

МАГНИТОТЕРМОЭДС НАНОКОМПОЗИТОВ ВБЛИЗИ ПОРОГА ПРОТЕКАНИЯ

В. А. Белоусов^a, А. Б. Грановский^b, Ю. Е. Калинин^{a}, А. В. Ситников^a*

^a Воронежский государственный технический университет
394 026, Воронеж, Россия

^b Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 мая 2007 г.

В магнитных полях до 10 кЭ при комнатной температуре исследованы полевые зависимости термоэдс композитов с наночастицами Co и Co₄₅Fe₄₅Zr₁₀ в диэлектрической матрице Al₂O_n с составами до порога протекания, т.е. в области реализации туннельной проводимости. В композитах, полученных в атмосфере аргона, обнаружена отрицательная магнитотермоэдс, т.е. уменьшение термоэдс в сильных магнитных полях. В композитах, полученных в атмосфере аргона и кислорода, наблюдается положительная магнитотермоэдс. Показано, что развитая теория туннельной магнитотермоэдс в нанокompозитах позволяет на качественном уровне объяснить полученные данные при наличии зависимости локальной плотности электронных состояний у поверхности наночастиц от условий напыления. Для нанокompозитов CoFeZr_x(Al₂O_n)_{100-x}, полученных в атмосфере аргона и азота, проявляется сильная несимметрия магнитотермоэдс относительно направления поля, обусловленная анизотропией этих наноструктур.

PACS: 72.20.Pa, 72.80.Tm, 73.90.+f

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы интенсивно исследуются разнообразные магнитные, электрические, гальваноманитные, оптические и магнитооптические свойства магнитных гранулированных систем типа ферромагнитный металл-диэлектрик. При размере гранул нанометрового масштаба эти системы называют также магнитными нанокompозитами. Отличительной особенностью магнитных нанокompозитов с содержанием металлических гранул вблизи порога перколяции является наличие туннельного типа переходов между металлическими гранулами. Спин-зависящее туннелирование является одним из основных механизмов, на котором основаны разнообразные устройства спинтроники, как уже нашедшие применения, так и разрабатываемые [1]. Наиболее ярким проявлением спин-зависящего туннелирования, как в мультислоях, так и в нанокompозитах, является туннельное магнитосопротивление [2]. Спин-зависящее туннелирование на высоких частотах приводит к маг-

ниторефрактивному эффекту [3], особенностям магнитооптических свойств [4]. В данной работе предпринята попытка экспериментального исследования проявления спин-зависящего туннелирования в магнитотермоэдс магнитных нанокompозитов.

Впервые значительное изменение термоэдс S в магнитном поле H для нанокompозитов было обнаружено для образцов состава Co₄₆Al₂₉O₃₅, полученных распылением металлической мишени Co_xAl_{1-x} в атмосфере Ar + O₂, а затем и для нанокompозитов Fe-Al-O [5, 6]. Магнитотермоэдс наблюдалась только для двух составов в непосредственной окрестности порога перколяции. Полевая зависимость $S(H)$ описывалась соотношением

$$S(H)/T = a + b\rho(0)/\rho(H), \quad (1)$$

где a и b не зависят от поля, ρ — сопротивление. Соотношение (1) также справедливо и для металлических гранулированных структур ферромагнитный металл-немагнитный металл с гигантским магнитосопротивлением (см., например, [7]). Для Co₄₆Al₂₉O₃₅ как S , так и $\Delta S(H) = S(H) - S(0)$ отрицательны, а $\Delta S(H)$ при комнатной температуре в

*E-mail: kalinin48@mail.ru

поле 1.5 Тл достигало -2 мкВ/К. Насколько известно авторам, магнитотермоэдс в магнитных нанокompозитах за исключением указанных выше двух составов экспериментально не изучалась.

Соотношение (1) и корреляцию между магнитотермоэдс и туннельным магнитосопротивлением следует, очевидно, связывать со спин-зависимым туннелированием. В работе [8] была рассчитана туннельная термоэдс S^{tun} нанокompозитов для процессов туннелирования без изменения энергии. Для расчета использовалась простейшая модель электронного переноса в магнитных гранулированных сплавах [9], для которой кондактанс $G(E)$ имеет следующий вид:

$$G(E) = G_0 (1 + P(E)m^2) \exp(-T_0/T)^{1/2}. \quad (2)$$

В этом выражении

$$P(E) = \frac{D_{\uparrow}(E) - D_{\downarrow}(E)}{D_{\uparrow}(E) + D_{\downarrow}(E)}$$

— спиновая поляризация носителей тока, а $D(E)$ — локальная у поверхности гранулы плотность электронных состояний соответствующего спинового канала при энергии E , m — относительная, усредненная по объему образца, намагниченность гранулы, изменяющаяся от нуля для размагниченного состояния до единицы в намагниченном состоянии, T_0 — характерная температура. Для такой модели

$$S^{tun} = -\frac{\pi^2 k^2}{3|e|} T \left[\left(2P \frac{\partial P}{\partial E} \right)_{E_F} \right] m^2, \quad (3)$$

что позволяет объяснить соотношение (1), так как туннельное магнитосопротивление также зависит от m^2 [8, 9]. Но согласно (3) в этом случае $b = -a$, что не выполняется для $\text{Co}_{46}\text{Al}_{29}\text{O}_{35}$. Выражение (3) дает правильный порядок величины магнитотермоэдс и предсказывает возможность как положительных, так и отрицательных значений $\Delta S(H)$.

