

КВАНТОВО-СТАТИСТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ СПОНТАННОЙ АНИЗОТРОПИИ ГИГАНТСКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В СПИН-ВЕНТИЛЬНЫХ СЭНДВИЧАХ

© А.Б.Грановский, А.В.Ведяев, Б.Диени,
А.В.Калицов, М.Г.Чушев

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 23 октября 1995 г.

В окончательной редакции 18 марта 1996 г.)

В рамках квантово-статистического подхода рассчитано влияние спонтанной анизотропии сопротивления на эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС) в пермалловых спин-вентильных сэндвичах NiFe/Cu/NiFe. Для структуры NiFe 100 Å/Cu 25 Å/NiFe 50 Å получено, что анизотропия ГМС при 4 К составляет -1.1% . Рассчитана зависимость анизотропии ГМС от толщины ферромагнитных слоев и немагнитной прослойки. Показано, что с уменьшением величины ГМС анизотропия эффекта также уменьшается.

В последние годы в целом ряде магнитных многослойных и гранулированных структур обнаружен эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС) (см., например, обзор [1]), заключающийся в значительном изменении сопротивления магнитно-неоднородных материалов при изменении внешним магнитным полем локальных магнитных конфигураций. В частности, в пермалловых спин-вентильных сэндвичах [1] NiFe/Cu/NiFe сопротивление при антипараллельной ориентации векторов намагниченности ферромагнитных слоев NiFe $R(AP)$ больше, чем сопротивление $R(P)$ при их параллельной ориентации. Среди различных материалов с ГМС пермалловые спин-вентильные сэндвичи привлекают повышенный интерес исследователей, так как ГМС в этих сэндвичах достигается в сравнительно слабых полях (10–20 Oe), что имеет определяющее значение для практического использования ГМС в магнорезистивных считывающих головках и магнитных сенсорах слабого поля [1].

В [2] теоретически предсказано, что эффект ГМС в мультислойных и гранулированных пленках анизотропен, т.е. зависит от относительной ориентации тока и приложенного в плоскости пленок магнитного поля, что связано с влиянием спонтанной анизотропии магнитосопротивления [3] на ГМС. Этот эффект был назван спонтанной или собственной анизотропией ГМС, так как он определяется присущей ферромагнетикам зависимостью сопротивления от ориентации тока относительно направления магнитного момента. На основе простых

оценок авторов настоящей работы было показано [4], что в гранулированных пленках спонтанная анизотропия ГМС не превышает 1–2%, а в пермалловых спин-вентильных сэндвичах NiFe/Cu/NiFe при бесконечно тонкой немагнитной прослойке эта анизотропия при низких температурах может достигать –4.4%. Недавно выполненное экспериментальное исследование [5] подтвердило наличие спонтанной анизотропии ГМС в спин-вентильных сэндвичах, причем для структуры NiFe 100 Å/Cu 25 Å/NiFe 50 Å было найдено, что анизотропия ГМС при 4 К составляет –1.5%. Естественно предположить, что расхождение в 3 раза теоретической оценки [4] с экспериментальными данными [5] связано с тем, что при оценке в [4] использовалось нереалистическое приближение бесконечно тонкой прослойки, при котором величина ГМС и величина анизотропии ГМС оказываются завышенными.

Данная работа посвящена количественному расчету спонтанной анизотропии ГМС в пермалловых спин-вентильных сэндвичах в рамках квантово-статистического метода, развитого в [6]. Недавно в рамках полуклассического подхода [7] была рассчитана анизотропия ГМС спин-вентильного пермаллового сэндвича. Авторами этой работы было установлено, что для тонких ферромагнитных слоев анизотропия ГМС отрицательна, как и в [4]. Однако с увеличением толщины ферромагнитных слоев анизотропия становится положительной. В частности, при толщине прослойки 25 Å и толщинах ферромагнитных слоев, превышающих 75 Å, анизотропия ГМС положительна, что противоречит экспериментальным данным [5]. Далее показано, что квантово-статистический подход приводит к отрицательным значениям анизотропии ГМС при произвольных толщинах ферромагнитных слоев.

1. Постановка задачи

Будем считать, что носителями тока в спин-вентильном сэндвиче NiFe a /Cu b /NiFe c , где через a, b, c обозначены толщины первого, второго и третьего слоя соответственно, являются электроны проводимости со спином вверх (\uparrow) и со спином вниз (\downarrow), определяющие вклады в проводимость σ_0^\uparrow и σ_0^\downarrow в массивных однородных ферромагнетиках NiFe. Примем, что эти две группы электронов независимы, что оправдано при низких температурах [8].

