

## Влияние рассеяния электронов на межзеренных границах магнитных слоев на магниторезистивное отношение поликристаллического сэндвича при поперечном переносе заряда

© Н.Н. Свиркова

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН  
140700 Шатура, Московская область, Россия  
e-mail: center@laser.nictl.msk.su

(Поступило в Редакцию 17 марта 2003 г. В окончательной редакции 4 августа 2003 г.)

Для поликристаллического магнитного сэндвича получено аналитическое выражение, позволяющее исследовать вклад рассеяния электронов на шероховатостях межзеренных границ ферромагнитных слоев в проводимость слоев при поперечном переносе заряда в зависимости от размера их зерен. Проведено исследование роли данного механизма рассеяния в эффекте гигантского магнитосопротивления сэндвича в зависимости от дисперсности ферромагнитных слоев и глубины зернограницной диффузии в их объем атомов немагнитной прослойки.

### Введение

Открытие в 1918 г. в сверхрешетке Fe/Cr эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) [1] вызвало заметный интерес к многослойным системам ферромагнетик — немагнитный металл. С одной стороны, этот эффект способствовал новому пониманию природы магнетизма, особенно магнетизма поверхности и квазидвумерных систем. А с другой стороны, благодаря таким исследованиям стали возможны его промышленные приложения, связанные с новыми технологиями магнитных запоминающих устройств, сенсоров и т. д.

С точки зрения практического использования важно обеспечить как можно больше магниторезистивное отношение  $(\rho - \rho_s)/\rho$  сверхрешеток ( $\rho$  — максимальное удельное сопротивление сверхрешетки,  $\rho_s$  — удельное сопротивление сверхрешетки при насыщении). Наиболее высокие значения магниторезистивного отношения наблюдаются в эпитаксиальных структурах, выращенных вдоль определенных кристаллографических направлений. Однако сложность технологии их получения стимулирует активность в области исследования эффекта ГМС в неориентированных высокодисперсных поликристаллических сверхрешетках, которые намного проще в изготовлении.

Между тем проявление магниторезистивного эффекта в таких структурах имеет некоторые особенности, обусловленные уникальными свойствами тонких поликристаллических пленок. В частности, значительное влияние на проводимость и, следовательно, магниторезистивное отношение поликристаллических сверхрешеток оказывают характер переноса заряда в слоях. В пленках со столбчатыми зернами, ориентированными по нормали к их поверхности, следует рассматривать перенос заряда вдоль (параллельный перенос) и поперек слоя (поперечный перенос). Проводимость, связанная с параллельным переносом, естественно, сильно зависит от свойств межзеренных границ. Учет влияния эффек-

та зернограницного рассеяния на продольную проводимость слоев особенно важен, когда размер зерен становится сравним со средней длиной свободного пробега носителей заряда в массивном металле. Количественно уменьшение проводимости в продольном направлении с уменьшением размера зерен хорошо описывается в рамках теории Маядаса—Шацкеса для внутреннего размерного эффекта [2].

На проводимость в поперечном направлении влияние границ зерен мало. Однако вблизи ядра областей сопряжения зерен даже при самых низких температурах существует стационарная область с высокой концентрацией свободных вакансий [3]. Поэтому в поликристаллических сверхрешетках приграничные области зерен ферромагнитных слоев оказываются обогащенными продиффундировавшими атомами немагнитного металла [4]. В ферромагнитном переходном металле зависимость рассеяния электронов на атомах примесей от направления спина может быть очень сильной. Например, вероятности рассеяния в монокристалле железа на примесных атомах хрома для электронов с противоположным направлением спина различаются в шесть раз [1]. Следовательно, в прилегающих к немагнитной прослойке областях ферромагнитных слоев электроны с определенным направлением спина будут гораздо интенсивнее рассеиваться границами зерен, чем в остальном объеме слоев. Такое спин-зависимое рассеяние электронов может оказать заметное влияние как на проводимость этих слоев, так и на магниторезистивное отношение поликристаллической многослойной структуры даже при движении носителей заряда перпендикулярно плоскости слоев (так называемая Current Perpendicular to the Plane, или CPP, геометрия).