В случае неупругого процесса туннелирования через одиночный барьер с участием магнонов теория [10] предсказывает S^{tun} того же порядка величины, но только положительные значения $\Delta S(H)$, что не соответствует эксперименту [5].

Дополнительная трудность интерпретации эксперимента связана с тем, что и теплопроводность нанокompозита может также изменяться при намагничивании. Если считать, что теплопроводность туннельного контакта между гранулами, как и сопротивление, зависит от относительной ориентации магнитных моментов гранул, то в этом случае, как легко

видеть из выражений для термоэдс композитов в рамках теории эффективной среды (см. [11]), магнитотермоэдс может возникнуть и в отсутствие туннельной термоэдс, но только при большой величине термоэдс металлических гранул.

В настоящей работе при комнатной температуре изучены полевые зависимости термоэдс различных нанокompозитов в относительно широкой области составов вблизи порога перколяции. При сопоставлении эксперимента с теорией показано, что основным механизмом магнитотермоэдс является нерезонансное туннелирование, которое на качественном уровне описывается теорией [8], хотя эта теория и нуждается в существенной модификации. Нами обнаружен также новый эффект в некоторых магнитных нанокompозитах — нечетная магнитотермоэдс. Соотношения Онзагера не запрещают наличия нечетной по магнитному полю термоэдс, хотя в полностью изотропных средах выполняется так называемое псевдосоотношение Онзагера $S_{ij}(H) = S_{ji}(-H)$ [12], что и соответствует четной магнитотермоэдс, наблюдающейся как в металлах, так и в сплавах. В отличие от изотропных металлов и сплавов в нанокompозитах в непосредственной окрестности порога перколяции поток электронов и тепловой поток могут быть отнюдь не направлены вдоль градиента температуры, и эти потоки могут быть ориентированы непараллельно, что при наличии любой структурной анизотропии, обусловленной напылением образцов, может быть причиной несимметричного поведения магнитотермоэдс при изменении ориентации магнитного поля.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Нанокompозиты на основе металлических включений Co и $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ в диэлектрической матрице Al_2O_n были получены методом ионно-лучевого распыления составной мишени металл-диэлектрик ионами аргона на подложки из ситалловых пластин. Все особенности данного метода и условия выбора компонентов, а также данные химического анализа и микроструктуры описаны в соответствующих работах [13, 14]. Пленки нанокompозитов Co-Al-O имеют наноразмерную гранулированную структуру и состоят из кристаллических гранул Co диаметром 3–4 нм, разделенных аморфной диэлектрической прослойкой из оксида алюминия, толщиной примерно 2 нм [15]. В нанокompозитах $\text{CoFeZr}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$, в отличие от Co-Al-O, нано-

Составы исследованных композитов и атмосферы получения

№ п/п	Композит	Атмосфера распыления	Давление газа, Торр			
			Ar	O ₂	N ₂	
1	Co _{46.4} (Al ₂ O _n) _{53.6}	Ar	7 · 10 ⁻⁴	—	—	
2	Co _{48.8} (Al ₂ O _n) _{51.2}					
3	(CoFeZr) _{31.7} (Al ₂ O _n) _{68.3}					
4	(CoFeZr) _{36.8} (Al ₂ O _n) _{63.2}					
5	Co _{57.2} (Al ₂ O _n) _{42.8}	Ar + O ₂	7 · 10 ⁻⁴	3.2 · 10 ⁻⁵	—	
6	Co _{63.9} (Al ₂ O _n) _{36.1}			3.5 · 10 ⁻⁵	—	
7	Co _{57.9} (Al ₂ O _n) _{42.1}				3 · 10 ⁻⁵	—
8	Co _{62.8} (Al ₂ O _n) _{37.2}			—		—
9	(CoFeZr) _{47.3} (Al ₂ O _n) _{52.7}					8.6 · 10 ⁻⁵
10	(CoFeZr) _{59.3} (Al ₂ O _n) _{40.7}			Ar + N ₂	7 · 10 ⁻⁴	
11	(CoFeZr) _{40.3} (Al ₂ O _n) _{59.7}					
12	(CoFeZr) _{49.1} (Al ₂ O _n) _{50.9}					
13	(CoFeZr) _{41.4} (Al ₂ O _n) _{58.6}					
14	(CoFeZr) _{50.9} (Al ₂ O _n) _{49.1}					

гранулы из Co₄₅Fe₄₅Zr₁₀ находятся в аморфном состоянии, при этом размеры гранул и расстояний между ними для композитов обоих составов приблизительно одинаковы. Форма металлических гранул для всех исследованных композитов близка к сферической. Следует также отметить, что при повышении температуры подложки, на которой происходит формирование композита, происходит увеличение среднего размера гранул. Отжиг подобных структур также приводит к увеличению размеров гранул.

