

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ ВБЛИЗИ ПОРОГА ПЕРКОЛЯЦИИ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Е. А. Фадеев^{a*}, *М. А. Шахов*^b, *Е. Лähдеранта*^{a**}, *А. Н. Талденков*^c,
А. Л. Васильев^{c,d}, *А. В. Ситников*^e, *В. В. Рыльков*^{c,f}, *А. Б. Грановский*^{f,g}

^a *Технологический университет Лаппеенранты*
53850, Лаппеенранта, Финляндия

^b *Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе*
194021, Санкт-Петербург, Россия

^c *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*
123098, Москва, Россия

^d *Московский физико-технический институт (МФТИ)*
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия

^e *Воронежский государственный технический университет*
394006, Воронеж, Россия

^f *Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук*
125412, Москва, Россия

^g *Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова*
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 июля 2021 г.,
после переработки 15 июля 2021 г.
Принята к публикации 23 августа 2021 г.

Представлены результаты экспериментального исследования высокополевого магнитосопротивления (МС) нанокompозитов Co–SiO₂, Co–LiNbO₃, CoNbTa–SiO₂ с концентрациями металлической фазы, близкими к порогу перколяции. Исследуемые нанокompозиты выращены методом ионно-лучевого распыления на подложке ситалла при температуре, не превышающей 80 °С. Намагниченность измерена с помощью сверхпроводящего квантового интерферометра в диапазоне 4.2–300 К. Поперечное МС измерено в диапазоне 4.2–300 К в импульсных магнитных полях до 20 Тл с длительностью импульса 11–12 мс. В сильных магнитных полях для нанокompозитов с составами в непосредственной близости к порогу перколяции дополнительно к отрицательному МС обнаружено линейное положительное МС. Данный эффект объяснен влиянием эффекта Зеемана на высоту туннельного барьера. Показано, что необычная анизотропия МС нанокompозита Co–LiNbO₃ связана с особенностями его структуры.

DOI: 10.31857/S0044451021120129

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение линейного положительного магнитосопротивления (ЛПМС) в сильных полях в целом ряде ферромагнитных металлов, соединений,

композитов и манганитов (см. работы [1, 2] и ссылки в них) вызвало значительный интерес, так как это явление не находило объяснения в рамках известных механизмов магнитосопротивления (МС) в магнитных материалах [1, 2], которое, как правило, отрицательно и анизотропно в полях меньше поля насыщения. Обнаруженный эффект ЛПМС изотропен, не показывает признаков насыщения в полях до 60 Тл и выше, а значит, его можно использо-

* E-mail: egor.fadeev@lut.fi

** E. Lähderanta

вать для создания магнитных сенсоров сильных и сверхсильных полей. В химически однородных объемных магнетиках и тонких парамагнитных пленках эффект ЛПМС не был обнаружен [1], он присущ только неоднородным магнитным материалам, будь то напыленные поликристаллические тонкие пленки ферромагнитных металлов (Ni, Fe, Co) или магнитные наноконкомпозиты [1, 2]. Как правило, величина ЛПМС не превышает $0.001\text{--}0.01\% \cdot \text{Tл}^{-1}$, однако в плохо проводящих пленках Ni с добавлением SiO₂ может достигать $0.1\% \cdot \text{Tл}^{-1}$ [1].

Имеет ли ЛПМС универсальный характер, т. е. является ли следствием одного и того же механизма, проявляющегося в сильнонеупорядоченных магнетиках, остается неясным. В работе [1] ЛПМС связывается с влиянием эффекта Зеемана на квантовые добавки к сопротивлению, обусловленные электрон-электронным взаимодействием. Однако, как отмечают сами авторы, этот механизм не позволяет объяснить величину эффекта, и, кроме того, ЛПМС имеет место и в системах без каких-либо указаний на вклад квантовых добавок к сопротивлению. В работе [2] предложен другой механизм, который связывает ЛПМС с влиянием эффекта Зеемана на высоту туннельного барьера для спин-поляризованного туннелирования. Этот механизм достаточно универсален, так как туннелирование имеет место в островковых и поликристаллических пленках, в наноконкомпозитах с составом вблизи порога перколяции, в двойниковых структурах и т. д. В работе [2] для этого механизма в рамках модели Инуе–Маекавы туннельного МС гранулированных сплавов [3] получено простое выражение для ЛПМС, которое позволило на качественном уровне объяснить полученные экспериментальные данные ЛПМС наноконкомпозитов $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ и $(\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2)_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ [2]. Однако модель Инуе–Маекавы справедлива для наноконкомпозитов ниже перехода металл–диэлектрик (ПМД), у которых температурная зависимость сопротивления описывается активационным законом $\ln \rho \propto T^{-1/2}$ (« $T^{1/2}$ »), тогда как для изученных наноконкомпозитов $\rho \propto \ln T$ (« $\ln T$ ») [2]. Как правило, закон « $\ln T$ » справедлив для составов выше ПМД ($x = x_c$), но ниже порога перколяции ($x = x_p$) и соответствует режиму проводимости «грязного металла» при сильной туннельной связи между гранулами. Кроме того, эксперименты работы [2] были выполнены только при $T > 65$ К.

