Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 10, с. 759 – 765 © 2015 г. 25 ноября

Моделирование методами Монте-Карло мультислойных магнитных структур и расчет коэффициента магнитосопротивления

В. В. Прудников[1], *П. В. Прудников*, *Д. Е. Романовский*

Омский государственный университет им. Достоевского, 644077 Омск, Россия

Поступила в редакцию 24 сентября 2015 г.

После переработки 2 октября 2015 г.

Исследование трехслойных и спин-вентильных магнитных структур с эффектами гигантского магнитосопротивления осуществлено методами Монте-Карло на основе применения анизотропной модели Гейзенберга к описанию магнитных свойств тонких ферромагнитных пленок. Для ферромагнитной и антиферромагнитной конфигураций данных структур получены зависимости магнитных характеристик от температуры и внешнего магнитного поля. Разработана методика определения с помощью метода Монте-Карло коэффициента магнитосопротивления. Проведен расчет его значений для трехслойных и спин-вентильных структур при разных толщинах ферромагнитных пленок. Показано, что рассчитанная температурная зависимость коэффициента магнитосопротивления находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными, полученными для мультислойной структуры Fe(001)/Cr(001) и спинового вентиля CFAS/Ag/CFAS/IrMn на основе сплава Гейслера $Co_2FeAl_{0.5}Si_{0.5}$ (CFAS).

DOI: 10.7868/S0370274X15220075

Физика ультратонких магнитных пленок с толщинами от одного-двух до нескольких десятков атомных слоев является направлением интенсивных научных исследований в течение последних двух десятков лет (см. обзор [1]). Повышенный интерес ученых вызван рядом уникальных свойств пленок, отличающихся от свойств объемных материалов. Это обусловливает важность данных новых объектов как для развития фундаментальных основ физики магнетизма и физики поверхности, так и для практических приложений [2, 3]. Так, ультратонкие пленки магнитных металлов и сплавов являются составными элементами для мультислойных структур, которые характеризуются широкой областью применений в устройствах, основанных на явлениях гигантского магнитосопротивления (ГМС) [4–6] и туннельного магнитосопротивления (ТМС) [7–9].

Мультислойные структуры, в которых реализуется ГМС, состоят из ферромагнитных слоев и немагнитной прослойки между ними. Толщина металлической прослойки подбирается таким образом, чтобы дальнодействующее осциллирующее межслоевое обменное РККИ-взаимодействие носило эффективный антиферромагнитный характер. За счет этого взаимодействия намагниченности соседних ферромагнитных слоев ориентируются антипараллельно. При помещении такой структуры во внешнее магнитное поле намагниченности слоев начинают ориентироваться параллельно, что приводит к значительному изменению электрического сопротивления. Устройства на основе эффекта ГМС нашли широкое применение в качестве считывающих головок жестких дисков, устройств памяти и т.д.

Значительные достижения в технологии позволяют в настоящее время получать высокого качества ультратонкие пленки и мультислойные покрытия на основе магнитных переходных металлов Fe, Co и Ni. Исследование природы магнетизма в данных системах имеет большой фундаментальный интерес из-за возникающей в них размерной зависимости магнитных характеристик, которые демонстрируют переход от объемных значений для пленок с толщиной в несколько десятков монослоев ($d \geq 10$ нм) к двумерным значениям в пленках с толщиной менее 4–6 монослоев ($d \leq (1-2)$ нм) [10, 11]. Магнитные свойства ультратонких пленок и структур на их основе чувствительны к эффектам анизотропии, создаваемой кристаллическим полем подложки или немагнитных прослоек. Поэтому физические свойства тонких ферромагнитных пленок на основе Fe, Co и Ni можно описывать в рамках анизотропной модели Гейзенберга.

В настоящее время статистические численные методы Монте-Карло успешно проявили себя при описании физических свойств магнитных систем различной пространственной размерности с выявлением особенностей, присущих данным системам при фазовых переходах [12]. В работах [13, 14] метода-

[1]e-mail: prudnikv@univer.omsk.su

ми Монте-Карло осуществлено численное исследование размерных эффектов в критических свойствах многослойных гейзенберговских пленок. Для пленок различной толщины учтено влияние анизотропии, создаваемой кристаллическим полем подложки. Проведен расчет критических индексов, чьи значения наглядно продемонстрировали размерный переход от двумерных к трехмерным свойствам пленок с увеличением числа слоев.