Дополнительно, при напылении нескольких партий композиты были получены в смешанных атмосферах аргон + кислород и аргон + азот. Добавление кислорода в атмосферу напыления было связано с необходимостью формирования оксида алюминия, близкого к стехиометрическому составу, иными словами, к снижению количества оборванных связей в диэлектрической матрице. Это приводит к повышению удельного сопротивления туннельных образцов композитов и смещению порога перколяции в сторону повышенных концентраций металлического компонента. Таким образом, несмотря на добавление кислорода, состав диэлектрической матрицы исследованных композитов остается неопределенным, так что $n < 3$. Добавление азота в атмосферу напы-

ления направлено на достижение тех же целей, что и кислорода, однако азот химически менее активен, что приводит к заполнению меньшего количества оборванных связей в диэлектрической матрице, при этом образующиеся нитриды обладают меньшим сопротивлением, чем оксиды. Таким образом, образцы туннельных композитов, полученных с добавлением азота, обладают меньшим сопротивлением, чем образцы композитов, полученных с добавлением кислорода. При этом сдвиг порога протекания в сторону повышенных концентраций металлического компонента в композитах, полученных с добавлением азота, происходит в меньшей степени, чем в композитах, полученных с добавлением кислорода [16].

Толщина полученных образцов пленок составляла 5–10 мкм.

Содержание компонентов в композитах определялось электронно-зондовым рентгеновским микроанализом по пяти измерениям на различных участках подложек с последующей полиномиальной экстраполяцией содержания по длине подложки. Из каждой серии для исследований отбирались 2 композита с содержанием металлического компонента до порога протекания. Составы исследованных композитов, атмосферы и давления газов представлены в таблице.

Определение концентраций металлических ком-

понентов, соответствующих порогам протекания в разных сериях напыленных образцов, осуществлялось путем построения концентрационных зависимостей электросопротивления композитов в исходном состоянии и после отжига. При этом термообработка композитов приводит к увеличению электрического сопротивления сплавов, находящихся до порога протекания, и к его уменьшению — за порогом протекания. Увеличение удельного электрического сопротивления композитов, находящихся до порога протекания, связано со структурной релаксацией аморфной диэлектрической матрицы и с увеличением расстояния между гранулами. Уменьшение удельного электрического сопротивления композитов, находящихся за порогом протекания, связано со структурной релаксацией бесконечной сетки гранул аморфной металлической фазы [16]. Для исследования полевых зависимостей термоэдс использовались напыленные на ситалловую подложку образцы шириной около 2 мм и длиной 50–60 мм. Исследование полевых зависимостей термоэдс проводилось при комнатной температуре путем помещения образца между полюсами электромагнита, при этом напряженность магнитного поля была параллельна плоскости образца и перпендикулярна направлению тока. Диапазон изменения напряженности магнитного поля составлял ± 10 кЭ. Вдоль продольной оси образца поддерживался температурный градиент около 10 К, обеспечиваемый подачей напряжения от источника тока на нагревательный элемент из нихромовой проволоки, находящийся вблизи одного из концов образца. Для улучшения электрического контакта серебряных зондов с образцами композитов применялась серебряная токопроводящая паста, которую наносили с помощью маркера на концевые участки пленок тонким равномерным слоем длиной 3–4 мм вдоль оси образца, после чего производилась его сушка в течение 30 мин при комнатной температуре.

Относительная погрешность измерения значений термоэдс составляла не более 3 %.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Нами не обнаружена зависимость термоэдс от магнитного поля для составов с содержанием металлической компоненты выше порога перколяции и характеризующихся металлической или квазиметаллической проводимостью. Зависимости термоэдс от напряженности магнитного поля нанокompозитов