В настоящей работе продолжен поиск и изучение ЛПМС в наноконкомпозитах, для чего изготовлены новые составы, в которых варьировался материал

как магнитных гранул, так и диэлектрических матриц. В импульсных магнитных полях МС измерялось вплоть до температуры 4.2 К. Развитая в работе [2] теория модифицирована для случая составов на металлической стороне от ПМД с логарифмическим законом температурной зависимости сопротивления.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Пленки наноконкомпозитов Co–SiO₂, Co–LiNbO₃, CoNbTa–SiO₂ толщиной 1.7 мкм были получены ионно-лучевым распылением составных мишеней на ситалловые подложки при температуре 80 °С. Детали изготовления, определение элементного состава и структурная аттестация не отличаются от подробно описанных в работах [3, 4]. Концентрация металлических гранул изменялась в широких пределах — от металлической вплоть до концентраций, соответствующих ПМД. Намагниченность измерялась с помощью СКВИД-магнитометра («Quantum Design MPMS-XL7»). Температурные зависимости удельного сопротивления были измерены стандартным четырехзондовым методом в температурном диапазоне 50–300 К. МС измерялось в импульсных магнитных полях до 20 Тл с симметричным («полусинусоидальным») импульсом длительностью 11–12 мс. Для исключения паразитного сигнала, вызванного изменением магнитного поля (dB/dt), использовались специальные аппаратные и программные средства (см. детали в работе [5]).

Для исследования структурных особенностей были приготовлены поперечные сечения полученных структур с помощью фокусированного ионного пучка Ga⁺ в электронно-ионном микроскопе «Helios NanoLab™ 600i» (Thermo Fisher Scientific, США). Изображения высокого разрешения были получены с помощью просвечивающего/растрового электронного микроскопа «Tescan Osiris» (Thermo Fisher Scientific, США) при ускоряющем напряжении 200 кэВ, снабженного энергодисперсионным рентгеновским спектрометром «Super-X» (Bruker, США) и высокоугловым кольцевым темнопольным детектором (Fischione, США).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Петли гистерезиса изученных образцов представлены на рис. 1. Смыкание петель гистерезиса происходит в магнитных полях $H \approx 2\text{--}3$ кЭ, но при низких температурах, и в сильных полях

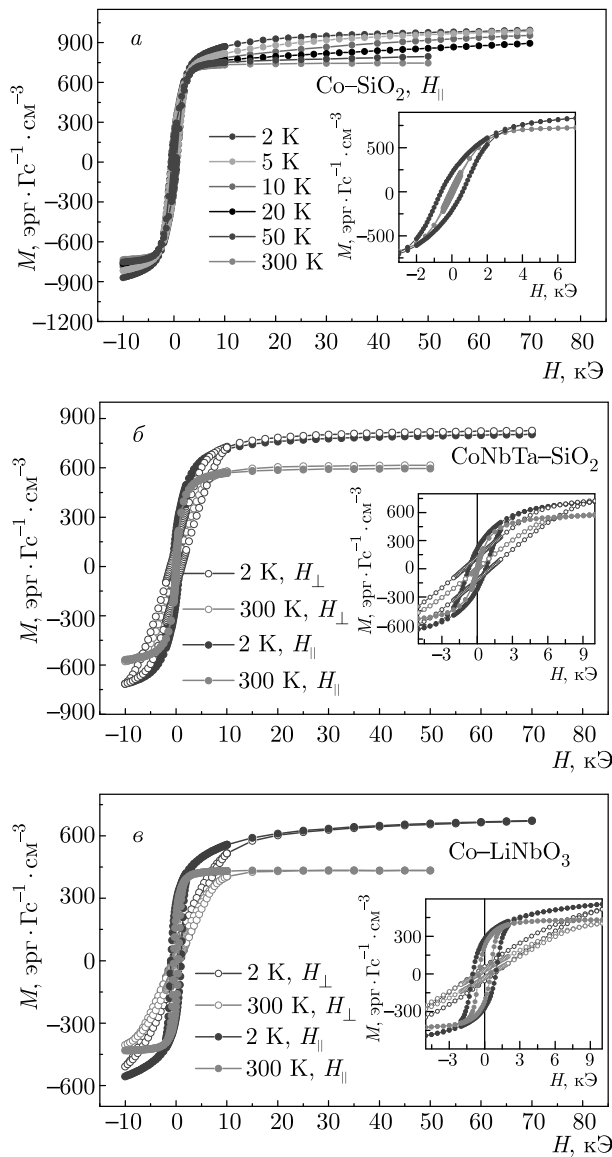


Рис. 1. (В цвете онлайн) Магнитные петли гистерезиса изученных образцов при разных температурах и ориентациях. На вставке те же кривые представлены в измененном масштабе

рост намагниченности продолжается за счет наличия суперпарамагнитных гранул и диспергированных в диэлектрической матрице магнитных ионов [3, 6]. В магнитных полях меньше поля насыщения ($H_{\text{sat}} \approx 2-4$ кЭ) МС отрицательно и резко возрастает синхронно с полем, однако и при $H > H_{\text{sat}}$ оно продолжает возрастать, что типично для туннельного МС при наличии суперпарамагнитных гранул (рис. 2–4). ЛПМС было обнаружено только при низких температурах (рис. 2–4).