В настоящей работе методика и результаты исследований многослойных гейзенберговских пленок в [13, 14] применены для Монте-Карло моделирования и расчета магнитных характеристик трехпленочных и спин-вентильных структур. Полученные значения макроскопических характеристик и данные о микроскопических спиновых конфигурациях пленок впервые были использованы для проведения расчетов температурной зависимости коэффициента магнитосопротивления указанных структур при различных толщинах ферромагнитных пленок.

Для статистического Монте-Карло описания поведения гейзенберговских ферромагнитных пленок введем гамильтониан спиновой системы:

$$H = -J\sum_{\langle i,j\rangle}\{[1-\Delta(N)](S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) + S_i^z S_j^z\} - \mathbf{h}\sum_i \mathbf{S}_i, \tag{1}$$

где $J > 0$ характеризует короткодействующее обменное взаимодействие между спинами $\mathbf{S}_i$, зафиксированными в узлах решетки, $\mathbf{S}_i = (S_i^x, S_i^y, S_i^z)$ вводится как трехмерный единичный вектор, $\mathbf{h}$ – внешнее магнитное поле, Δ – параметр анизотропии. Зависимость константы анизотропии $\Delta(N)$ от толщины пленки N выбиралась в соответствии с результатами работ [13, 14].

В данной работе на первом этапе были рассмотрены мультислойные структуры, состоящие из двух ферромагнитных пленок, разделенных пленкой немагнитного металла (рис. 1). Моделирование проводилось для пленок с размерами $L \times L \times N$ с наложенными периодическими граничными условиями в плоскости пленки. Величина $L \times L$ задавала число спинов в каждом слое, а N – число слоев в тонкой пленке. Значение обменного интеграла, определяющего взаимодействие соседних спинов внутри ферромагнитной пленки, задавалось как $J_1 = 1$, а взаимодействие между пленками – как $J_2 = -0.1$. При этом температура T системы измеряется в единицах обменного интеграла J_1. Вычислялись намагниченности пленок $m_{1,2}$ и их составляющие m_z и m_{xy}, которые задавались соотношениями

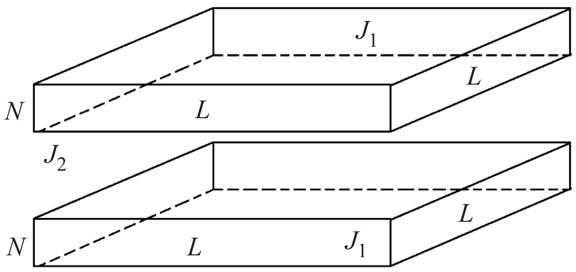

Рис. 1. Модель мультислойной структуры, состоящей из двух ферромагнитных пленок, разделенных пленкой немагнитного металла; L и N – линейные размеры пленок, J_1, J_2 – обменные интегралы

$$m = \left\langle \frac{1}{N_s}\Big[\sum_{\alpha\in\{x,y,z\}}\Big(\sum_i^{N_s} S_i^\alpha\Big)^2\Big]^{1/2}\right\rangle,$$
$$m_z = \left\langle \frac{1}{N_s}\sum_i^{N_s} S_i^z\right\rangle, \tag{2}$$
$$m_{xy} = \left\langle \frac{1}{N_s}\Big[\sum_{\beta\in\{x,y\}}\Big(\sum_i^{N_s} S_i^\beta\Big)^2\Big]^{1/2}\right\rangle,$$

где $N_s = NL^2$ – полное число спинов в пленке, а угловые скобки обозначают статистическое усреднение.

В отсутствие внешнего магнитного поля h в трехпленочной структуре реализуется антиферромагнитная конфигурация. Поэтому для описания магнитного упорядочения в системе рассматривалось поведение шахматной намагниченности $m^{(\mathrm{stg})} = |\mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2|$ и ее проекций $m_z^{(\mathrm{stg})}$ и $m_{xy}^{(\mathrm{stg})}$.

Нами был осуществлен расчет температурной зависимости шахматной намагниченности для трехпленочных структур с разными толщинами N ферромагнитных пленок в интервале $N = 1{-}30$ монослоев. В качестве примера на рис. 2a представлена полученная температурная зависимость шахматной намагниченности и ее проекций для пленок с размерами $N = 3$, $L = 32$ в отсутствие магнитного поля. Проведено также исследование влияния внешнего магнитного поля h_z на магнитные характеристики этой структуры. Из представленных на рис. 2b графиков видно, что под действием внешнего магнитного поля происходят ослабление z-составляющей шахматной намагниченности и усиление ее xy-составляющей в плоскости пленки.