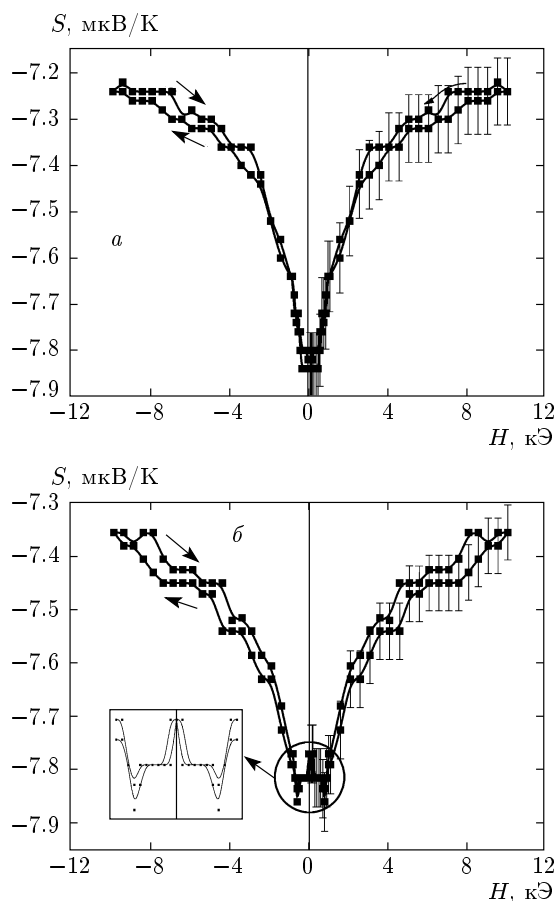


Рис. 1. Зависимости термоэдс от напряженности магнитного поля для композитов $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$, полученных при реактивном распылении в атмосфере аргона ($P_{\text{Ar}} = 7 \cdot 10^{-4}$ Торр) при $x = 46.4$ ат. % (а), 48.8 ат. % (б)

Co-Al-O с содержанием Co меньше порога перколяции, изготовленных в атмосфере аргона, представлены на рис. 1, а в атмосфере аргона и кислорода на рис. 2, 3.

Для композитов Co-Al-O , полученных в атмосфере аргона (рис. 1), $S < 0$ и магнитотермоэдс имеет симметричное поведение при изменении ориентации поля. Вне области слабых полей абсолютные значения термоэдс уменьшаются при увеличении поля, т. е. $\Delta S(H) > 0$ и $\Delta S(H)/S < 0$. При этом $|\Delta S(H)/S|$ при 10 кЭ изменяется от 6.7 % при содержании кобальта 48.8 ат. % (рис. 1б) до 10 % — при 46.4 ат. % Co (рис. 1а). В слабых магнитных полях для исследованных композитов имеет место положительное магнитосопротивление [14] и для этой же области полей наблюдается аномальная составляющая магнитотермоэдс, для которой $\Delta S(H) < 0$.

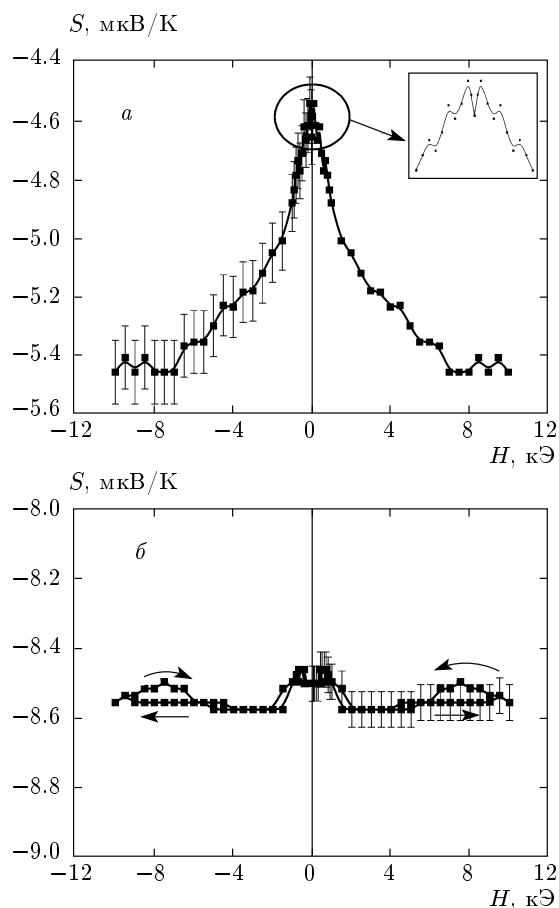


Рис. 2. Зависимости термоэдс от напряженности магнитного поля для композитов $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$, полученных при реактивном распылении в атмосфере аргона + кислорода ($P_{\text{O}_2} = 3.2 \cdot 10^{-5}$ Торр) при $x = 57.2$ ат. % (а), 63.9 ат. % (б)

При получении нанокompозитов в атмосфере аргона и кислорода ситуация кардинально меняется. Во-первых, абсолютное значение термоэдс вблизи порога протекания снижается на несколько процентов [11]. Во-вторых, наложение внешнего магнитного поля приводит не к снижению, а к увеличению абсолютного значения термоэдс (рис. 2 и 3), т.е. $\Delta S(H) < 0$ и $\Delta S(H)/S > 0$. Методика получения композитов в этом случае практически совпадает с методикой приготовления образцов работы [5] и наши результаты согласуются с данными Сато и др. [5] как по величине, так и по характеру полевой зависимости ($\Delta S(H = 1.0 \text{ Тл}) = -1.0 \text{ мкВ/К}$), за исключением области слабых полей (см. вставку на рис. 2а, 3б). В области малых полей, соответствующих положительному магнитосопротивлению, для наших образцов магнитотермоэдс положительна, так как