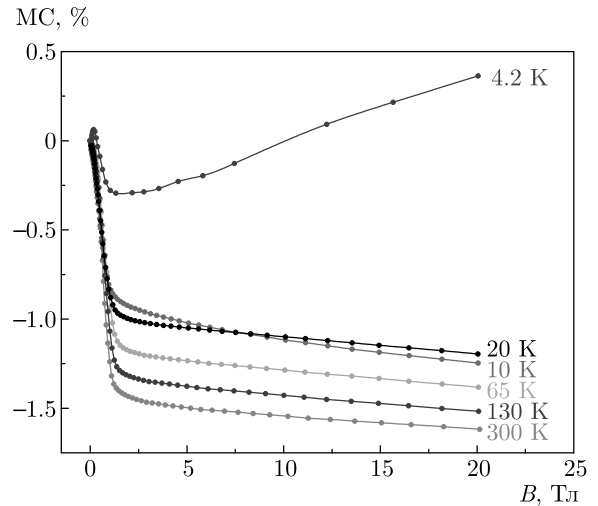


Рис. 2. (В цвете онлайн) Поперечное МС образца $(\text{Co})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ при $x = 65$ ат. %

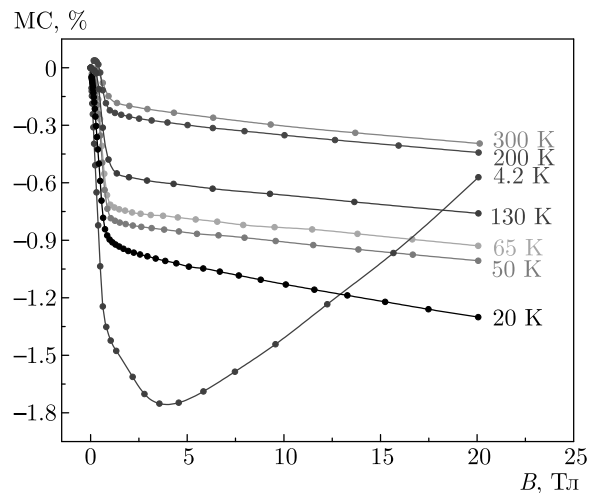


Рис. 3. (В цвете онлайн) Поперечное МС образца $(\text{CoNbTa})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ при $x = 58.5$ ат. %

При $T = 4.2$ К ЛПМС образцов Co-SiO_2 и CoNbTa-SiO_2 составило соответственно 0.03 и $0.06\% \cdot \text{Тл}^{-1}$, что по порядку величины согласуется с результатами работ [1, 2]. В пленках Co-LiNbO_3 при $T = 50$ К величина ЛПМС меньше примерно на порядок. Нам не удалось измерить МС образца Co-LiNbO_3 при $T < 50$ К в силу резкого возрастания сопротивления при понижении температуры. Для обсуждения и анализа полученных данных мы модифицировали теорию, разработанную в работе [2], и учли различия в структуре, магнитных свойствах и проводимости изученных наноконкомпозитов.

Как уже отмечалось во Введении, для составов наногранулированных пленок вблизи ПМД ($x \approx x_c$)

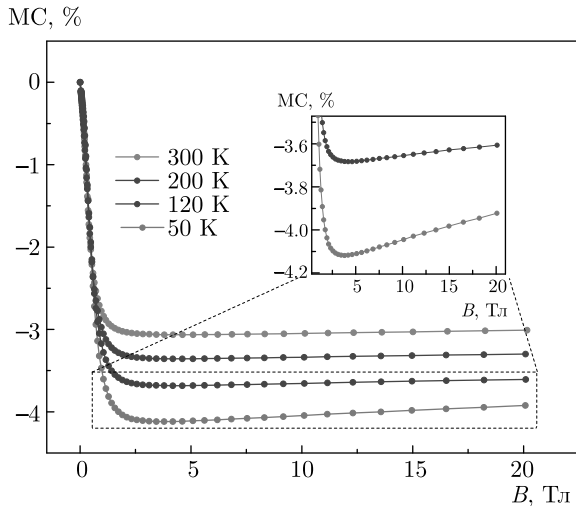


Рис. 4. (В цвете онлайн) Поперечное МС образца $(\text{Co})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ при $x = 49$ ат. %

возможны два режима проводимости. Первый режим ($x \leq x_c$) имеет место, когда средний туннельный кондактанс между соседними гранулами (G_t) меньше кванта проводимости ($G_q = 2e^2/h$), т.е. $g = G_t/G_q < 1$, и тогда проводимость туннельного типа описывается законом « $T^{1/2}$ »:

$$\ln \sigma \propto \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2}. \quad (1)$$

Второй режим ($x_c \leq x \leq x_p$) характерен для нанокompозитов с $g = G_t/G_q \gg 1$, с сильной туннельной связью между гранулами и при несколько большей концентрации металла, чем в первом режиме. Второй режим описывается логарифмическим законом « $\ln T$ » [5, 7]:

$$\sigma(T) = \sigma_0 \left(1 - \frac{1}{2\pi Dg} \ln \frac{gE_C}{k_B T}\right), \quad (2)$$

где σ_0 — проводимость нанокompозита при достаточно высокой температуре, когда эффектами кулоновского взаимодействия можно пренебречь, D — размерность системы. Энергия кулоновской блокады представлена в виде

$$E_C = \frac{e^2 s}{\epsilon_d a^2 (1/2 + s/a)}, \quad (3)$$

где a — диаметр гранул, s — ширина туннельного зазора, ϵ_d — диэлектрическая проницаемость матрицы [8].

