

Гигантское магнитосопротивление гранулированных микропроводов: спин-зависящее рассеяние в межгранульных промежутках

© А.Б. Грановский¹, М. Ильин², А. Жуков², В. Жукова², Х. Гонзалес²

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Университет Страны Басков, Сан-Себастьян, Испания

E-mail: granov@magn.ru

(Поступила в Редакцию 28 апреля 2010 г.)

В ряде гранулированных микропроводов обнаружено аномальное поведение магнитосопротивления. В отличие от гигантского магнитосопротивления гранулированных сплавов, связанного со спин-зависящим рассеянием в объеме и на поверхности гранул, линейно зависящего от квадрата намагниченности и убывающего при повышении температуры, в таких микропроводах, как, например, состава $\text{Co}_{10}\text{Cu}_{90}$, магнитосопротивление отрицательно, растет при повышении температуры ниже температуры Кюри, и его полевая зависимость не насыщается в сильных полях. Учитывая, что в характеризующихся таким поведением микропроводах значительная часть магнитных ионов растворена в межгранульных промежутках, предложен простой механизм отрицательного гигантского магнитосопротивления, связанный с рассеянием спин-поляризованных носителей тока на локализованных примесных магнитных моментах в немагнитных межгранульных промежутках. Показано, что соответствующий вклад в магнитосопротивление может достигать 10–20%.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 09-02-00309) и Министерства образования и Министерства науки и инновации Испании (проект SAB2009-0104).

Гигантское магнитосопротивление (МС) в гранулированных сплавах ферромагнитный металл–немагнитный металл, содержащих однодоменные (суперпарамагнитные) гранулы в немагнитной матрице, было обнаружено в 1992 г. [1,2] и впоследствии нашло объяснение в целом ряде работ в рамках механизмов спин-зависящего рассеяния носителей тока на поверхности гранул и в объеме гранул (см., например, [3,4]). Отличительной чертой этих механизмов является корреляция МС с квадратом намагниченности и убывание величины МС при повышении температуры. В экспериментах в качестве образцов, как правило, использовались пленки, полученные напылением двух металлов с плохой взаимной растворимостью. При оптимальных условиях изготовления таких систем и последующего отжига удается достичь МС до 40% при комнатной температуре [5]. Недавно проведенные эксперименты с микропроводами, обладающими гранулированной структурой, также выявили значительное отрицательное МС, но которое для образцов некоторых составов, как например $\text{Co}_{10}\text{Cu}_{90}$, не подвергнутого длительному отжигу, не убывало, а, наоборот, увеличивалось при повышении температуры ниже температуры Кюри и не обнаруживало признаков насыщения в полях вплоть до 80 kOe [6,7]. Еще одним экспериментальным фактом, на который было обращено внимание, явилось то, что в силу технологии изготовления таких микропроводов методом Тейлора–Улитовского значительная часть магнитных ионов сосредоточена не только в ферромагнитных грану-

лах, но и в межгранульных промежутках. Тем не менее при одной и той же суммарной объемной доле ферромагнитной компоненте, когда она мала, МС микропроводов сравнимо или даже больше, чем в гранулированных пленках [8–10]. В настоящей работе для объяснения указанного аномального поведения МС предложен простой механизм, связанный с рассеянием спин-поляризованных носителей тока на локализованных магнитных моментах в немагнитной матрице.