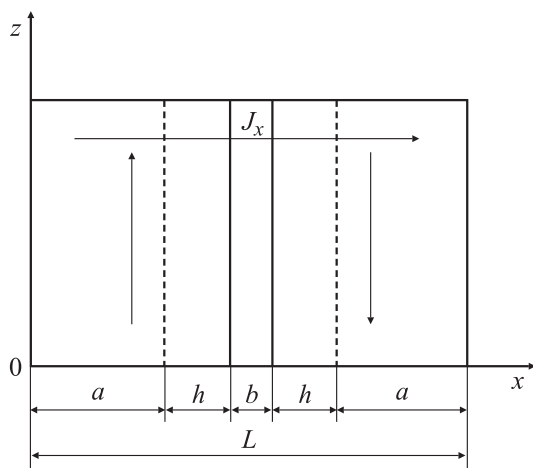
Логично предположить, что величина эффекта, обусловленного таким механизмом рассеяния, будет зависеть от размера зерен подобно тому, как величина эффекта ГМС сверхрешетки зависит от толщины

ферромагнитных слоев. Причем в случае локализации диффузионного процесса в границах зерен (возможном только при очень низких температурах и чрезвычайно коротких диффузионных отжигах [4]), когда зернограничная диффузия не приводит к существенным изменениям магнитных параметров [5], влияние дисперсности ферромагнитных слоев и глубины зернограничной диффузии на величину эффекта ГМС некристаллической сверхрешетки будет определяющим.

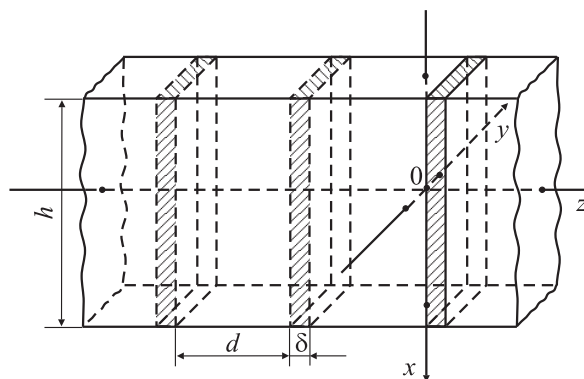
Основной задачей данной работы является оценка величины вклада спин-зависимого рассеяния электронов проводимости на продиффундировавших в объем ферромагнитных слоев атомах немагнитной прослойки в магнитосопротивление для СРР геометрии поликристаллического сэндвича в зависимости от среднего размера зерен (параметра морфологии) слоев и глубины зернограничной диффузии при локализации последней в границах зерен.

### Влияние спин-зависимого рассеяния электронов ферромагнитного слоя на шероховатостях межзеренных границ на СРР проводимость слоя в зависимости от его параметра морфологии

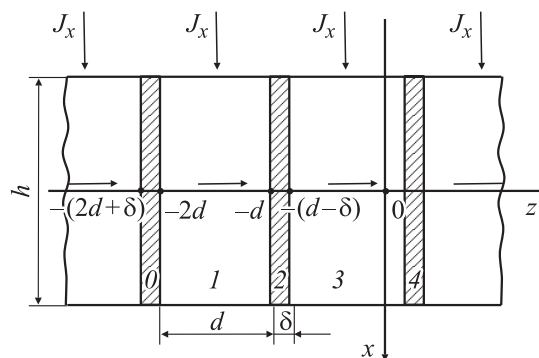
Схема магнитного сэндвича приведена на рис. 1. Сделаем несколько упрощающих допущений: 1) зерна ферромагнитного слоя имеют вид прямоугольных „столбов“, ориентированных по нормали к его поверхности, с поперечным сечением в форме квадрата с длиной стороны  $d$  (средний размер зерен); 2) векторы намагниченности



**Рис. 1.** Схема магнитного сэндвича:  $L$  — длина образца в направлении оси  $x$ ,  $a+h$  — толщина магнитного слоя,  $h$  — глубина зернограничной диффузии атомов немагнитного металла в объем слоя ферромагнетика,  $b$  — толщина немагнитной прослойки. Вертикальными стрелками показано направление векторов намагниченности ферромагнитных слоев для антиферромагнитной конфигурации, а горизонтальной — направление тока для СРР геометрии.