Для первого режима в работе [2] в рамках модели Инуе–Маекавы получено выражение для

ЛПМС, основанное на влиянии эффекта Зеемана на величину туннельного барьера, которое при низких температурах принимает вид

$$\frac{\Delta\rho(H)}{\rho(0)} = \frac{\rho(H) - \rho(H=0)}{\rho(H=0)} = \xi \frac{\mu_B H}{U - E_F(0)} \sqrt{\frac{\lambda C}{k_B T}}, \quad (4)$$

где $C = sE_C$, k_B — постоянная Больцмана, а энергия Ферми зависит от приложенного магнитного поля:

$$E_F(H) = E_F(0) - \xi \mu_B H. \quad (5)$$

Здесь ξ — параметр, характеризующий смещение уровня Ферми, по порядку величины равный спиновой поляризации P , а μ_B — магнетон Бора. Параметр

$$\lambda = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(U - E_F(0))}, \quad (6)$$

$$\lambda(H) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(U - E_F(0) + \xi \mu_B H)}$$

характеризует затухание волновой функции туннелирующего электрона в барьере высотой $U - E_F(0)$.

Для второго режима кондактанс принимает вид

$$g(H) \propto (1 + P^2 m^2) e^{-2\lambda(H)s}, \quad (7)$$

где m — относительная намагниченность, которая в насыщении равна 1 [9]. Уровень Ферми смещается под влиянием эффекта Зеемана (5). Используя соотношения (2), (5)–(7), мы получаем выражение для ЛПМС при $H > H_{sat}$:

$$\frac{\Delta\rho(H)}{\rho(H)} = \xi \frac{\mu_B H}{U - E_F(0)} \frac{\lambda s}{2\pi Dg} \left[\ln \left(\frac{gE_C}{k_B T} \right) - 1 \right]. \quad (8)$$

Оба выражения, (4) и (8), дают примерно одну и ту же величину, но различающиеся температурные зависимости ЛПМС. Для $a \approx 3$ нм, $s \approx 1$ нм, $D = 3$ и $\epsilon_d \approx 3.75$ (для SiO_2) имеем $E_C \approx 51.5$ мэВ, и тогда при $U - E_F = 1.0$ эВ и $g = 1.0$ получаем, что при $T = 4.2$ К ЛПМС $\Delta\rho(H)/\rho(0) \approx 0.01\% \cdot \text{Tл}^{-1}$. Стоит подчеркнуть, что при втором режиме это максимальная величина ЛПМС при $U - E_F = 1.0$ эВ и $g = 1.0$, так как мы положили $\xi = 1$, что подразумевает 100-процентную спиновую поляризацию. При $U - E_F = 0.1$ эВ и при тех же остальных параметрах ЛПМС увеличивается примерно в 3.3 раза, тогда как при $U - E_F = 0.1$ эВ и $g = 10$ получаем $\Delta\rho(H)/\rho(0) \approx 0.1\% \cdot \text{Tл}^{-1}$.

Представленные в работе [2] значения ЛПМС при $T = 65$ К для нанокompозитов CoFeB-SiO_2

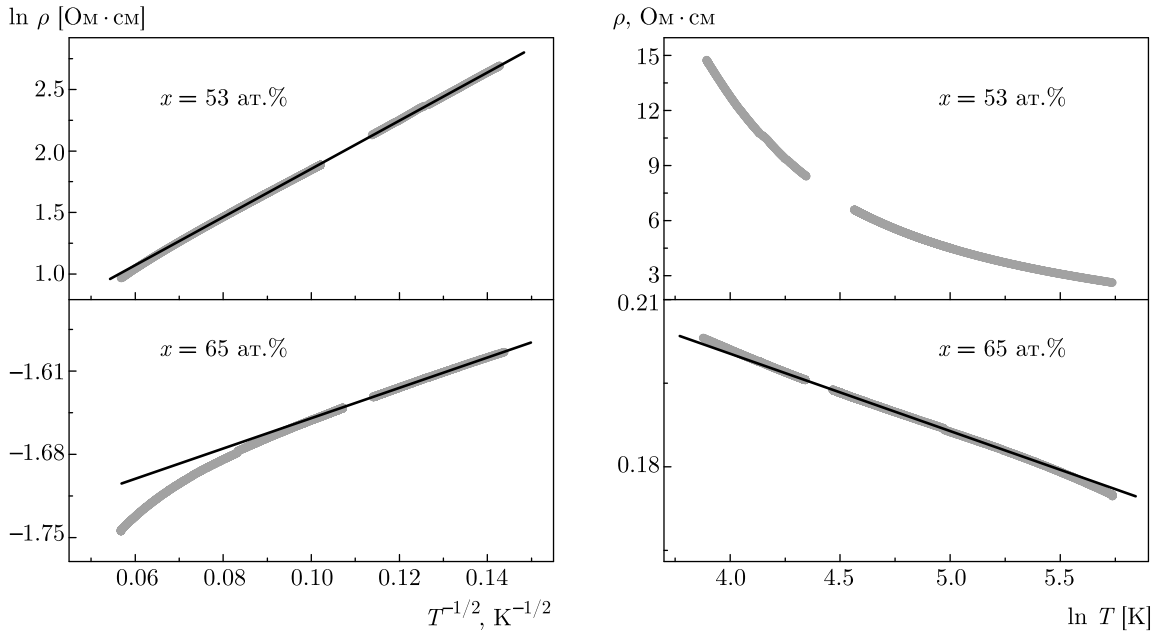


Рис. 5. Температурные зависимости удельного сопротивления нанокompозита $\text{Co}_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$. Данные описываются законом $\ln \rho \propto T^{-1/2}$ в левой колонке и законом $\rho \propto \ln T$ в правой. Черные сплошные линии — линейная аппроксимация