Рассмотрим, гранулированный сплав, состоящий из однодоменных (суперпарамагнитных) гранул переходного ферромагнитного металла в немагнитной металлической матрице, в которой наряду с гранулами растворены изолированные магнитные ионы того же ферромагнитного металла. Суммарную концентрацию магнитных ионов обозначим через c , часть из них с концентрацией x расположена в межгранульных промежутках. Для простоты будем считать, что матрица является кристаллической и магнитные примеси расположены в узлах решетки. Обычные механизмы гигантского МС, связанные с спин-зависящим рассеянием на поверхности гранул и в их объеме, считаем известными и определяющими вклад $(\frac{\Delta\rho}{\rho})_{\text{GMR}}$. Рассеяние же на магнитных примесях в матрице является по сути рассеянием на Кондо-системе, но с существенным различием, а именно, носители тока спин-поляризованы. Их наличие в данной системе в отличие от классической Кондо-системы связано с ферромагнитными гранулами. Таким образом, мы в $s-d$ -модели рассмотрим рассеяние электронов со спином

вдоль и против намагниченности на локализованных магнитных моментах, считая, что плотности состояний на уровне Ферми этих электронов $N_{\uparrow(\downarrow)}(E_F)$ не равны друг другу за счет наличия ферромагнитных гранул. Влияние зеемановского расщепления уровней электронов и локализованных моментов в магнитном поле H учитывать не будем, так как соответствующий вклад в МС мал по порядку величины $(\frac{g\mu_B H}{k_B T})^2$, где g — гиромагнитный фактор, μ_B — магнетон Бора [8].

Тогда гамильтониан задачи можно записать в обычном для sd -модели виде (см., например, [9])

$$H_T = T + V + H_{sd} + H_{SS}, \quad (1)$$

$$T = \sum_{\mathbf{k}, \sigma = \uparrow, \downarrow} \varepsilon_{\mathbf{k}, \sigma} a_{\mathbf{k}, \sigma}^{\dagger} a_{\mathbf{k}, \sigma}, \quad \varepsilon_{\mathbf{k}, \uparrow, \downarrow} = \frac{\hbar k^2}{2m_{\uparrow, \downarrow}} \mp \Delta, \quad (2)$$

$$V = \frac{1}{N} \sum_{n, \sigma} V_n^{\sigma} (\mathbf{r} - \mathbf{R}_n),$$

$$H_{sd} = -\frac{1}{N} \sum_{n, \sigma} J_n^{\sigma} (\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) \mathbf{s} \mathbf{S}_n, \quad (3)$$

где V_n^{σ} — потенциал кулоновского, а J_n — sd -обменного примесного рассеяния на узле n , где расположен примесный магнитный ион со спином S , Δ — обменное расщепление подзон со спином вдоль и против намагниченности. Последний член в (1) описывает взаимодействие между локализованными примесями, и мы его не конкретизируем, впрочем как и эффективное поле $H_{\text{эф}}$, действующее на локализованный в n -м узле спин со стороны гранул и других спинов. Уравнение

$$E_F = \varepsilon_{\mathbf{k}, \uparrow, \downarrow} = \frac{\hbar k^2}{2m_{\uparrow, \downarrow}} \mp \Delta = \frac{\hbar(k_{\uparrow, \downarrow}^F)^2}{2m_{\uparrow, \downarrow}} \quad (4)$$

определяет значения фермиевских волновых векторов подзон.

Для этой модели расчет сопротивления ρ в низших порядках по параметру $\frac{J}{E_F}$, исходя из кинетического уравнения Больцмана (см., например, [9,10]), приводит к следующему выражению:

$$\rho = \rho^{V^2} + \rho^{VJ} + \rho^{J^2}, \quad (5)$$

где

$$\rho^{V^2} = xAV^2 \frac{a^2}{a^2 + 1}, \quad (6)$$

$$\rho^{JV} = -2xAJV \langle S^z \rangle \frac{a^2(a^2 - 1)}{(a^2 + 1)^2}, \quad (7)$$

$$A = \frac{3\pi m \Omega_0}{e^2 \hbar E_F}, \quad a = \frac{k_{\uparrow}^F}{k_{\downarrow}^F} = \frac{N_{\uparrow}(E_F)}{N_{\downarrow}(E_F)}. \quad (8)$$

Здесь Ω_0 — объем, приходящийся на атом, и мы считали, что масса электронов, примесный и sd -потенциалы не зависят от индекса спина, эти потенциалы короткодействующие, т.е. их Фурье-образы не зависят от волнового вектора. Угловые скобки означают среднее при