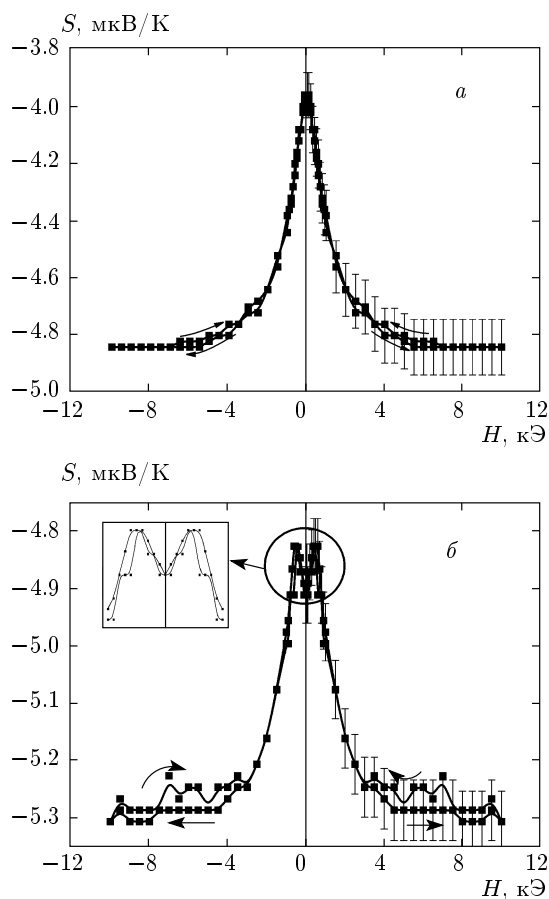


Рис. 3. Зависимости термоэдс от напряженности магнитного поля для композитов $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$, полученных при реактивном распылении в атмосфере аргона + кислорода ($P_{\text{O}_2} = 3.5 \cdot 10^{-5}$ Торр) при $x = 57.9$ ат. % (а), 62.8 ат. % (б)

в нулевом поле состояние размагничивания не достигается [13, 14]. Этот результат подтверждает, что магнитотермоэдс и магнитосопротивление имеют общую природу.

Экспериментальные результаты для композитов $\text{CoFeZr}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$, полученных в атмосфере аргона (рис. 4), качественно согласуются с результатами, полученными на композитах Co–Al–O: с увеличением магнитного поля термоэдс уменьшается по абсолютной величине. Однако в этом случае наблюдается сильная асимметрия по отношению к направлению поля.

При получении композитов $\text{CoFeZr}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$ в атмосфере аргона и кислорода магнитотермоэдс вновь меняет знак на противоположный и становится четной (рис. 5). Таким образом, как показано на рис. 2, 3, 5 положительные значения ΔS в силь-

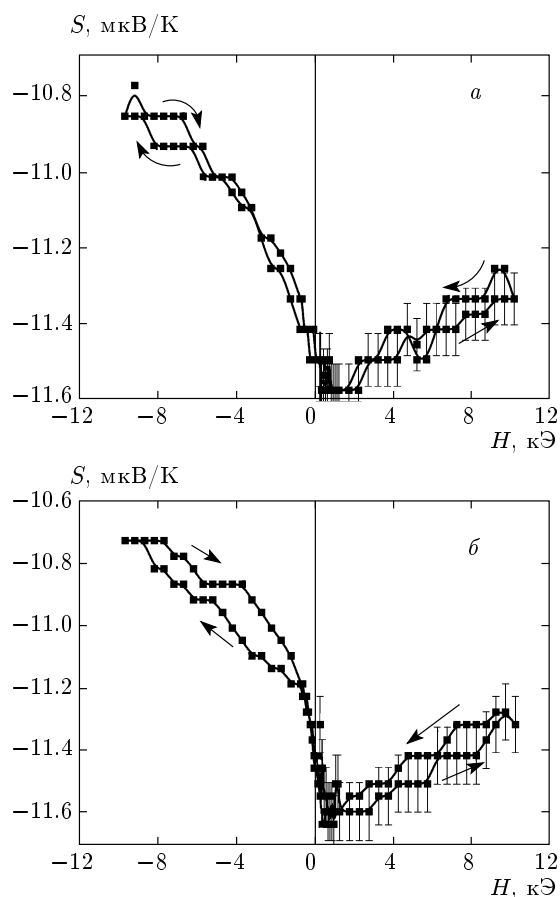


Рис. 4. Зависимости термоэдс от напряженности магнитного поля для композитов $\text{CoFeZr}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$, полученных при реактивном распылении в атмосфере аргона ($P_{\text{Ar}} = 7 \cdot 10^{-4}$ Торр) при $x = 31.7$ ат. % (а), 36.8 ат. % (б)