Согласно [6], контактанс G сэндвича с идеально отражающими электроны проводимости внешними поверхностями для каждой из этих групп электронов может быть записан в виде

$$G = \frac{3}{2} \sigma_0^a \int_{\epsilon}^1 du (1-u^2) \left\{ a + b \frac{l_2}{l_1} + c \frac{l_3}{l_1} - \frac{l_1 u}{2} \left(1 - \exp \left[-\frac{2}{u} \left(\frac{a}{l_1} + \frac{b}{l_2} + \frac{c}{l_3} \right) \right] \right)^{-1} \times \right. \\ \times \left[\frac{l_1 - l_2}{l_1} \left(1 - \exp \left[-\frac{2a}{l_1 u} \right] \right) \left(1 - \exp \left[-\frac{2}{u} \left(\frac{b}{l_2} + \frac{c}{l_3} \right) \right] \right) \right] + \\ \left. + \frac{l_2 - l_3}{l_1} \exp \left[-\frac{b}{l_2 u} \right] \left(1 - \exp \left[-\frac{2a}{l_1 u} \right] \right) \left(1 - \exp \left[-\frac{2c}{l_3 u} \right] \right) \right\}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{l_2}{l_1} \left(\frac{l_2 - l_1}{l_1} \right) \left(1 - \exp \left[-\frac{2a}{l_1 u} \right] \right) \times \\
& \times \left(\left(1 - \exp \left[-\frac{2}{u} \left(\frac{b}{l_2} + \frac{c}{l_3} \right) \right] \right) - \exp \left[-\frac{b}{l_2 u} \right] \left(1 - \exp \left[-\frac{2c}{l_3 u} \right] \right) \right) + \\
& + \frac{l_2}{l_1} \left(\frac{l_2 - l_3}{l_1} \right) \left(1 - \exp \left[-\frac{2c}{l_3 u} \right] \right) \times \\
& \times \left(\left(1 - \exp \left[-\frac{2}{u} \left(\frac{a}{l_1} + \frac{b}{l_2} \right) \right] \right) - \exp \left[-\frac{b}{l_2 u} \right] \left(1 - \exp \left[-\frac{2a}{l_1 u} \right] \right) \right) + \\
& + \frac{l_3}{l_1} \left(\frac{l_3 - l_2}{l_1} \right) \left(1 - \exp \left[-\frac{2c}{l_3 u} \right] \right) \left(1 - \exp \left[-\frac{2}{u} \left(\frac{a}{l_1} + \frac{b}{l_2} \right) \right] \right) + \\
& + \frac{l_3}{l_1} \left(\frac{l_2 - l_1}{l_1} \right) \exp \left[-\frac{b}{l_2 u} \right] \left(1 - \exp \left[-\frac{2c}{l_1 u} \right] \right) \left(1 - \exp \left[-\frac{2c}{l_3 u} \right] \right) \Big\}, \quad (1)
\end{aligned}$$

где l_μ — длина свободного пробега электрона в μ -м слое, а $\epsilon = (\kappa_F l_\mu)^{-1/2}$ — параметр обрезания [6]. В частности, в выражении для кондактанса электронов со спином вверх при параллельной ориентации магнитных моментов ферромагнитных слоев (G_P^{\uparrow}) следует положить $\sigma_0^a = \sigma_0^{\uparrow}$, $l_1^{\uparrow} = l_3^{\uparrow}$, а при антипараллельной ориентации (G_{AP}^{\uparrow}) $\sigma_0^a = \sigma_0^{\uparrow}$, $l_1^{\uparrow} = l_3^{\downarrow}$. Строго говоря, параметр обрезания ϵ отличается для каждого слоя (что отражено в (6)), но для упрощения расчетов его можно положить равным $\epsilon^{(1)} = \kappa_F^{-1/2} ((a+b+c)/(a/l_1 + b/l_2 + c/l_3))^{1/2}$ по аналогии с правилом Маттиссена для средней длины свободного пробега. Кроме этого, когда длина свободного пробега электрона оказывается больше толщины слоя, естественно принять ее равной этой толщине.