и $\text{CoNbTa-Al}_2\text{O}_3$ характеризуются логарифмическим законом температурной зависимости сопротивления « $\ln T$ » и лежат в диапазоне $\Delta\rho(H)/\rho(0) \approx 10^{-4}-10^{-3} \% \cdot \text{Tл}^{-1}$. Эти значения также соответствуют расчетам, полученным с помощью выражения (8). Отметим, что никаких признаков наличия квантовых поправок для нанокompозитов в работе [2] не было обнаружено, что исключает предложенный в работе [1] механизм ЛПМС.

3.1. $(\text{Co})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$

ЛПМС было обнаружено только при $x = 65$ ат.%, его значение составило $0.03 \% \cdot \text{Tл}^{-1}$ (см. рис. 2). Температурные зависимости удельного сопротивления изученных нанокompозитов представлены на рис. 5–7. Для $(\text{Co})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ при $x = 65$ ат.%, закон « $\ln T$ » описывает данные лучше, чем закон « $T^{1/2}$ » (рис. 5). Нетрудно увидеть из наклона кривых $1/2\pi Dg$ на рис. 5, что для этого состава $g \approx 1$ при $D = 3$, однако, как отмечалось в работе [3], для рассматриваемой модели величина $2D$ равна числу ближайших гранул (Z), между которыми возможно туннелирование, т.е. для неупорядоченного случая $D < 3$. Поэтому $g > 1$ для состава с $x = 65$ ат.%, и можно использовать выражение (8), которое корректно описывает полученные результаты.

Данные, приведенные выше на рис. 2, свидетельствуют о том, что отрицательное МС больше при

300 К, чем при низких температурах. Для объяснения этой аномалии надо учесть, что вблизи ПМД возможно образование контактирующих гранул и агрегатов, для которых существенно не только туннельное МС, но и отрицательное МС за счет подавления магнитного беспорядка в гранулах. Последний вклад может быть сравним по величине с туннельным МС и растет с повышением температуры из-за роста спиновых флуктуаций. Данные электронной микроскопии нанокompозитов подтверждают наличие таких агрегатов. Более того, в этом композите содержание металла больше, чем в других нанокompозитах вблизи порога перколяции, что косвенно подтверждает наличие агрегатов. Также в полях, меньших поля насыщения при низких температурах, возможен и положительный вклад в МС за счет эффекта магнитной блокады [9], который уменьшает отрицательное МС при низких температурах.

3.2. $(\text{CoNbTa})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$

Для нанокompозита $(\text{CoNbTa})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ при $x = 58.5$ ат.% содержание металла меньше, чем в предыдущем образце, и проводимость хорошо описывается законом « $\ln T$ » (рис. 6). Изменение концентрации диспергированных в диэлектрической матрице ионов и материала ферромагнитных гранул могло изменить величину туннельного барьера и спиновую поляризацию, что и привело к увеличе-