Обычно для уменьшения значения поля насыщения в трехпленочной структуре одну из ферромагнитных пленок спаривают с антиферромагнитным металлом, закрепляющим направление намагниченности в данной пленке. Подобные структуры, полу-

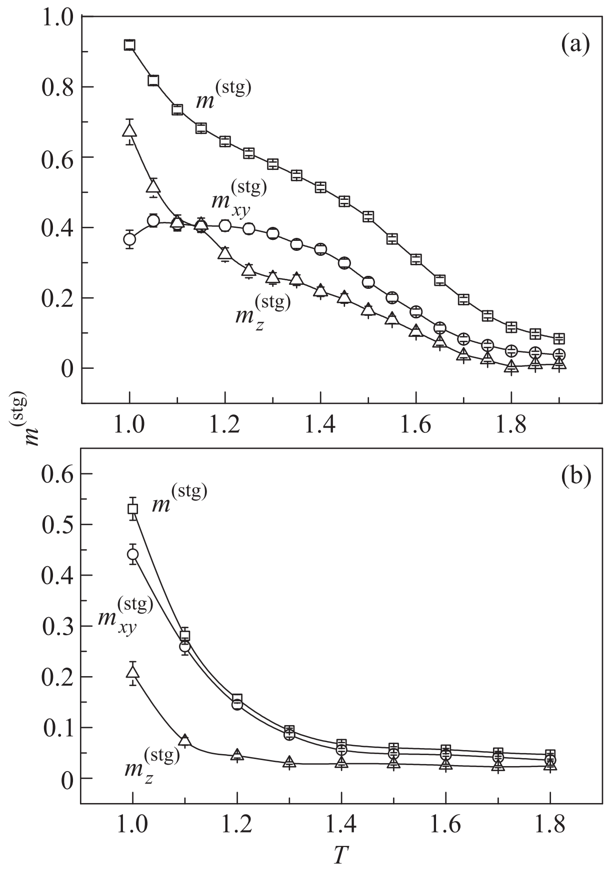

Рис. 2. Температурные зависимости шахматной намагниченности $m^{(\mathrm{stg})}$ и ее проекций $m_z^{(\mathrm{stg})}$ и $m_{xy}^{(\mathrm{stg})}$ для трехпленочной структуры с размерами пленок $N = 3$, $L = 32$ при значениях внешнего магнитного поля $h = 0$ (a), $h_z = 0.4$ (b)

чившие название спиновых вентилей, впервые были введены в 1991 г. [15]. Теперь они находят широкое применение, например, в конструкциях считывающих головок для жестких дисков. В спиновых вентилях обменная связь между магнитными слоями подбирается ферромагнитной и ослабляется по сравнению с трехпленочными структурами за счет применения немагнитной проводящей пленки из благородных металлов (Cu, Ag или Au) толщиной 1.5–5 нм. Магнитные слои изготавливают из мягкого ферромагнетика, например сплава $Ni_{80}Fe_{20}$ (пермаллой), толщиной 1.5–5 нм. Один из этих слоев спаривают со слоем из антиферромагнитного сплава, например FeMn [15], NiO, TbCo, IrMn [16].

Нами был проведен расчет намагниченности в спиновых вентилях. Для этого к структуре на рис. 1 была добавлена еще антиферромагнитная пленка с константой обменного взаимодействия $J_3 = -2.0$, фиксирующая ориентацию намагниченности в спаренной с ней ферромагнитной пленке за счет обменного взаимодействия с константой $J_4 = 0.1$ (рис. 3).

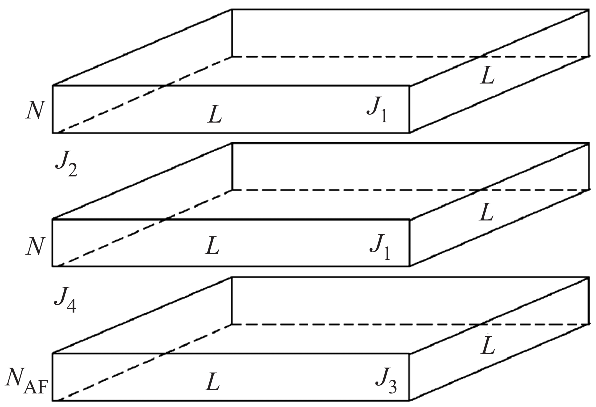

Рис. 3. Модель структуры спинового вентиля, состоящего из двух ферромагнитных пленок, разделенных пленкой немагнитного металла, и слоя антиферромагнетика; L, N и N_{AF} – линейные размеры пленок, J_1, J_2, J_3, J_4 – обменные интегралы