**Рис. 2.** Направление осей координат в выделенной последовательности столбчатых зерен ферромагнитного слоя. Межзеренные границы заштрихованы.



**Рис. 3.** Ферромагнитная конфигурация одномерной „магнитной сверхрешетки“. „Немагнитные прослойки“ выделены штриховкой. Горизонтальные стрелки указывают направление векторов намагниченности „ферромагнитных слоев“, а вертикальные — направление в каждом из этих слоев продольного тока  $J_x$ .

сти „столбов“ ориентированы параллельно друг другу; 3) на всей глубине диффузии  $h$  переходная область между двумя зернами ферромагнетика представляет собой сплошной слой немагнитного металла толщиной, равной диффузионной толщине границ зерен  $\delta$ , так что в границе зерен электроны имеют ту же энергию и, следовательно, скорость, что и в немагнитной прослойке сэндвича.

Рассмотрим любой ряд „столбов“ ферромагнитного слоя. Выберем из него какой-либо „столб“ и направим оси координат, как показано на рис. 2. Тогда сечение слоя плоскостью ( $XOZ$ ) в пределах глубины зернограничной диффузии  $h$  можно рассматривать как периодическую вдоль оси  $z$  структуру — подобие одномерной магнитной сверхрешетки с периодом ферромагнитной конфигурации два слоя (рис. 3). Толщина „ферромагнитного слоя“ такой „сверхрешетки“ равна размеру зерен  $d$ , а толщина „немагнитной прослойки“ — диффузионной толщине границ зерен  $\delta$ .

Конечно, сделанные выше допущения значительно упрощают реальную картину. Однако они позволяют по крайней мере на качественном уровне исследовать влияние спин-зависимого рассеяния электронов на шероховатостях межзеренных границ (т. е. продиффундировавших атомах немагнитного металла) ферромагнитных слоев поликристаллических сверхрешеток на СРР проводимость этих слоев в зависимости от их морфологии, используя теоретические модели, разработанные для изучения влияния различных факторов, в том числе и толщины слоев, на величину магнитосопротивления кристаллических многослойных структур.

В работе влияние спин-зависимого рассеяния носителей заряда на шероховатостях границ зерен ферромагнитного слоя на величину его СРР проводимости в зависимости от параметра морфологии  $d$  слоя исследовалось с помощью модели [6,7], являющейся обобщением теории Фукса–Зондгеймера для описания размерного эффекта одного металлического слоя [8], и методики получения выражений для комплексной проводимости в рамках указанной модели, предложенной в [9]. Выбор этой модели обусловлен тем, что, во-первых, она разработана для исследования магнитосопротивления кристаллических сверхрешеток току, параллельному плоскости слоев, а во-вторых, в ней введены спин-зависимые коэффициенты для зеркального отражения, пропускания и диффузного рассеяния электронов проводимости на шероховатостях внутренних поверхностей раздела.

Пусть однородное электрическое поле напряженностью  $E$  приложено вдоль оси  $x$ . Тогда в каждом  $j$ -м „слое“ „сверхрешетки“, приведенной на рис. 3, будет существовать продольный ток  $J_{xj}(z)$ . Этот ток является суммой двух токов, обусловленных электронами со спином, совпадающим и противоположным по направлению вектору намагнитченности ферромагнитного слоя сэндвича. Выражение для каждого из этих токов имеет вид [9]

$$J_{xj}(z) = \frac{e}{4\pi} \int_0^{\infty} \rho_j v_j dW \int_0^{\pi} \psi_j \sin^2 \theta_j d\theta_j, \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $\rho_j$  — плотность состояний;  $v_j$  — абсолютное значение средней скорости электронов;  $W$  — потенциальная энергия электронов;  $\theta_j$  — угол падения электронов на поверхность раздела;  $\psi_j$  — поправка к равновесной функции распределения Ферми–Дирака  $f_0$ , обусловленная рассеянием электронов на шероховатостях границ зерен.