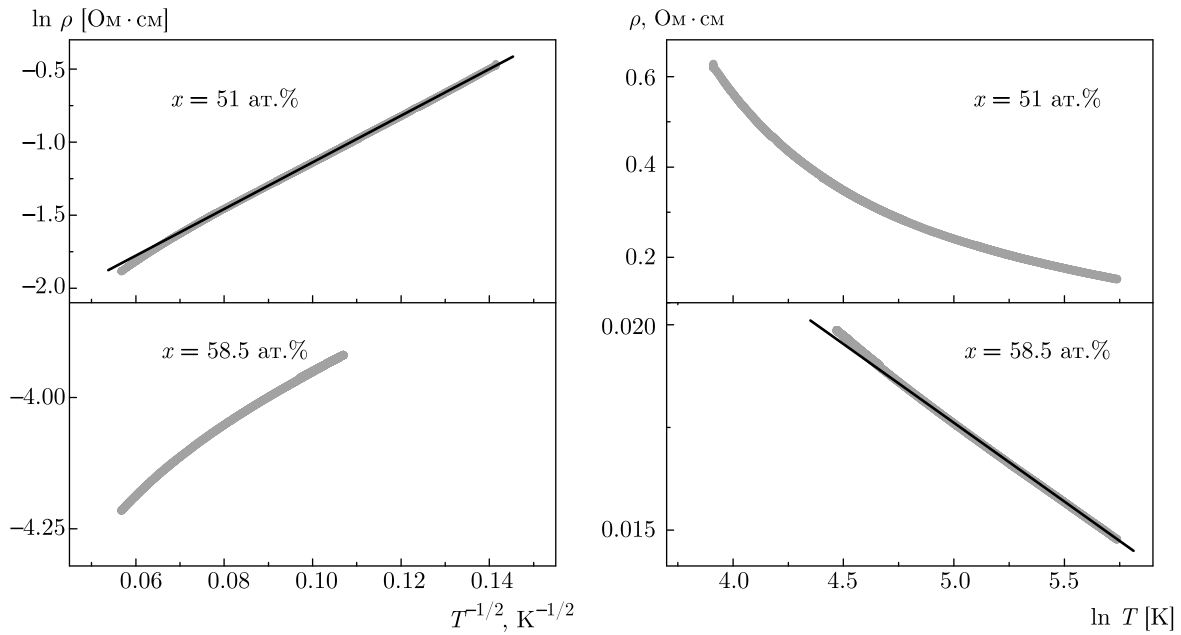


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для $(\text{CoNbTa})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$

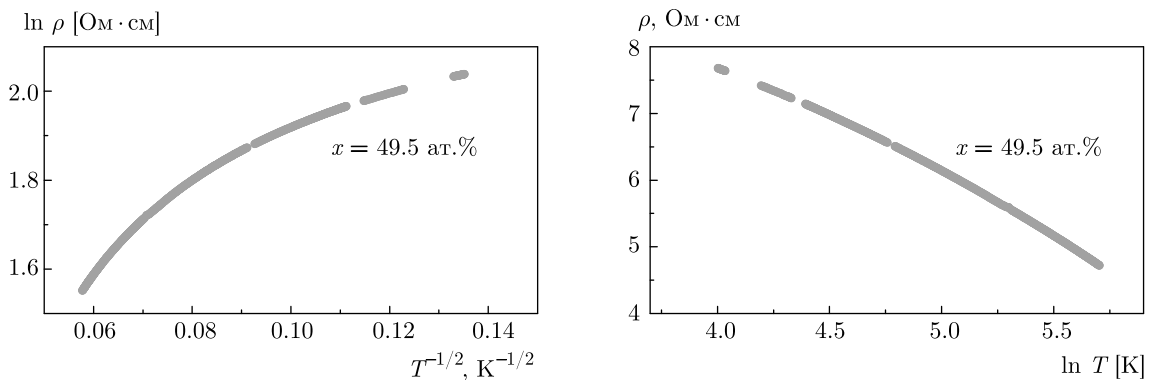


Рис. 7. То же, что на рис. 5, но для $(\text{Co})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$

нию ЛПМС до $\Delta\rho(H)/\rho(0) \approx 0.06\% \cdot \text{Тл}^{-1}$. Эта величина является наибольшей из всех для исследованных нанокompозитов.

Следует отметить, что ЛПМС, согласно предложенному механизму, чрезвычайно чувствительно к концентрации диспергированных магнитных и немагнитных ионов в туннельных зазорах, так как, с одной стороны, они могут уменьшать высоту туннельного барьера, но, с другой стороны, изменяя диэлектрическую проницаемость матрицы, понижать энергию кулоновской блокады, а также приводить к отсутствию насыщения намагниченности и МС в сильных полях. По-видимому, это и является причиной того, что ЛПМС в $(\text{Co})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ и $(\text{CoNbTa})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ имеет место только при $T =$

$= 4.2 \text{ K}$ и не наблюдается уже при $T = 10 \text{ K}$, хотя выражения (3) и (8) не предсказывают такой сильной температурной зависимости. Действительно, изучаемые нанокompозиты изготовлены при повышенной температуре подложки (80°C), что отличает их микроструктуру, а следовательно, и магнитные свойства от исследованных ранее в работе [2]. Например, намагниченность нанокompозита $(\text{Co})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ насыщается при $T = 2 \text{ K}$ в поле $H \approx 4 \text{ кЭ}$, но при бóльших значениях поля намагниченность продолжает расти (см. рис. 1), что указывает на возрастание отрицательного туннельного вклада в МС. На фоне этого увеличения положительный вклад в МС становится неразличим. Таким образом, основной причиной, из-за которой ЛПМС

неразличимо при $T > 4.2$ К, является сильный конкурирующий отрицательный наклон кривых МС в сильных полях за счет наличия суперпарамагнитных гранул и диспергированных ионов.

3.3. $(\text{Co})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$

Проводимость нанокмозита Co-LiNbO_3 не подчиняется ни логарифмическому закону, ни закону « $T^{1/2}$ » (рис. 7), тем не менее на рис. 4 видны признаки положительного МС в сильных полях. ЛПМС при 50 К составляет порядка $10^{-3} \% \cdot \text{Тл}^{-1}$, что сравнимо со значениями ЛПМС в нанокмозитах CoFeB-SiO_2 и $\text{CoNbTa-Al}_2\text{O}_3$, но ЛПМС нанокмозита Co-LiNbO_3 , в отличие от ранее исследованных образцов, анизотропно. Продольное МС (магнитное поле ориентировано вдоль плоскости пленки) больше по величине, когда магнитное поле ориентировано перпендикулярно направлению тока. Кроме того, когда магнитное поле перпендикулярно направлению тока, продольное МС отличается от поперечного (рис. 8). Оба факта не наблюдались в рассмотренных выше нанокмозитах и в работе [1]. Будет логично связать эти факты с особенностями микроструктуры нанокмозита Co-LiNbO_3 , рассмотренными ниже.

