [19] B.I. Shklovskii, A.L. Efros. Electronic properties of doped semiconductors. Springer-Verlag, N.Y. (1989). 416 p.
- [20] A.B. Pakhomov, X. Yan, N. Wang, X.N. Jing, B. Zhao, K.K. Fung, J. Xhie, T.F. Hung, S.K. Wong. Physica **A241**, 344 (1997).
- [21] С.А. Гуревич, Т.А. Зарайская, С.Г. Конников, В.М. Микушин, С.Ю. Никонов, А.А. Ситников, С.Е. Сысоев, В.В. Хоренко, В.В. Шнитов, Ю.С. Гордеев. ФТТ **39**, 10 (1997).
- [22] В.В. Хоренко. Исследование структурных и электрических свойств композитных металл-диэлектрических пленок с металлическими гранулами нанометровых размеров. Автореф. канд. дисс. Петербургский гос. техн. ун-т (1998).
- [23] D.J. Bergman. Phys. Rev. **B39**, 4598 (1989).
- [24] B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, A.S. Vedenev, J. Leotin. Physica **A241**, 259 (1997).
- [25] R.M. White, T.H. Geballe. Long range order in solids. Academic Press, N.Y. (1979). 448 p.
- [26] Ю.М. Гальперин, Е.П. Герман, В.Г. Карпов. ЖЭТФ **99**, 343 (1992).
- [27] T. Holstein. Phys. Rev. **124**, 1329 (1961).
- [28] J. Inoue, S. Maekawa. Phys. Rev. **B53**, R11 927 (1996).