Выражение для средней проводимости „ферромагнитного слоя“  $j$  (пусть для определенности  $j = 1$ ) для электронов с заданным направлением спина получим с помощью методики, описанной в [9]. При этом будем использовать граничное условие  $\psi_1^-( -d) = P_{12}\psi_1^+( -d) + Q_{21}\psi_2^-( -d)$  (рис. 3). С учетом равенств, являющихся следствием симметрии и периодичности граничных значений  $\psi_j$ :  $\psi_1^+( -d) = \psi_1^-( -2d)$  и  $\psi_2^-( -d) = \psi_0^-( -2d - \delta) \approx \psi_1^-( -2d)$ , перепишем это

граничное условие в виде

$$\psi_1^-( -d) \approx P_{12}\psi_1^-( -2d) + Q_{21}\psi_1^-( -2d), \quad (2)$$

где  $\psi_j^+(z)$  и  $\psi_j^-(z)$  — неравновесные функции распределения в зависимости от знака проекции скорости  $v_j$  на ось  $z$ ;  $P_{12}$  — коэффициент прозрачности, представляющий собой вероятность зеркального отражения электрона от интерфейса между „слоями“ 1 и 2;  $Q_{21} = Q_{12}$  — коэффициент пропускания, определяющий вероятность перехода электрона „слоя“ 1 через интерфейс в „слоя“ 2;  $d$  — средний размер столбчатого зерна.

Не останавливаясь на деталях вычислений, приведем искомое выражение

$$\sigma_{x1} = \sigma_1(1 - \gamma_1), \quad (3)$$

где

$$\sigma_1 = \frac{e^2 m_1^2 \tau_1 v_{f1}^3}{6\pi^2 \hbar^3}, \quad (4)$$

$$\gamma_1 = \frac{3l_1}{2d} \int_0^{\pi/2} \frac{(1 - P_{12} - Q_{12})(1 - \exp(-d/l_1 \cos \theta_1))}{(1 - (P_{12} + Q_{12}) \exp(-d/l_1 \cos \theta_1))} \times \sin^3 \theta_1 \cos \theta_1 d\theta_1. \quad (5)$$

Здесь  $\sigma_1$  — объемная проводимость „слоя“ 1,  $\tau_1$  — время релаксации,  $v_{f1}$  — скорость Ферми электронов,  $m_1$  — эффективная масса электрона,  $l_1 = \tau_1 v_{f1}$  — длина свободного пробега электронов. Второе слагаемое в формуле (3) представляет собой степень отклонения проводимости „слоя“ 1 от величины его объемной проводимости вследствие наличия внутренних границ раздела. В соответствии с [9] для количественного определения коэффициентов прозрачности  $P_{12}$  и пропускания  $Q_{12}$  используем формулы, которые явно представляют эти коэффициенты через параметры электронов и учитывают шероховатость поверхностей раздела,

$$P_{12} = R_{12} \exp \left[ - \left( \frac{2\eta}{\hbar} m_1 v_{f1} \cos \theta_1 \right)^2 \right],$$

$$Q_{12} = (1 - R_{12})$$

$$\times \exp \left[ - \frac{\eta^2}{\hbar^2} (m_1 v_{f1} \cos \theta_1 - m_2 v_{f2} \cos \theta_2)^2 \right],$$

$$R_{12} = \left( \frac{v_{f1} \cos \theta_1 - v_{f2} \cos \theta_2}{v_{f1} \cos \theta_1 + v_{f2} \cos \theta_2} \right)^2, \quad (6)$$

где  $R_{12}$  — коэффициент отражения,  $v_{f2}$  и  $m_2$  — соответственно скорость Ферми и эффективная масса электронов в матрице немагнитной прослойки;  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы падения электронов „слоя“ 1 и „слоя“ 2 на поверхность раздела между этими „слоями“;  $\eta$  — параметр, характеризующий шероховатость поверхностей раздела.

Угол  $\theta_2$  связан с углом  $\theta_1$ , по которому происходит интегрирование в (5), соотношением

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{m_2 v_2}{m_1 v_1}. \quad (7)$$

Когда угол падения  $\theta_j$  превосходит некоторое критическое значение

$$Q_{j \max} = \arcsin \sqrt{m_k v_k / m_j v_j}, \quad \text{если } m_j v_j > m_k v_k, \quad (8)$$

возможно полное внутреннее отражение электронов. Тогда коэффициент отражения  $R_{jk} = 1$ , а коэффициент пропускания  $q_{jk} = 0$  [9].