данных температуре и поле значение. Последний член в формуле (5) описывает хорошо известное рассеяние на флуктуациях магнитных моментов порядка J^2 . При $a = 1$ этот член равен

$$\rho^{J^2} = \frac{1}{2} xAJ^2 S(S+1) \quad (9)$$

и того же порядка, когда $a \neq 1$, так что при $J < V$ он заведомо меньше вклада ρ^{JV} . Интерференционный или кросс-член ρ^{JV} равен нулю, когда плотности состояний с противоположным индексом спина равны друг другу, что и имеет место в классических Кондо-системах. Для времени релаксации соответствующий вклад был получен в работе [8], затем в [10] отмечалась его возможная роль в формировании сопротивления аморфных ферромагнитных сплавов. В рассматриваемом случае, когда носителями тока являются спин-поляризованные носители, он заведомо не равен нулю и может приводить к наблюдаемым аномалиям МС. Механизм МС при этом состоит в том, что обменное взаимодействие между электронами и локализованными моментами может приводить к уменьшению потенциала рассеяния. По мере увеличения магнитного поля беспорядок в ориентации магнитных моментов уменьшается, что и приводит к изменению сопротивления.

Оценим сначала величину эффекта. Согласно [11], для переходных металлов $AJ/2 = 31.3 \pm 2 \mu\Omega \cdot \text{см}$. Тогда при $J = V$, $S = 1$, $x = 0.05-0.1$, $a = 4-5$ получаем из (7), что изменение сопротивления за счет приложения поля $\Delta\rho^{JV} \sim 6-12 \mu\Omega \cdot \text{см}$, что при типичном значении сопротивления гранулированных микропроводов $30-50 \mu\Omega \cdot \text{см}$ может привести к соответствующему дополнительному к гигантскому МС вкладу $(\frac{\Delta\rho}{\rho})_{JV}$ до 10–20%. Эта величина является максимально возможной, так как в реальных системах $J \leq V$ [8,11] и даже при наличии гибридизации не все носители тока являются столь сильно поляризованными по спину, да и трудно добиться столь высоких концентраций магнитных ионов в матрице. Последнее обстоятельство, по-видимому, является определяющим. При малой концентрации c магнитной компоненты, очевидно, что мало и x , тогда же, когда c достигает значений 0.20–0.30 и x может быть 0.05–0.1, обычный вклад $(\frac{\Delta\rho}{\rho})_{\text{GMR}}$ доминирует над вкладом $(\frac{\Delta\rho}{\rho})_{JV}$. Именно поэтому аномалии МС наблюдались в гранулированных микропроводах при $c = 0.1$ и $x \approx 0.05$ [6,7] и только в проводах, не подвергнутых длительному отжигу.

Рассмотрим теперь полевую зависимость этого вклада. Так как этот вклад в МС связан с локализованными магнитными моментами в матрице, то он не насыщается в сильных полях, когда гранулы намагничены до насыщения. Тем не менее гранулы оказывают влияние на локализованные магнитные моменты за счет действия эффективного подмагничивания поля. Можно записать,

что

$$\langle S^z(H, T) \rangle = SB_S(\alpha),$$

$$\text{где } \alpha = \frac{g\mu_B H_{\text{eff}}(M_{\text{gr}}^z, T) + g\mu_B H^z}{k_B T}. \quad (10)$$

Здесь $B_S(\alpha)$ — функция Бриллюэна, а M_{gr}^z — намагниченность гранул. В силу этого если эффективное поле сильнее, чем по линейному закону, убывает при повышении температуры, то МС будет возрастать при повышении температуры. Очевидно, что это должно иметь место при приближении к температуре Кюри, что и наблюдалось для микропроводов $\text{Co}_{10}\text{Cu}_{90}$ [6,7].