Результирующий кондактанс сэндвича при параллельной и антипараллельной ориентации магнитных моментов слоев будет определяться простым суммированием

$$G_P = G_P^{\uparrow} + G_P^{\downarrow}, \quad G_{AP} = G_{AP}^{\uparrow} + G_{AP}^{\downarrow}, \quad (2)$$

и параметры ГМС тогда можно записать в виде

$$\frac{\Delta R}{R(P)} = \frac{R(AP) - R(P)}{R(P)} = \frac{G_P - G_{AP}}{G_{AP}} = \frac{\Delta G}{G_{AP}}. \quad (3)$$

Длина свободного пробега электрона в ферромагнетике зависит от угла θ между направлением тока j и магнитного момента M [3,8], что и приводит к спонтанной анизотропии сопротивления. Эту зависимость можно записать в виде [4]

$$l^{\uparrow(1)} = l_0^{\uparrow(1)} \left(1 - \alpha^{\uparrow(1)} \cos 2\theta \right), \quad (4)$$

где параметры $\alpha^{(1)}$ можно определить по экспериментальным данным относительно анизотропного магнитосопротивления в массивных образцах. В частности, в работе [4] показано, что

$$\alpha^{\uparrow} = \frac{\Delta\rho^{\uparrow}}{2\rho^{\uparrow}} = \frac{\rho_{\parallel}^{\uparrow} - \rho_{\perp}^{\uparrow}}{2\rho^{\uparrow}}, \quad \alpha^{\downarrow} = \frac{\Delta\rho^{\downarrow}}{2\rho^{\downarrow}} = \frac{\rho_{\parallel}^{\downarrow} - \rho_{\perp}^{\downarrow}}{2\rho^{\downarrow}}, \quad (5)$$

где $\Delta\rho^{(1)}/\rho^{(1)}$ — анизотропное магнитосопротивление соответствующего спинового канала. Для пермаллоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, аппроксимируя данные для $\Delta\rho^{(1)}/\rho^{(1)}$ сплавов Ni с небольшим содержанием Fe, приведенные в [3], получаем $\alpha^{\uparrow} = 7\%$, $\alpha^{\downarrow} = -1.1\%$, что и дает для анизотропного магнитосопротивления массивного пермаллоя

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = 2\alpha^{\uparrow} \frac{\rho^{\downarrow}}{\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow}} + 2\alpha^{\downarrow} \frac{\rho^{\uparrow}}{\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow}} \quad (6)$$

величину 12.7% (при $\rho^{\downarrow}/(\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow}) = 0.92$ [3]), близкую к эксперименту, при $T = 4$ К.

Ввиду зависимости длины свободного пробега электрона от ориентации тока относительно направления магнитного момента ГМС анизотропно. Параметр этой анизотропии можно определить как

$$\Delta_{\text{GMR}} = \left(\frac{\Delta R}{R(P)} \right)_{j\parallel M} - \left(\frac{\Delta R}{R(P)} \right)_{j\perp M}. \quad (7)$$

Здесь как величина ГМС (3), так и Δ_{GMR} (7) нормируется на величину $R(P)$, что, как отмечалось в обзоре [1], более удобно при сопоставлении с экспериментом. В предыдущей нашей работе [4] все оценки были сделаны для другого параметра анизотропии ГМС

$$\Delta'_{\text{GMR}} = \left(\frac{\Delta R}{R(AP)} \right)_{j\parallel M} - \left(\frac{\Delta R}{R(AP)} \right)_{j\perp M}. \quad (8)$$

Из сравнения этих параметров видно, что всегда $\Delta_{\text{GMR}} > \Delta'_{\text{GMR}}$, но для реальных структур, у которых $\Delta R/R(AP) \leq 10\%$ [1], разница между двумя этими параметрами незначительна.

Расчет Δ_{GMR} , Δ'_{GMR} , $\Delta R/R(P)$ на основе выражений (1)–(8) выполнен численно при следующих значениях параметров: $l_1^{\uparrow} = 120 \text{ \AA}$, $l_2^{\uparrow} = l_2^{\downarrow} = 215 \text{ \AA}$, $N_0 = l_1^{\uparrow}/l_1^{\downarrow} = 9$, $k_F = 1.02 \text{ \AA}^{-1}$ [6]. Подчеркнем, что выбор этих параметров для пермаллоя и меди в некоторой степени произволен, так как их величина зависит от микроструктуры пленок (наличие дефектов, межкристаллических границ, шероховатости поверхности раздела).