Из сопоставления графиков, представленных на рис. 4a и b, видно, что с увеличением внешнего магнитного поля z-составляющая шахматной намагниченности для спиновых вентилей убывает быстрее, чем для трехпленочных структур. Далее для мультислойных магнитных структур нами был рассчитан коэффициент магнитосопротивления

$$\delta_h = (R_{AP} - R_P)/R_P, \tag{3}$$

где R_{AP} – сопротивление образца при антипараллельной ориентации намагниченностей ближайших ферромагнитных слоев, а R_P – сопротивление образца при их параллельной ориентации. Для трехпленочных структур с антиферромагнитной обменной связью ферромагнитных пленок R_{AP} характеризует сопротивление образца при отсутствии магнитного поля, а R_P – во внешнем магнитном поле h, большем поля насыщения h_s. Для спиновых вентилей характерна обратная ситуация: параллельная ориентация намагниченностей с R_P осуществляется при отсутствии магнитного поля, а антипараллельная ориентация с R_{AP} – в поле $h \ll h_s$.

Мультислойные магнитные структуры можно включать в электрическую цепь двумя способами: при ТВП-геометрии (ток в плоскости) электрический ток распространяется вдоль слоев, а электроды расположены на одной стороне всей структуры; при ТПП-геометрии (ток перпендикулярен плоскости) ток распространяется перпендикулярно слоям сверхрешетки, а электроды располагаются

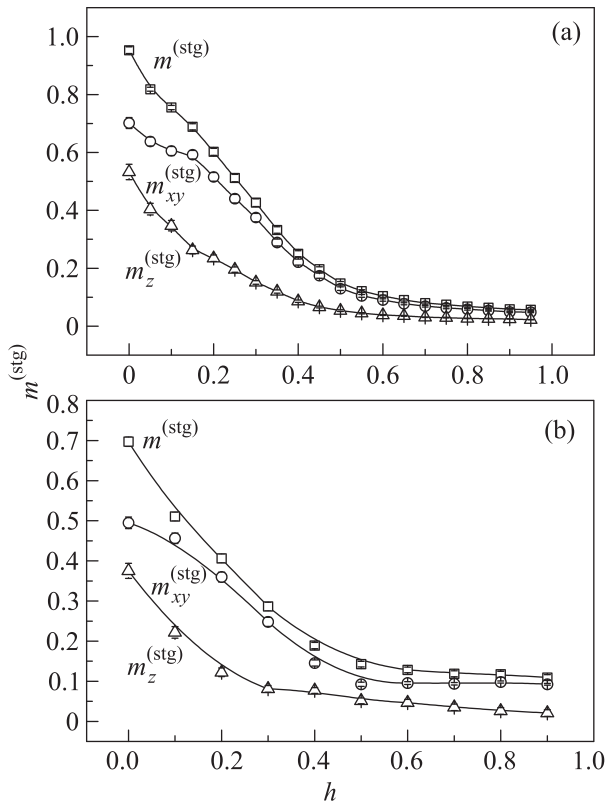

Рис. 4. Зависимости шахматной намагниченности от величины внешнего поля h_z для трехпленочной структуры (a) и спинового вентиля (b) при температуре $T = 1.2$ и линейных размерах $N = 3$, $L = 32$

по разные стороны структуры. Геометрия ТПП характеризуется бóльшими значениями коэффициента магнитосопротивления (более чем в два раза по сравнению с ТВП-геометрией [17, 18]), но и представляет бóльшие сложности для технической реализации. Сейчас наибольший практический интерес представляет ТПП-геометрия, так как сенсоры, созданные на ее основе, демонстрируют бóльшую чувствительность, чем сенсоры на основе ТВП-геометрии [2]. В настоящей работе мы реализуем Монте-Карло расчет коэффициента магнитосопротивления для случая ТПП-геометрии.