Результаты исследования нанокмозита Co-LiNbO_3 методами ПЭМ/ПРЭМ (просвечивающий электронный микроскоп/просвечивающий растворный электронный микроскоп) представлены на рис. 9. Вблизи границы раздела $(\text{Co})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с подложкой ситалла формируется нанокмозит с колоннообразной структурой. Структура состоит из гранул кобальта, вытянутых преимущественно в направлении роста нанокмозита с латеральным размером в плоскости пленки до 5–8 мкм (рис. 9б). Вертикальный рост гранул продолжается примерно до 20 нм, после чего колоннообразные гранулы начинают загибаться (рис. 9). Выше слоя нанокмозита с колоннообразной структурой (толщиной около 100 нм) формируется аморфно-кристаллический нанокмозит, состоящий из округлых наночастиц размерами 5–30 нм, разделенных аморфной прослойкой. Как показали исследования методом ПЭМ высокого разрешения вместе с энергодисперсионным рентгеновским спектрометром (спектры не представлены здесь), кристаллические частицы состоят в основном из Co , а прослойка — из аморфного LiNbO_3 . Необходимо отметить высокую дефектность частиц Co , содержащих дефекты упаковки и двойники, что типично для наночастиц Co . Надо сказать, что подобная колоннообразная

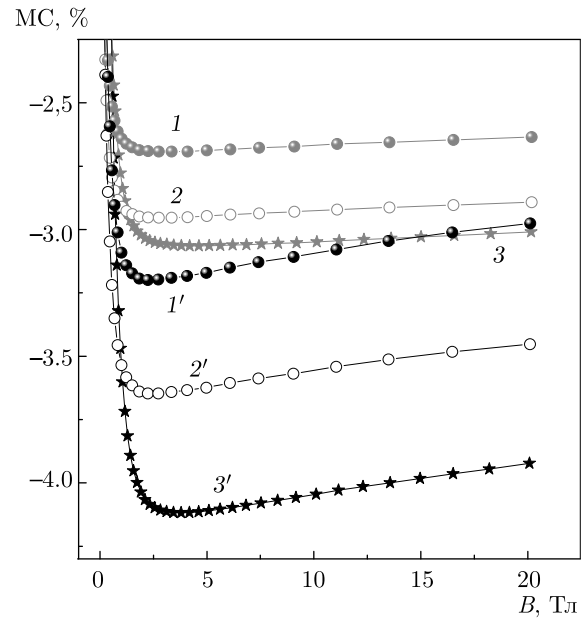


Рис. 8. (В цвете онлайн) МС нанокмозита $(\text{Co})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ при $x = 49.4$ ат. % и разных ориентациях магнитного поля относительно плоскости образца и направления тока: кривые 1 и 1' — магнитное поле параллельно как плоскости образца, так и направлению тока; 2 и 2' — поле параллельно плоскости образца и перпендикулярно току; 3 и 3' — поле перпендикулярно как плоскости образца, так и току. Кривые без штриха для $T = 300$ К, со штрихом — для $T = 50$ К

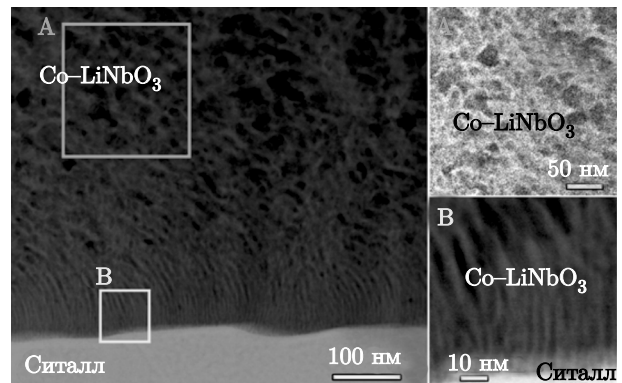


Рис. 9. Светлопольное ПРЭМ-изображение поперечного среза пленки $(\text{Co})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ ($x = 49$ ат. %) на подложке ситалла (слева). Справа сверху (А) представлено темнопольное ПЭМ-изображение, полученное в режиме конусного освещения с диафрагмой, установленной в области диффузного фона, поэтому аморфная прослойка между кристаллическими частицами Co выглядит светлой. Справа внизу (В) — светлопольное ПРЭМ-изображение области границы раздела. Отчетливо видны удлиненные зерна, формирующиеся от границы раздела

структура в нанокompозитах не является исключением и наблюдалась нами и ранее в случае нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с гранулами CoFe, вытянутыми в направлении роста нанокompозита до 10–15 нм и с латеральным размером 2–4 нм [10, 11]. Однако стоит отметить, что пленки нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ однородны по толщине и подчиняются логарифмическому закону температурной зависимости сопротивления [10, 11]. Анизотропия роста, по-видимому, связана с образованием дополнительной равновесной фазы кобальтита лития LiCoO_2 и, как следствие, с проявлением необычных эффектов нуклеации. Изображения высокого разрешения с последующим анализом с помощью быстрого преобразования Фурье показали, что гранулы Co в нижней части пленки не соответствуют кубическому Co.