Следует заметить, что в отличие от обычной магнитной сверхрешетки электроны каждого „столба“ в выделенном ряду прямоугольных столбчатых зерен кроме рассеяния на боковых гранях, перпендикулярных оси  $z$ , будут испытывать также рассеяние на боковых гранях, перпендикулярных оси  $y$  (рис. 2). Это дополнительное рассеяние в выражении для средней проводимости учтем следующим образом:

$$\sigma_{x \text{ grain}} = \sigma_{x1}(1 - \gamma_1) = \sigma_1(1 - \gamma_1)^2. \quad (9)$$

Ввиду малости толщины межзеренных границ в тонких металлических пленках ( $\delta \approx 0.5 - 1.0 \text{ nm}$  [4]) будем считать, что проводимость прилегающей к немагнитной прослойке сэндвича области ферромагнитного слоя толщиной  $h$  с приемлемой точностью можно определять по формуле (9). Действительно, как показали расчеты, выполненные в соответствии с [9] для сэндвича Fe/Cu/Fe (значения параметров электронов и геометрических параметров сэндвича приведены ниже), учет наличия „немагнитных прослоек“ между зернами изменяет результат менее чем на 4%. Однако объем вычислений при этом значительно возрастает, так как необходимо использовать четыре граничных условия.

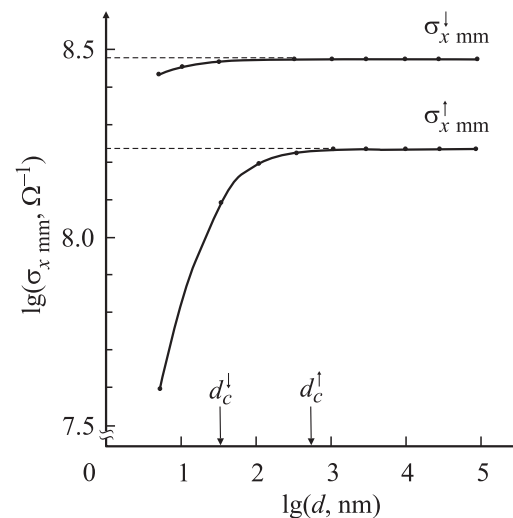
Теперь определим проводимость всего ферромагнитного слоя сэндвича. Вернемся к рис. 1. В пределах области ферромагнитного слоя толщиной  $a$  электроны движутся параллельно границам зерен, не имеющих шероховатостей в виде атомов немагнитного металла. Поэтому пренебрежем влиянием на проводимость этой области диффузного рассеяния на дефектах межзеренных границ, будем приближенно считать ее равной объемной проводимости материала слоя и определять по формуле (4). Тогда проводимость всего ферромагнитного слоя сэндвича для электронов с заданным направлением спина [10]

$$\sigma_{x \max} = \frac{a + h}{a + h/(1 - \gamma_1)^2} \sigma_1. \quad (10)$$

Выражения (4)–(7) и (10) позволяют исследовать величину вклада спин-зависимого рассеяния электронов на шероховатость межзеренных границ ферромагнитного слоя в СРР проводимость этого слоя в зависимости от его дисперсности. Рассмотрим в качестве примера сэндвич Fe/Cu/Fe, для которого определены скорости Ферми для электронов с разным направлением спина в магнитном ( $v_{f1}^\uparrow, v_{f1}^\downarrow$ ) и немагнитном ( $v_{f2}$ ) слоях:  $v_{f1}^\uparrow = 7.10 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ ,  $v_{f1}^\downarrow = 8.51 \cdot 10^5 \text{ m/s}$  и  $v_{f2} = 8.67 \cdot 10^5 \text{ m/s}$  [9]. При этом эффективные массы