Обозначим величины сопротивлений для двух групп электронов со спином вверх и вниз при прохождении ферромагнитной пленки как $R_\uparrow$ и $R_\downarrow$ соответственно. Применим для расчета коэффициента магнитосопротивления δ_h трехпленочной структуры двухтоковую модель Мотта для описания сопротивления различных каналов проводимости [19]. Данная модель предполагает сохранение направлений электронных спиновых моментов при прохождении через структуру и лучше соответствует ТПП-геометрии в описании магнитосопротивления. Модель получила развитие в работах [20–22] в плане описания ГМС-эффектов в мультислойных магнитных структурах с ТПП-геометрией. В рамках двухтоковой модели пренебрежем рассеянием носителей тока на границе между ферромагнитным и немагнитным металлами. Введем также приближение малости сопротивления немагнитного металла по сравнению с сопротивлением ферромагнитного. При отсутствии внешнего магнитного поля намагниченности двух магнитных слоев в трехпленочной структуре ориентируются антипараллельно. В этом случае общее сопротивление системы в рамках резистерного подхода (рис. 5) будет

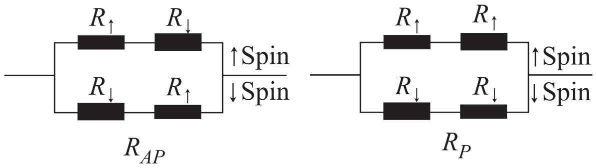

Рис. 5. Резисторная схема, позволяющая определять в рамках двухтоковой модели сопротивление для антипараллельной (R_{AP}) и параллельной (R_P) конфигураций намагниченностей пленок в трехслойной магнитной структуре

равно $R_{AP} = (R_\uparrow + R_\downarrow)/2$. Для поля $h \geq h_s$ намагниченности соседних ферромагнитных слоев ориентируются параллельно и сопротивление системы дается выражением $R_P = 2R_\uparrow R_\downarrow/(R_\uparrow + R_\downarrow)$.

В итоге коэффициент магнитосопротивления структуры характеризуется соотношением

$$\delta_h = \frac{(R_\uparrow - R_\downarrow)^2}{4R_\uparrow R_\downarrow} = \frac{(\mathbf{J}_\uparrow - \mathbf{J}_\downarrow)^2}{4\mathbf{J}_\uparrow \mathbf{J}_\downarrow}, \qquad (4)$$

где $\mathbf{J}_{\uparrow,\downarrow} = en_{\uparrow,\downarrow} \langle \mathbf{V}_{\uparrow,\downarrow} \rangle$ – плотность тока. Здесь $n_{\uparrow,\downarrow}$ – концентрация электронов с проекциями спинов на ось z $+1/2$ и $-1/2$, $n = n_\uparrow + n_\downarrow$ – их полная концентрация, $\langle \mathbf{V}_{\uparrow,\downarrow} \rangle$ – средние скорости электронов с соответствующими проекциями спинов. Концентрацию электронов можно выразить через намагниченность пленки, $n_{\uparrow,\downarrow}/n = (1 \pm m)/2$, определяемую в процессе Монте-Карло моделирования ее магнитных свойств. Среднюю скорость электронов $\langle \mathbf{V}_{\uparrow,\downarrow} \rangle$ можно выразить через подвижность электронов и напряженность внешнего электрического поля $\mathbf{E}$, а затем – через вероятность перескока электрона в единицу времени из ячейки i в соседнюю ячейку по направлению электрического поля [23] с усреднением по всем ячейкам пленки:

$$\langle \mathbf{V}_{\uparrow,\downarrow} \rangle = \mu_{\uparrow,\downarrow} \mathbf{E} = \frac{e}{T} \mathbf{E} \left\langle \exp\left(-\frac{\Delta E_{i,\uparrow,\downarrow}}{T} \right) \right\rangle, \qquad (5)$$

где μ – подвижность электронов, ΔE_i – изменение энергии электронов ячейки i при их переходе в соседнюю ячейку. Величина $E_{i,\uparrow,\downarrow}$ определяется соотношением

$$E_{i,\uparrow,\downarrow} = \mp J_1 \left[\sum_{j \neq i} S_j^z (n_{j,\uparrow} - n_{j,\downarrow}) + S_i^z (n_{i,\uparrow} - n_{i,\downarrow}) \right], \quad (6)$$

где суммирование осуществляется по ближайшим к ячейке i ячейкам j. В выражении (6) реализована фундаментальная идея Н. Мотта, согласно которой электроны различных спиновых подзон осуществляют направленный перенос заряда, только если их проекция спина совпадает по направлению с локальной намагниченностью материала, в данном случае характеризуемой спином S_j^z ячейки j.