2. Результаты расчета и обсуждения

Рассмотрим сначала результаты расчета ГМС и Δ_{GMR} для спин-вентильного сэндвича $\text{NiFe } 100 \text{ \AA}/\text{Cu } 25 \text{ \AA}/\text{NiFe } 50 \text{ \AA}$ при $T = 4$ К. Из расчета по формулам (1)–(3), (7) найдено, что при указанных выше параметрах $(\Delta R/R(P))_{j\parallel M} = 12.8\%$, $(\Delta R/R(P))_{j\perp M} = 13.9\%$, $\Delta_{\text{GMR}} =$

$= -1.1\%$, тогда как в эксперименте [5] получено $(\Delta R/R(P))_{j\parallel M}^{\text{exp}} = 7.5\%$, $(\Delta R/R(P))_{j\perp M}^{\text{exp}} = 9.0\%$, $\Delta_{\text{GMR}} = -1.5\%$, т.е. величина анизотропии ГМС хорошо согласуется с экспериментальными данными, тогда как значения ГМС оказываются завышенными. По-видимому, это связано с тем, что в расчетах не учитывалось рассеяние на поверхности сэндвича, что, как известно [6], уменьшает значение ГМС. Подчеркнем, что нами рассмотрен только один механизм ГМС — объемное спин-зависящее рассеяние спин-поляризованных электронов — и была принята модельная форма параметра обрезания ϵ . Учитывая характер этих приближений, полученные значения ГМС и Δ_{GMR} следует считать хорошо согласующимися с экспериментом.

Рассмотрим теперь результаты расчета ГМС и Δ_{GMR} для спин-вентильного сэндвича $\text{Co } 200 \text{ \AA} / \text{Cu } 25 \text{ \AA} / \text{NiFe } 50 \text{ \AA}$ при $T = 4 \text{ K}$. Нами получено

$$(\Delta R/R(P))_{j\parallel M} = 6.16\%, \quad (\Delta R/R(P))_{j\perp M} = 6.9\%, \quad \Delta_{\text{GMR}} = -0.74\%,$$

тогда как в эксперименте найдено [5], что

$$(\Delta R/R(P))_{j\parallel M}^{\text{exp}} = 5.8\%, \quad (\Delta R/R(P))_{j\perp M}^{\text{exp}} = 7.0\%, \quad \Delta_{\text{GMR}} = -1.2\%,$$

т.е. результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [5,9]. Некоторое расхождение результатов расчета с экспериментальными данными легко объяснить тем, что в расчетах не учитывалось, что один из ферромагнитных слоев в этом сэндвиче выполнен из Co, а не из NiFe.

Для того чтобы выяснить, как оценить изменение величины ГМС и Δ_{GMR} при повышении температуры, уменьшим вдвое параметры $l_1^\uparrow, l_1^\downarrow, l_2$, а параметры α^\uparrow и α^\downarrow будем считать независимыми от температуры. Тогда для этого же сэндвича $(\Delta R/R(P))_{j\parallel M} = 3.1\%$, $(\Delta R/R(P))_{j\perp M} = 3.7\%$ и $\Delta_{\text{GMR}} = -0.6\%$, т.е. ГМС и Δ_{GMR} уменьшаются в 2 раза, что коррелирует с экспериментом [5,9].

Рассмотрим зависимость ГМС и анизотропии ГМС от толщины ферромагнитных слоев и прослойки. На рис. 1 представлена зависимость $(\Delta R/R(P))_{j\parallel M}, (\Delta R/R(P))_{j\perp M}$ и Δ_{GMR} от толщины прослойки. Видно, что как ГМС, так и анизотропия ГМС уменьшаются при увеличении толщины прослойки. Этот результат легко объяснить. Действительно, при объемном механизме рассеяния величины ГМС и Δ_{GMR} будут определяться вероятностью переходов спин-поляризованных электронов из одного ферромагнитного слоя в другой, которая сильно зависит от толщины прослойки. На рис. 2 представлена зависимость величины ГМС и Δ_{GMR} от толщины ферромагнитного слоя. При увеличении толщины слоя ГМС и анизотропия ГМС уменьшаются. Это можно объяснить тем, что основной вклад в ГМС вносят приграничные части ферромагнитных слоев, толщина которых соизмерима с длиной свободного пробега электронов, а с увеличением толщины слоев их удельный объем сокращается.

Как следует из данных рис. 1, 2, максимальной величиной анизотропии ГМС должны обладать сэндвичи с ультратонкими ферромагнитными слоями и прослойками. Это согласуется с результатами расчета

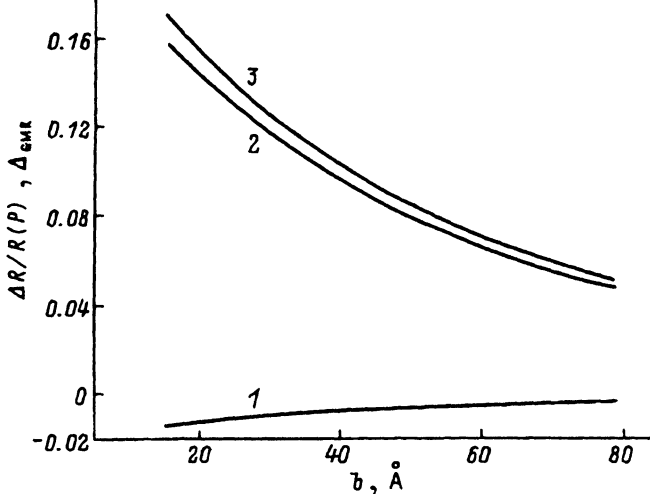


Рис. 1. Зависимости спонтанной анизотропии ГМС Δ_{GMR} (1), величин ГМС $\Delta R/R(P)$ при токе, параллельном намагниченности (2), и токе, перпендикулярном намагниченности (3), от толщины прослойки.