электронов приняты одинаковыми и равными четырем массам покоя электрона  $m_1 = m_2 = 4m_0$ . Параметры со стрелками вверх относятся к электронам со спином, совпадающим по направлению с вектором намагниченности слоя ферромагнетика, а со стрелками вниз — к электронам со спином, противоположным ему по направлению. Времена релаксации примем одинаковыми и равными  $\tau_1 = \tau_2 = 10^{-13} \text{ s}$ . Значение параметра шероховатости  $\eta$  выберем равным  $0.1 \text{ nm}$  (порядка размера одного атома). Толщина слоя железа  $a + h$  пусть составляет  $10 \text{ nm}$ , т.е. превышает длины свободного пробега электронов проводимости в металле, а глубина зернограничной диффузии атомов меди в объем магнитного слоя  $h = 3 \text{ nm}$ . Толщину медной прослойки  $b$  примем равной  $2.2 \text{ nm}$  (второй антиферромагнитный максимум).

На рис. 4 представлены результаты расчета зависимости СРР проводимости магнитного слоя поликристаллического сэндвича Fe/Cu/Fe  $\sigma_{x \text{ mm}}$  от размера зерен  $d$  для электронов с разным направлением спина, выполненные в соответствии с формулами (4)–(7) и (10). Диапазон изменения параметра  $d$  — от  $5 \text{ nm}$  до  $100 \mu\text{m}$ . Как следует из графиков, вероятность рассеяния для электронов со спином, совпадающим по направлению с вектором намагниченности слоя, много больше, чем для электронов с противоположным направлением спина. Причем диффузное рассеяние электронов на шероховатостях межзеренных границ раздела оказывает влияние на величину проводимости слоя, пока размер зерен меньше некоторого „критического“ значения, зависящего от направления спина. Для электронов со спином вверх значение  $d_c^\uparrow \approx 0.5 \mu\text{m}$ , а для электронов со спином вниз  $d_c^\downarrow \approx 0.03 \mu\text{m}$ . С ростом размера зерен проводи-



**Рис. 4.** Зависимость СРР проводимости ферромагнитного слоя поликристаллического сэндвича от размера зерен для электронов с разным направлением спина:  $\sigma_{x \text{ mm}}^\uparrow$  — проводимость для электронов со спином, совпадающим по направлению с вектором намагниченности слоя;  $\sigma_{x \text{ mm}}^\downarrow$  — проводимость для электронов со спином, противоположным по направлению к вектору намагниченности слоя.

мость увеличивается, достигая максимального значения, равного величине объемной проводимости магнитного материала. Значения  $d_c$  для электронов со спином вверх и вниз указаны на рис. 4 стрелками.

### Изменение роли спин-зависимого рассеяния электронов проводимости на шероховатостях межзеренных границ в эффекте ГМС поликристаллического сэндвича в зависимости от морфологии ферромагнитных слоев и глубины зернограницной диффузии

Будем считать границу раздела ферромагнитный металл–немагнитная прослойка идеальной. Это позволит не учитывать вклад спин-зависимого рассеяния электрона на этой границе в магниторезистивное отношение сэндвича. Тогда для антиферромагнитной конфигурации проводимость сэндвича

$$\sigma_{AF} = \sigma_{AF}^{\uparrow} + \sigma_{AF}^{\downarrow} = \frac{2L}{a/\sigma_1^{\uparrow} + h/\sigma_1^{\uparrow}(1 - \gamma_1^{\uparrow})^2 + b/\sigma_{nm} + h/\sigma_1^{\downarrow}(1 - \gamma_1^{\downarrow})^2 + a/\sigma_1^{\downarrow}}, \quad (11)$$

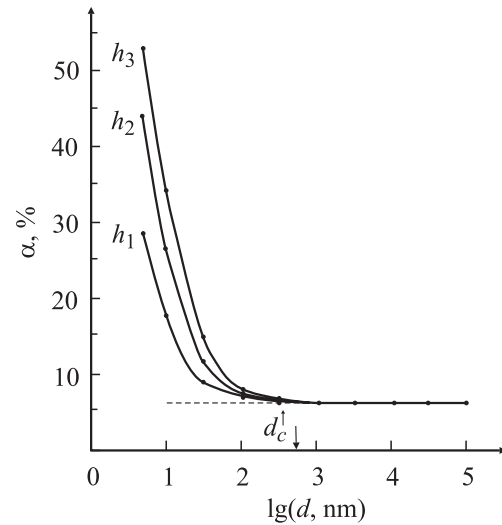
поскольку  $\sigma_{AF}^{\uparrow} = \sigma_{AF}^{\downarrow}$ . Для ферромагнитной конфигурации  $\sigma_F^{\uparrow} \neq \sigma_F^{\downarrow}$ , поэтому