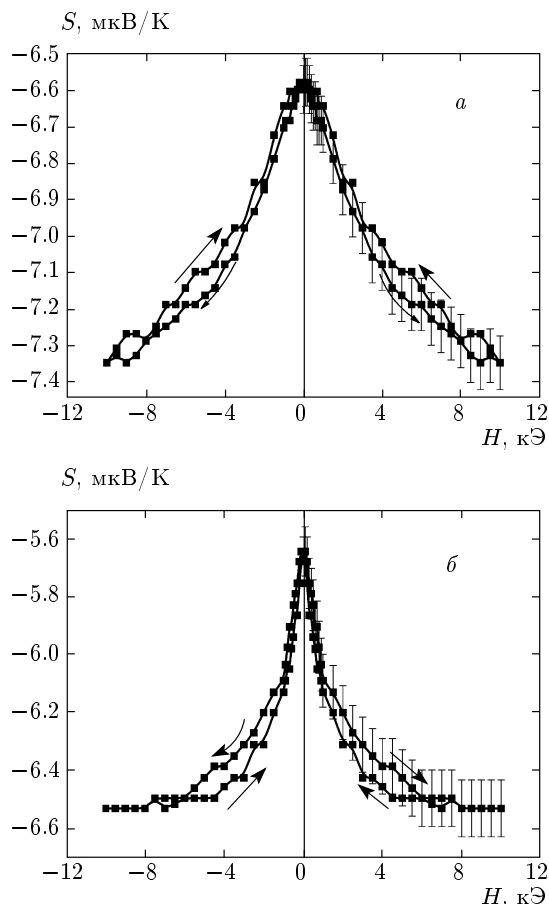


Рис. 5. Зависимости термоэдс от напряженности магнитного поля для композитов $\text{CoFeZr}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$, полученных при реактивном распылении в атмосфере аргона + кислорода ($P_{\text{O}_2} = 3 \cdot 10^{-5}$ Торр) при $x = 47.3$ ат. % (а), 59.3 ат. % (б)

ных полях в образцах, полученных в атмосфере аргона и кислорода, являются типичными для исследованных систем.

Наибольшее отличие в поведении магнитотермоэдс наблюдается для композитов, полученных в атмосфере аргона и азота. На рис. 6 представлены зависимости термоэдс от напряженности магнитного поля для композитов $\text{CoFeZr}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$, полученных в атмосфере аргона и азота при давлении в вакуумной камере $P_N = 8.6 \cdot 10^{-5}$ Торр, а на рис. 7 — при $P_N = 1.6 \cdot 10^{-4}$ Торр. С увеличением парциального давления азота термоэдс по абсолютной величине уменьшается, а магнитотермоэдс имеет ярко выраженную нечетную зависимость. Характерной особенностью представленных на рис. 6 и 7 зависимостей является сильное изменение термоэдс в относительно небольших магнитных полях.

Рассмотрим наблюдаемые особенности поведения магнитотермоэдс в рамках приведенных во введении трех возможных механизмов: спин-зависящее туннелирование без изменения энергии, неупругое спин-зависящее туннелирование с участием магнов, изменение теплопроводности при намагничивании. Как уже отмечалось выше, второй механизм приводит только к положительным значениям $\Delta S(H = 1.0 \text{ Тл}) > 0$. Этот механизм существен при относительной прозрачности границ гранул, т. е. вероятнее всего должен быть реализован у композитов, полученных в атмосфере аргона. Однако, как в композитах $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$, так и в композитах $\text{CoFeZr}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$, полученных в атмосфере аргона, магнитотермоэдс отрицательна. Положительное значение магнитотермоэдс наблюдается лишь в

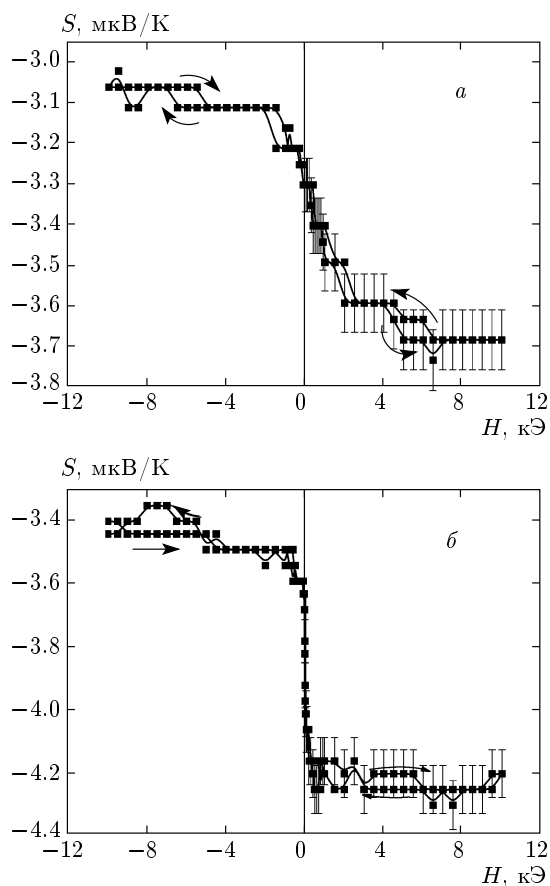


Рис. 6. Зависимости термоэдс от напряженности магнитного поля для композитов $\text{CoFeZr}_x(\text{Al}_2\text{O}_x)_{100-x}$, полученных при реактивном распылении в атмосфере аргона + азота ($P_N = 8.6 \cdot 10^{-5}$ Торр) при $x = 40.3$ ат. % (а), 49.1 ат. % (б)