На основе представленных выше соотношений нами был осуществлен расчет температурной зависимости коэффициента магнитосопротивления для трехпленочной магнитной структуры при различных толщинах N ферромагнитных пленок. Процедура расчета состояла в следующем. При Монте-Карло моделировании магнитной структуры в состоянии термодинамического равновесия системы при температуре T на каждом шаге Монте-Карло определялись намагниченности ферромагнитных пленок m_1 и m_2, которые позволяли задавать концентрации $n_{\uparrow,\downarrow}$ электронов в ячейках пленок. Затем в соответствии с соотношениями (5), (6) рассчитывались средние скорости электронов $\langle \mathbf{V}_{\uparrow,\downarrow} \rangle$ и плотности тока $\mathbf{J}_{\uparrow,\downarrow}$ с учетом созданной в данный момент моделирования спиновой конфигурации, усредняемые по шагам Монте-Карло в течение интервала времени моделирования равновесного состояния. На последнем этапе процедуры проводилось вычисление коэффициента магнитосопротивления (4).

На рис. 6a представлены рассчитанные температурные зависимости коэффициента магнитосопротивления для трехпленочной структуры при различных значениях толщины N ферромагнитных пленок. Видно, что при низких температурах, начиная с $T = 1$, структура с $N = 1{-}11$ характеризуется последовательным увеличением коэффициента магнитосопротивления от $\delta_h = 4.5\,\%$ для $N = 1$ до $\delta_h = 112\,\%$ для $N = 11$ при быстром спаде $\delta_h(T)$ с ростом температуры. Для пленок с $N = 13{-}20$, хотя коэффициент магнитосопротивления и начинает при $T = 1$ уменьшаться с ростом толщины N, но его температурный спад приобретает более пологий характер. Для структур с $N \leq 11$ и $N \geq 25$ коэффициент магнитосопротивления в этом же интервале температур спадает практически до нуля. Отметим, что наблюдаемые изменения коэффициента магнитосопротивления с увеличением толщины пленок N соответствуют размерным изменениям критической температуры ферромагнитного фазового перехода в гейзенберговских пленках, выявленным в работах [13, 14], и находятся в согласии с результатами экспериментальных исследований размерных явлений в ультратонких пленках Fe, Co и Ni [1]. Согласно работам [13, 14] интервал толщин пленок $N = 13{-}20$, в котором коэффициент магнитосопротивления принимает максимальные значения и медленно спадает с ростом температуры, соответствует гейзенберговским пленкам, демонстрирующим критическое поведение, описываемое трехмерной моделью Изинга.

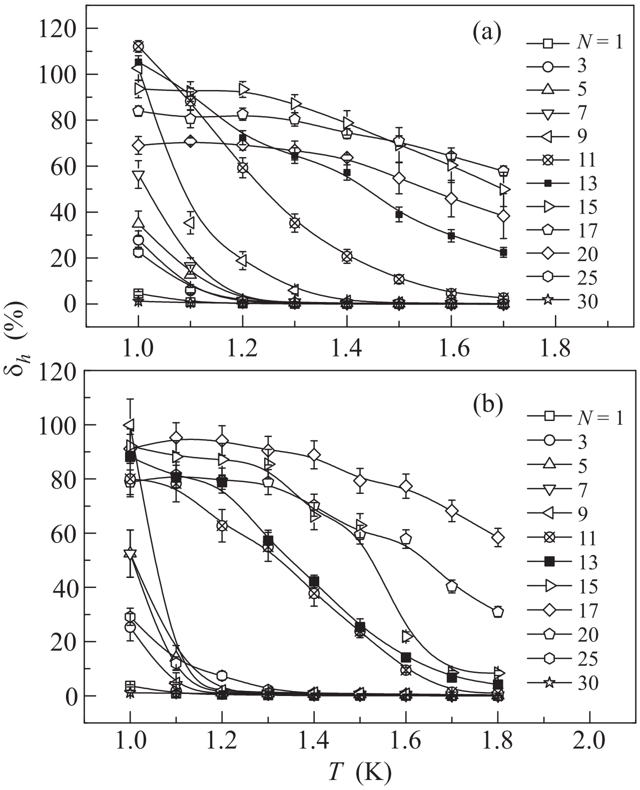

Рис. 6. Температурные зависимости коэффициента магнитосопротивления δ_h для трехпленочной структуры (a) и спинового вентиля (b) при различных толщинах N ферромагнитных пленок

На рис. 6b представлены вычисленные температурные зависимости δ_h для спин-вентильной структуры при тех же значениях толщины N ферромагнитных пленок. Сопоставление приведенных на рисунках данных показывает, что значения δ_h для спин-вентильной структуры при одних и тех же N несколько меньше, но в основном сравнимы со значениями δ_h для трехпленочной системы и имеют схожие тенденции изменения температурной зависимости.