Наличие плотноупакованных гранул в нижней части пленки $(\text{Co})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ и крупных частиц в верхней ее части определяет ферромагнетизм структуры и анизотропию MC. Как видно на рис. 9, межгранульные зазоры в верхней части пленки довольно большие (примерно 5 нм), так что заведомо не выполняется сильная туннельная связь между гранулами. В этих условиях в проводимости будет доминировать прыжковый перенос по локализованным дефектам аморфной матрицы, определяемый обычно законом Мотта « $T^{1/4}$ ». Для нижней части нанокompозита с вытянутыми гранулами существенным оказывается так называемое косое туннелирование с последующим транспортом электронов вдоль цепочек вытянутых гранул [7]. Проводимость этой относительно небольшой прослойки может быть сравнима или даже выше проводимости изотропной части нанокompозита. Поэтому суммарная проводимость структуры не описывается ни законом « $T^{1/2}$ », ни логарифмическим законом. Наличие большой диэлектрической проницаемости аморфного LiNbO_3 ($\epsilon_d \approx 50$ [12]) уменьшает энергию кулоновской блокады и, как следствие, уменьшает возможную величину ЛПМС при туннелировании между гранулами в нижнем слое, в том числе за счет шунтирующего действия верхнего слоя. Таким образом, наблюдаемые особенности поведения MC в данном нанокompозите в значительной степени определяются особенностями его структуры.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наряду с отрицательным MC, связанным со спин-зависимым туннелированием, в нанокompозитах

вблизи порога перколяции при низких температурах и в полях выше поля насыщения наблюдается линейное положительное MC. В нанокompозитах $(\text{Co})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ ($x = 65$ ат.%) и $(\text{CoNbTa})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ ($x = 58.5$ ат.%) с сильной туннельной связью между гранулами, приводящей к логарифмической зависимости сопротивления от температуры, ЛПМС при $T = 4.2$ К составило соответственно $0.03\% \cdot \text{Тл}^{-1}$ и $0.06\% \cdot \text{Тл}^{-1}$. Развита теория ЛПМС для таких нанокompозитов, основанная на влиянии эффекта Зеемана на высоту туннельного барьера при спин-зависимом туннелировании, позволяет на качественном уровне объяснить экспериментальные данные. MC нанокompозита $(\text{Co})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ ($x = 49$ ат.%) анизотропно, а ЛПМС при $T = 50$ К составило порядка $10^{-3}\% \cdot \text{Тл}^{-1}$, что связано с образованием колоннообразной структуры на начальной стадии роста этих пленок.

Финансирование. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-07-00471) и Академии Финляндии (гранты №№ 333805, 318405).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Gerber, I. Kishon, I.Y. Korenblit, O. Riss, A. Segal, M. Karpovski, and B. Raquet, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 027201 (2007).
2. M. Blinov, M. Shakhov, V. Rylkov, E. Lähderanta, V. Prudnikov, S. Nikolaev, A. Sitnikov, and A. Granovsky, *J. Magn. Magn. Mater.* **469**, 155 (2019).
3. V. V. Rylkov, S. N. Nikolaev, K. Yu. Chernoglazov, V. A. Demin, A. V. Sitnikov, M. Yu. Presnyakov, A. L. Vasiliev, N. S. Perov, A. S. Vedeneev, Yu. E. Kalinin, V. V. Tugushev, and A. B. Granovsky, *Phys. Rev. B* **95**, 144202 (2017).
4. V. V. Rylkov, V. A. Demin, A. V. Emelyanov, A. V. Sitnikov, Yu. E. Kalinin, V. V. Tugushev, and A. B. Granovsky, in *Novel Magnetic Nanostructures*, Elsevier (2018), pp. 427–464.
5. E. Lähderanta, M. Guc, M. Shakhov, E. Arushanov, and K. Lisunov, *J. Appl. Phys.* **120**, 035704 (2016).
6. В. В. Рыльков, А. В. Емельянов, С. Н. Николаев, К. Э. Никируй, А. В. Ситников, Е. А. Фадеев, В. А. Демин, А. Б. Грановский, *ЖЭТФ* **158**, 164 (2020) [*JETP* **131**, 160 (2020)].

7. I. Beloborodov, A. Lopatin, V. Vinokur, and K. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 469 (2007).
8. B. Abeles, P. Sheng, M. Coutts, and Y. Arie, *Adv. Phys.* **24**, 407 (1975).
9. J. Inoue and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **53**, R11927 (1996).
10. V. Rylkov, A. Sitnikov, S. Nikolaev, V. Demin, A. Taldenkov, M. Y. Presnyakov, A. Emelyanov, A. Vasiliev, Y. E. Kalinin, A. Bugaev et al., *J. Magn. Mater.* **459**, 197 (2018).
11. В. В. Рьльков, С. Н. Николаев, В. А. Демин, А. В. Емельянов, А. В. Ситников, К. Э. Никируй, В. А. Леванов, М. Ю. Пресняков, А. Н. Талденков, А. Л. Васильев, К. Ю. Черноглазов, А. С. Веденев, Ю. Е. Калинин, А. Б. Грановский, В. В. Тугушев, А. С. Бугаев, *ЖЭТФ* **153**, 424 (2018) [*JETP* **126**, 353 (2018)].
12. T. Mitsuyu and K. Wasa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, L48 (1981).