$$\sigma_F = \sigma_F^{\uparrow} + \sigma_F^{\downarrow} = \frac{L}{2a/\sigma_1^{\uparrow} + 2h/\sigma_1^{\uparrow}(1 - \gamma_1^{\uparrow})^2 + b/\sigma_{nm}} + \frac{L}{2a/\sigma_1^{\downarrow} + 2h/\sigma_1^{\downarrow}(1 - \gamma_1^{\downarrow})^2 + b/\sigma_{nm}}. \quad (12)$$

СРР проводимость слоя немагнитного металла  $\sigma_{nm}$  также приближенно примем равной его объемной проводимости и будем рассчитывать по формуле (4), подставляя в нее значения параметров электронов в немагнитной прослойке  $v_{f2}$ ,  $m_2$  и  $\tau_2$ . Величину вклада спин-зависимого рассеяния электронов проводимости в объеме зерен и на шероховатостях межзеренных границ ферромагнитных слоев в магниторезистивное отношение сэндвича определим с помощью выражения

$$\alpha = 1 - \frac{\sigma_{AF}}{\sigma_F}. \quad (13)$$

Выражения (11)–(13) позволяют для СРР геометрии поликристаллического сэндвича исследовать роль зависящего от спина рассеяния электронов на шероховатостях межзеренных границ в эффекте ГМС при различных значениях параметра морфологии ферромагнитных слоев. На рис. 5 для рассмотренного выше сэндвича Fe/Cu/Fe приведены зависимости величины  $\alpha$  от размера зерен ферромагнитных слоев для трех значений глубины



**Рис. 5.** Зависимость величины вклада спин-зависимого рассеяния электронов проводимости на шероховатостях межзеренных границ (сплошные кривые) и в объеме зерен (штриховая линия) ферромагнитных слоев в СРР магнитосопротивление поликристаллического сэндвича от дисперсности слоев для трех значений глубины зернограницной диффузии:  $h_1 = 1$  нм,  $h_2 = 2$  нм,  $h_3 = 3$  нм.)

зернограницной диффузии. Можно видеть, что, пока размер зерен меньше „критического“  $d_c^{\uparrow} \approx 0.5 \mu\text{m}$ , диффузное рассеяние носителей заряда на шероховатостях межзеренных границ (сплошные кривые) вносит значительно более существенный вклад в магниторезистивное отношение сэндвича, чем рассеяние в объеме зерен слоев железа (штриховая линия). Причем величина этого вклада тем больше, чем больше глубина зернограницной диффузии. С увеличением размера зерен роль рассеяния на шероховатостях межзеренных границ уменьшается и при  $d > d_c^{\uparrow}$  вклад в отношение  $\alpha$  вносит только не зависящее от размера зерен объемное рассеяние.

Следует подчеркнуть, что из-за большого количества используемых упрощающих предположений все приведенные зависимости носят качественный характер. Интересно сравнить их с экспериментальными результатами, полученными авторами [11] при исследовании поведения магнитосопротивления поликристаллических трехслойных пленок Co/Cu/Co с размером зерен меньше 5 нм при термомагнитной обработке в интервале температур 20–500°C с выдержкой по 30 мин при каждой температуре. Данный температурный интервал соответствовал интервалу термостабильности системы Co/Cu [5], поэтому происходящие при отжиге пленок структурные превращения не приводят к деградации их магнитных характеристик.