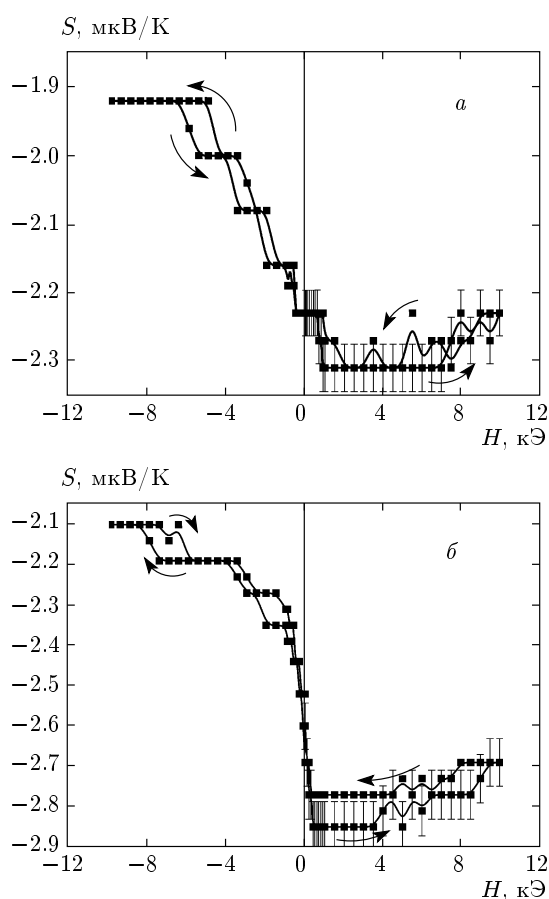


Рис. 7. Зависимости термоэдс от напряженности магнитного поля для композитов $\text{CoFeZr}_x(\text{Al}_2\text{O}_x)_{100-x}$, полученных при реактивном распылении в атмосфере аргона + азота ($P_N = 1.6 \cdot 10^{-4}$ Торр) при $x = 41.4$ ат. % (а), 50.9 ат. % (б)

композитах, полученных в атмосфере аргона и кислорода. Но добавление кислорода приводит к возрастанию электрического сопротивления [11], т. е. границы гранул становятся менее прозрачными. Кроме того, температурная зависимость термоэдс исследованных образцов [11] не соответствует активированным магнами туннельным процессам. Поэтому данный механизм не может объяснить наблюдаемые экспериментальные результаты и в таких композитах. Третий механизм представляется также малоэффективным по следующим соображениям. Во-первых, электронный вклад в теплопроводность, который может зависеть от намагниченности, составляет только часть от полной теплопроводности и он может обеспечить значительную магнитотермоэдс, только если электронный вклад в теп-

лопроводность туннельного контакта сопоставим с вкладом фононов. Во-вторых, этот механизм также не объясняет изменение знака магнитотермоэдс. Наконец, этот механизм должен проявляться только для составов с большой величиной термоэдс материалов гранул, а смена знака магнитотермоэдс происходит для всех изученных составов. В рамках первого механизма, а именно, упругого туннелирования, смена знака магнитотермоэдс легко объясняется, так как ее знак согласно (3) определяется знаком множителя $(2P \frac{\partial P}{\partial E})_{E_F}$, который зависит от производной плотности состояний вблизи уровня Ферми для электронных состояний, соответствующих поверхности гранул. Эта величина сильно зависит от условий напыления и перемешивания атомов на поверхности гранул. В качестве примера можно указать на рас-

четы этой величины для металлических систем [17]. Более того, нельзя исключить и то, что туннелирование происходит через локализованные состояния в матрице и тогда множитель $(2P \frac{\partial P}{\partial E})_{E_F}$, характеризующий эти локализованные состояния, а следовательно, и магнитотермоэдс, будет сильно зависеть от условий напыления.

Однако и эта теория требует дальнейших доработок, поскольку не может объяснить всех закономерностей. Во-первых, выражение (3) не зависит от концентрации металлической фазы, т. е. описывает только полевую зависимость. Во-вторых, в рамках этого подхода температурная зависимость сопротивления подчиняется закону «1/2», тогда как в эксперименте (например, для композитов № 1, 6; таблица) температурная зависимость сопротивления при низких температурах описывается законом «1/4», а выше $T = 200$ К степенным законом, характерным для туннелирования по цепочке локализованных состояний между гранулами [11]. Именно по этим причинам в эксперименте не выполняется соотношение $b = -a$, являющееся необходимым условием теории [8].