На рис. 7 представлена вычисленная нами температурная зависимость $\delta_h(T)$ для структуры

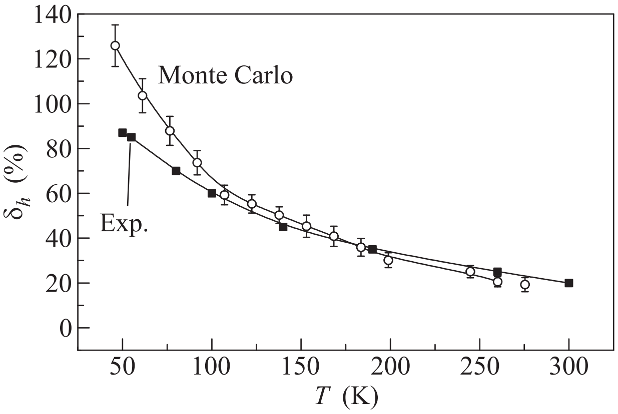

Рис. 7. Температурная зависимость коэффициента магнитосопротивления для структуры Fe/Cr с ТПП-геометрией при толщине пленок железа 3 нм, полученная экспериментально [18] и вычисленная методом Монте-Карло

из пленок железа толщиной $N = 10$ монослоев при задании шкалы температур через величину интеграла обменного взаимодействия $J_1 \simeq 2 \cdot 10^{-14}$ эрг, соответствующего железу. На том же рисунке приведены результаты экспериментального измерения (с ТПП-геометрией) температурной зависимости коэффициента магнитосопротивления для мультислойной структуры Fe(001)/Cr(001) при толщине пленок железа 3 нм, соответствующей $N = 10$ [18]. Видно, что рассчитанная температурная зависимость $\delta_h(T)$ находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

В последнее время в качестве высокоперспективных материалов для применения в устройствах спинтроники были выделены кобальт-содержащие сплавы Гейслера $Co_2FeAl_xSi_{1-x}$, характеризуемые высочайшими значениями температуры Кюри ($T_c = 1170$ К для Co_2FeAl и $T_c = 1100$ К для Co_2FeSi) и высокой степенью спиновой поляризации носителей заряда (близкой к 100 % при $x \simeq 0.5$), т.к. были выявлены их полуметаллические свойства в магнитоупорядоченном состоянии [24, 25]. В подтверждение вышесказанного в работе [26] было показано, что магнитная туннельная структура на основе сплава $Co_2FeAl_{0.5}Si_{0.5}$ (CFAS) демонстрирует величину коэффициента туннельного магнитосопротивления в 832 % при $T = 2$ К и 386 % при комнатной температуре.

Разработанная в данной работе методика была применена для расчета δ_h спинового вентиля с ферромагнитными слоями из сплава CFAS. На рис. 8 представлена вычисленная зависимость $\delta_h(T)$ для

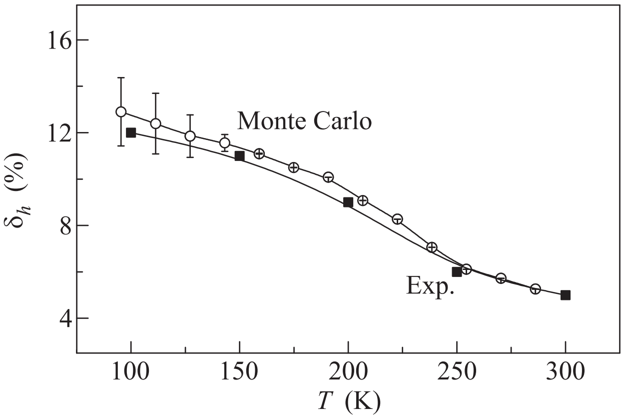

Рис. 8. Температурная зависимость коэффициента магнитосопротивления для спинового вентиля CFAS/Ag/CFAS/IrMn с ТПП-геометрией, полученная экспериментально [16] и вычисленная методом Монте-Карло