Было обнаружено, что при поперечном переносе заряда в пленке, обладающей гигантским магнитосопротивлением, при  $T = 20^\circ\text{C}$  магниторезистивное отношение составляет  $\approx 0.7\%$ . С ростом температуры отжига его величина возрастает, достигая при  $T = 240^\circ\text{C}$

максимального значения  $\approx 4\%$ , а затем уменьшается и при  $T = 380^\circ\text{C}$  становится равной  $\approx 0.5\%$ , т.е. меньше исходной. При этом размер зерна увеличивается в 2–3 раза. По мнению авторов [11], увеличение ГМС может быть связано с расслоением кобальта и меди на границе раздела, ведущим к образованию более гладкой границы раздела и уменьшению величины флуктуаций толщины медной прослойки. В результате магнитостатическая связь между слоями кобальта уменьшается, а антиферромагнитная увеличивается. Последующее уменьшение ГМС обусловлено увеличением размера зерна, сопровождающимся нарушением непрерывности промежуточного слоя меди, что ведет к прямой обменной связи между слоями кобальта. Однако не исключено, что помимо указанных здесь причин на поведение магниторезистивного отношения пленки Co/Cu/Co также оказывает влияние механизм рассеяния электронов в магнитных слоях, связанный с шероховатостями межзеренных границ. Так, с ростом температуры отжига увеличивается глубина диффузии атомов промежуточного слоя меди в объеме слоев кобальта, что ведет к возрастанию роли спин-зависимого рассеяния на границах зерен в эффекте ГМС пленки и увеличению ее магниторезистивного отношения. Идущий одновременно с процессом диффузии отжиг избыточных вакансий в объеме слоев кобальта хотя и препятствует распространению „зоны шероховатости“ границ зерен в глубь слоев, но при этом сам является причиной небольшого роста ГМС, поскольку увеличивает поток спин-поляризованных электронов, движущихся к границе раздела между слоями. При дальнейшем росте температуры отжига размер зерен начинает увеличиваться, вклад спин-зависимого рассеяния на межзеренных границах в магниторезистивное отношение пленки существенно уменьшается, в результате величина последнего становится меньше исходной.

## Выводы

Полученные в данной работе результаты показали, что при исследовании магнитосопротивления поликристаллических многослойных структур, особенно мелкодисперсных, току, перпендикулярному плоскости слоев, необходимо учитывать возможное заметное уменьшение проводимости ферромагнитных слоев и увеличение магниторезистивного отношения, обусловленное сильно зависимым от направления спина рассеянием электронов в прилегающих к немагнитной прослойке областях ферромагнитных слоев на шероховатостях межзеренных границ в виде примесных атомов немагнитного металла. Влияние такого механизма спин-зависимого рассеяния возрастает с уменьшением размера зерен ферромагнитных слоев и увеличением глубины зернограницной диффузии в их объем атомов немагнитной прослойки. Это дает дополнительную возможность управления характеристиками поликристаллических сверхрешеток с

помощью технологических режимов и процессов зернограницной диффузии.

## Список литературы

- [1] Baibich M.N., Broto J.M., Fert A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. N 21. P. 2472–2475.
- [2] Mayadas A.F., Shatzkes M. // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 1. N 4. P. 1382–1389.
- [3] Клоцман С.М., Кайгородов В.Н., Куркин М.И. и др. // ФММ. 1998. Т. 85. № 3. С. 134–141.
- [4] Каур И., Густ В. Диффузия по границам зерен и фаз. М.: Машиностроение, 1991. 448 с.
- [5] Болтушкин А.В., Федосюк В.М., Касютин О.И. // ФММ. 1993. Т. 75. № 6. С. 58–61.
- [6] Hood R.Q., Falicov L.M. // Phys. Rev. B. 1992. Vol. 46. N 13. P. 8287–8296.
- [7] Barnas J., Fuss A., Camley R.E. et al. // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 42. N 13. P. 8110–8120.
- [8] Fuchs K. Proc. Cambridge Philos. Soc. 1938. Vol. 34. P. 100–108. Sondheimer E.H. // Adv. Phys. 1952. Vol. 1. P. 1.
- [9] Кубраков Н.Ф., Звездин А.К., Звездин К.А. и др. // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. Вып. 3 (9). С. 1101–1114.
- [10] Zhang S., Levy P.M. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 8. P. 4786–4788.
- [11] Чеботкевич Л.А., Воробьев Ю.Д., Буркова И.Н. и др. // ФММ. 2000. Т. 89. № 3. С. 56–61.