Наиболее парадоксальным результатом эксперимента является обнаружение несимметричного поведения магнитотермоэдс в ряде нанокompозитов, т. е. для них магнитотермоэдс не является четной функцией магнитного поля. Нами выполнены измерения магнитотермоэдс при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости пленки и направления тока, которые показали, что несимметричное поведение магнитотермоэдс не является следствием выбранной в данной работе геометрии измерений. Как уже отмечалось во Введении, несимметричное поведение магнитотермоэдс является прямым указанием на наличие анизотропии в пленках. И действительно, данные магнитных измерений указывают на наличие анизотропии. Эти данные являются предметом отдельной публикации. Но остается неясным, почему эта анизотропия проявляется только при измерениях магнитотермоэдс, а не обнаружена при измерениях магнитосопротивления. Ответ на этот вопрос, по-видимому, связан с тем, что магнитотермоэдс является более сложным явлением, за которое ответственно не только распределение путей протекания тока, но и распределение тепловых потоков. Так, например, мертвые концы перколяционного кластера не дают вклада в ток, но могут создавать термоэдс. Эта аномалия магнитотермоэдс в нанокompозитах требует детального исследования.

4. ВЫВОДЫ

Таким образом, на основании выполненных измерений можно сделать следующие выводы.

1. Исследованы полевые зависимости термоэдс композитов с наночастицами Co и $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ в диэлектрической матрице Al_2O_n с составами до порога протекания. В композитах, полученных в атмосфере аргона, обнаружена отрицательная магнитотермоэдс, т. е. уменьшение термоэдс в сильных магнитных полях. При этом в композитах $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$ магнитотермоэдс — четная, а в композитах $\text{CoFeZr}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$ проявляется сильная несимметрия относительно направления поля.

2. В композитах, полученных в атмосфере аргона и кислорода, наблюдается положительная магнитотермоэдс, имеющая четный характер.

3. В композитах $\text{CoFeZr}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$, полученных в атмосфере аргона и азота, также наблюдается магнитотермоэдс, однако несимметрия относительно направления поля еще более возрастает относительно композитов, полученных в атмосфере аргона.

4. На качественном уровне теория магнитотермоэдс при упругом туннелировании позволяет объяснить различие в поведении магнитотермоэдс за счет влияния условий напыления на локальную плотность электронных состояний. Обнаруженное несимметричное поведение магнитотермоэдс в нанокompозитах $\text{CoFeZr}_x(\text{Al}_2\text{O}_n)_{100-x}$, изготовленных в атмосфере аргона или аргона и азота, указывает на наличие анизотропии в этих образцах.

Работа выполнена при частичном финансировании РФФИ (грант № 06-02-81035) и гранта МО и CRDF (проект PG 05-010-1).

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
2. О. В. Стогней, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников и др., *ФММ* **91**, 24 (2001).
3. А. Грановский, И. Быков, Е. Ганьшина и др., *ЖЭТФ* **123**, 1256 (2003).
4. Е. А. Ганьшина, М. В. Вашук, А. Н. Виноградов и др., *ЖЭТФ* **125**, 1172 (2004).
5. H. Sato, Y. Kobayashi, K. Hashimoto et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **7**, 2193 (1998).

6. H. Sato, Y. Kobayashi, K. Hashimoto et al., J. Magn. Soc. Jpn. **23**, 73 (1999).
7. J. Shi, E. Kita, L. Xiang et al., Phys. Rev. B **48**, 16119 (1993).
8. А. Грановский, Х. Сато, Ю. Айоки и др., ФТТ **44**, 2001 (2002).
9. J. Inoue and S. Maekawa, Phys. Rev. B **53**, R11927 (1996).
10. E. McCann and V. Fal'ko, Phys. Rev. B **66**, 134424 (2002).
11. В. А. Белоусов, А. Б. Грановский, Ю. Е. Калинин и др., ФТТ **49**, 1762 (2007).
12. Л. И. Анатъчук, *Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник*, Наукова думка, Киев (1979), с. 1.
13. Ю. Е. Калинин, А. Н. Ремизов, А. В. Ситников, ФТТ **46**, 2076 (2004).
14. О. В. Стогней, А. В. Ситников, Ю. Е. Калинин и др., ФТТ **49**, 158 (2007).
15. M. Ohnuma, Nanostructured Materials **12**, 573 (1999).
16. Ю. Е. Калинин, А. Т. Пономаренко, А. В. Ситников, О. В. Стогней, Перспективные материалы № 4, 5 (2004).
17. H. Itoh, J. Inoue, and S. Maekawa, Phys. Rev. B **47**, 5809 (1993).