структуры со слоями толщиной $N = 23$ при задании шкалы температур через величину интеграла обменного взаимодействия $J_1 \simeq 2.2 \cdot 10^{-14}$ эрг, соответствующего температуре Кюри данного сплава ($T_c \simeq 1140$ К). На том же рисунке приведены результаты экспериментального измерения $\delta_h(T)$ [16] для структуры CFAS(20 нм)/Ag(5 нм)/CFAS(5 нм)/IrMn(10 нм) с антиферромагнитным слоем из $Ir_{22}Mn_{78}$. При данной несимметричной конфигурации спинового вентиля со свободным слоем CFAS толщиной в 20 нм и слоем CFAS толщиной в 5 нм с закрепленной ориентацией намагниченности мы реализовали расчет для симметричного спинового клапана с толщиной ферромагнитных слоев, равной среднему значению в 12.5 нм, соответствующей $N \simeq 23$ для сплава CFAS. Графики демонстрируют, что рассчитанная для данной спин-вентильной структуры температурная зависимость $\delta_h(T)$ находится в хорошем согласии с результатами эксперимента [16].

Таким образом, нами разработана принципиально новая методика определения коэффициента магнитосопротивления с применением метода Монте-Карло. Она позволяет осуществить статистический расчет температурной зависимости коэффициента магнитосопротивления для трехслойных и спин-вентильных магнитных структур при разных толщинах ферромагнитных пленок. Данная методика впервые позволила добиться хорошего соответствия расчетных и экспериментальных зависимостей коэффициента магнитосопротивления от температуры при ТПП-геометрии на примере мультислойных магнитных структур Fe(001)/Cr(001) и спин-вентильных структур CFAS/Ag/CFAS/IrMn. Методика позволяет прогнозировать максимальные значения коэффициента магнитосопротивления при комнатных температурах для разных структур при оптимальных толщинах ферромагнитных слоев.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект # 14-12-00562).

1. C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, and G. Lauhoff, Rep. Prog. Phys. **71**, 056501 (2008).
2. *Ultrathin Magnetic Structures*, ed. by J. A. C. Bland and B. Heinrich, Springer (1994), v. I, II; (2005), v. III, IV.
3. V. V. Ustinov, M. A. Milyaev, L. I. Naumova, SPIN **04**, 1440001 (2014).
4. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
5. G. Binash, P. Grunberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
6. A. Barthelemy and A. Fert, Phys. Rev. B **43**, 13124 (1991).
7. M. Julliere, Phys. Lett. A **54**, 225 (1975).
8. T. Miyazaki and N. Tezuka, JMMM **139**, L231 (1995).
9. R. C. Sousa, J. J. Sun, V. Soares, P. P. Freitas, A. Kling, M. F. Silva, and J. C. Soares, Appl. Phys. Lett. **73**, 3288 (1998).
10. Y. Li and K. Baberschke, Phys. Rev. Lett. **68**, 1208 (1992).
11. F. Huang, M. T. Kief, G. J. Mankey, and R. F. Willis, Phys. Rev. B **49**, 3962 (1994).
12. В. В. Прудников, А. Н. Вакилов, П. В. Прудников, *Фазовые переходы и методы их компьютерного моделирования*: Физматлит, М. (2009), 224 с.
13. П. В. Прудников, В. В. Прудников, М. А. Медведева, Письма в ЖЭТФ **100**, 501 (2014).
14. P. V. Prudnikov, V. V. Prudnikov, M. A. Menshikova, and N. I. Piskunova, JMMM **387**, 77 (2015).
15. B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri, Phys. Rev. B **43**, 1297 (1991).
16. T. Furubayashi, K. Kodama, H. Sukegawa, Y. Takahashi, K. Inomata, and K. Hono, Appl. Phys. Lett. **93**, 122507 (2008).
17. M. A. M. Gijs and G. E. W. Bauer, Adv. Phys. **46**, 285 (1997).
18. J. Bass and W. P. Pratt, JMMM **200**, 274(1999).
19. J. Mathon, Contemporary Phys. **32**, 143 (1991).
20. S. Zhang and P. M. Levy, J. Appl. Phys. **69**, 4786 (1991).
21. G. E. W. Bauer, Phys. Rev. Lett. **69**, 1676 (1992).
22. T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).
23. В. В. Прудников, П. В. Прудников, М. В. Мамонова, *Квантово-статистическая теория твердых тел*, Изд-во Омск. ун-та, Омск (2014), 492 с.
24. H. C. Kandpal, G. H. Fecher, and C. Felser, J. Phys. D**40**, 1507 (2007).
25. R. Farshchi and M. Ramsteiner, J. Appl. Phys. **113**, 191101 (2013).
26. N. Tezuka, N. Ikeda, F. Mitsuhashi, and S. Sugimoto, Appl. Phys. Lett. Springer **94**, 162504 (2009).