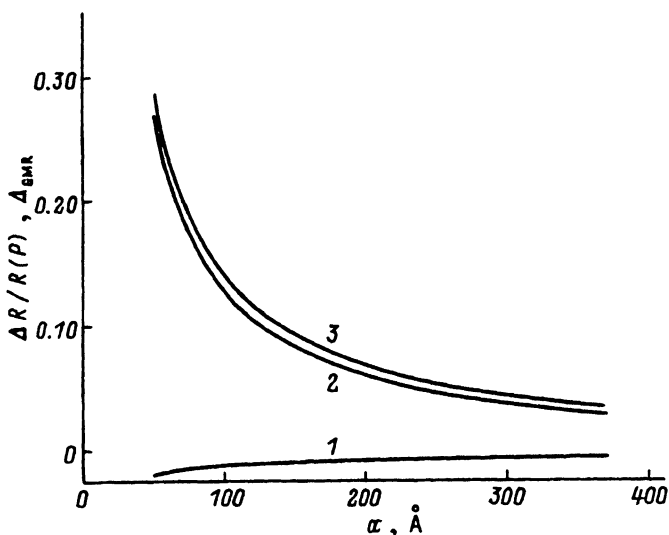


Рис. 2. Зависимость спонтанной анизотропии ГМС Δ_{GMR} (1), величин ГМС $\Delta R/R(P)$ при токе, параллельном намагниченности (2), и токе, перпендикулярном намагниченности (3), от толщины ферромагнитного слоя.

[7]. С увеличением толщин слоев анизотропия ГМС уменьшается, но остается отрицательной, т.е. квантово-статистический подход приводит к отрицательным значениям анизотропии ГМС при произвольных, сколь угодно больших толщинах ферромагнитных слоев, тогда как в квазиклассическом подходе [7] при больших толщинах ферромагнитных слоев $\Delta_{\text{GMR}} > 0$. Авторы работы [7] связывают это с возрастающей в толстом сэндвиче долей электронов, движущихся перпенди-

кулярно слоям. Такое объяснение кажется необидительным и не подтверждается экспериментом [9].

Таким образом, квантово-статистический подход позволяет последовательно описать эффект анизотропии ГМС в спин-вентильных сэндвичах.

Итак, спонтанная анизотропия ферромагнетиков приводит к анизотропии ГМС в спин-вентильных сэндвичах, заключающейся в зависимости ГМС от ориентации тока относительно намагниченности в плоскости слоев. При увеличении толщины прослойки и ферромагнитных слоев величина ГМС и анизотропии ГМС уменьшается. При повышении температуры спин-вентильного сэндвича величина ГМС и анизотропии ГМС также уменьшается.

Данная работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] B.J. Diény. *J. Magn. Magn. Mater.* **136**, 3, 335 (1994).
- [2] А.Б. Грановский, А.В. Ведяев. Тез. докл. междунар. конф. по магнетизму (ICM). Варшава (1994). С. 313.
- [3] A.P. Malozemoff. *Phys. Rev.* **34**, 3, 1853 (1986).
- [4] А.Б. Грановский, А.В. Ведяев, А.В. Калицов. *ФТТ* **37**, 2, 337 (1995).
- [5] A. Granovsky, A. Vedyayev, O. Redon, B. Diény. Abstracts on *E-MRS symposium «Magnetic ultrathin films, multilayers and surfaces»*. San-Francisko (April 1995).
- [6] A. Vedyayev, B. Diény, N. Ryzhanova. *Europhys. Lett.* **19**, 4, 329 (1992).
- [7] T.G.S. Rijks, R. Coehorn, M.J.M. de Jong, W.Y.M. de Jonge. *Phys. Rev.* **B51**, 1, 283 (1995).
- [8] I.A. Campbell, A. Fert. *Ferromagnetic materials* **3**, 747 (1982).
- [9] B. Diény, A. Granovsky, A. Vedyayev, N. Ryzhanova, L. Pereira. *J. Magn. Magn. Mater.* To be published (1996).