Таким образом, наблюдаемая аномальная температурная зависимость, отсутствие тенденции к насыщению в сильных полях, сравнительно большая отрицательная величина МС при малой объемной концентрации магнитной компоненты в гранулах описываются предложенным механизмом. Но, как следует из приведенного выше анализа, такое поведение является скорее исключением и может наблюдаться только при высокой концентрации магнитных ионов в матрице при одновременном наличии гранул. При длительном отжиге концентрация таких растворенных ионов уменьшается [5], так что при отжиге должны подавляться и указанные аномалии. Для проверки этого вывода нами выполнены измерения МС в отожженных микропроводах $\text{Co}_c\text{Cu}_{1-c}$ в стеклянной оболочке с диаметром металлической жилы от 15 до 30 μm при вариации c от 0.05 до 0.3 в полях до 50 кОе и при $T = 5-300$ К. Для всех составов МС убывало при повышении температуры, полевая зависимость МС становилась более пологой, чем в исходных образцах, и близкой к соответствующей теории гигантского МС, с тенденцией к насыщению, хотя вплоть до 50 кОе наблюдался рост МС. Результаты этих измерений будут опубликованы отдельно [12], и они в целом подтверждают приведенный выше анализ.

Следует отметить, что наличие магнитных ионов в межгранульных промежутках в работе [5] считалось причиной уменьшения гигантского МС, так как через эти ионы посредством взаимодействия РККИ может осуществляться частичное упорядочение магнитных моментов гранул, препятствуя достижению в нулевом поле полностью неупорядоченного состояния. Такая точка зрения является дискуссионной, так как в нулевом поле намагниченность гранулированных систем пренебрежимо мала. По нашему мнению, растворенные в матрице магнитные ионы могут привести как к уменьшению МС за счет их ближнего ферромагнитного порядка, так и, наоборот, к увеличению МС за счет предложенного механизма. В любом случае роль растворенных магнитных ионов в матрице существенна, о чем свидетельствует отсутствие насыщения МС в сильных полях.

Авторы благодарят А.В. Ведяева за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] A.E. Berkowitz, J.R. Mitchell, M.J. Carey, A.P. Young, S. Zhang, F.T. Parker, A. Hutten, G. Thomas. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3745 (1992).
- [2] J.Q. Xiao, J.S. Jiang, C.L. Chien. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3749 (1992).
- [3] S. Zhang, P.M. Levy. *J. Appl. Phys.* **73**, 5315 (1993).
- [4] E.F. Ferrari, F.C.S. da Silva, M. Knobel. *Phys. Rev. B* **59**, 8412 (1999).
- [5] J.A. De Toro, J.P. Andres, J.A. Gonzalez, J.P. Goff, A.J. Barbero, J.M. Riveiro. *Phys. Rev. B* **70**, 22 412 (2004).
- [6] A. Zhukov, J. Gonzalez, V. Zhukova. *J. Magn. Magn. Mater.* **294**, 165 (2005).
- [7] A. Zhukov, C. Garcia, J.J. Del Val, J. Gonzalez, M. Knobel, D. Serates, D. Baldomir, V. Zhukova. *J. Phys.: Cond. Matter* **21**, 035301 (2009).
- [8] M.T. Beal-Monod, R.A. Weiner. *Phys. Rev.* **170**, 552 (1968).
- [9] А.В. Ведяев, А.Б. Грановский, О.А. Котельникова. Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах. Изд-во МГУ, М. (1992). 160 с.
- [10] А.В. Ведяев, А.Б. Грановский. *ФММ* **63**, 1076 (1987).
- [11] W.H. Kettler, M. Rosenberg. *Phys. Rev. B* **39**, 12 142 (1989).
- [12] M. Ilyn, A. Granovsky, V. Zhukova, J. Gonzalez, A. Zhukov. *Book of Abstracts. Int. workshop on magn. microwires. Bodrum, Turkey* (2010).