

ВЛИЯНИЕ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ МАГНИТНОГО НАНОКОНТАКТА

А.К.Звездин, А.Ф.Попков[†]

Институт общей физики РАН, 117942 Москва, Россия

[†] Государственный научно-исследовательский институт физических проблем
103460 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 февраля 2000 г.

Рассмотрены особенности электропроводящих свойств магнитной перемычки, имеющей в центре между встречно намагниченными берегами спиновую неоднородность типа доменной границы Гинзбурга – Булаевского. В баллистическом приближении для Fe, Co и Ni рассчитана проводимость перемычки в пределе низких температур с учетом пространственного мажор-минорного изменения энергии спина электрона, связанного с обменным расщеплением в берегах контакта для предельных случаев длинной и короткой перемычки. Показано, что доменная граница в наноконтакте сильно количественно и качественно изменяет зависимость проводимости от ширины канала.

PACS: 75.60.-d, 75.70.-i

1. Квантовые и мезоскопические свойства нанопроволок и наноконтактов интенсивно изучаются экспериментально и теоретически (см. [1, 2] и цитированную там литературу). Магнитные наноконтакты представляют особый интерес, так как благодаря эффекту гигантского магнитного сопротивления в них имеется возможность контролируемого изменения проводимости внешним магнитным полем. Так, в работе [3] детально изложены результаты измерений магнитосопротивления при параллельном и встречном намагничении никелевых проволок, образующих наноконтакт, и показана возможность сильного (200%) изменения квантового сопротивления наноконтакта небольшим магнитным полем (~ 100 Э). Некоторые микромагнитные свойства кобальтовых магнитных точечных контактов в процессе перемагничивания берегов анализировались в [4] путем численного решения уравнений микромагнетизма. Следует отметить также работу [5], в которой изучалось влияние ферромагнитных микрозакороток в антиферромагнитно связанных слоях на гистерезисные свойства многослойки. Теория магнитосопротивления широких магнитных контактов, разделенных изолирующей прослойкой разрабатывалась Слончевским [6], а электрические свойства доменной границы изучались в [7]. Сильное влияние доменных границ на проводящие свойства кобальтовых и никелевых магнитных пленок отмечалось также в работах [8, 9]. Известно, что в узких наноразмерных контактах возникают эффекты квантования проводимости, которые могут иметь дополнительные особенности при наличии обменного расщепления для электронов проводимости. До сих пор, однако, теория проводимости магнитных наноконтактов практически не разработана.

В связи с этим представляет интерес обсудить теорию узкого наноразмерного магнитного контакта, внутри которого может образоваться доменная граница типа “голова к голове”, при антипараллельном направлении магнитных моментов в сильнорезонансных берегах контакта. В настоящей работе мы ограничимся рассмотре-

нием подобной ситуации в рамках упрощенной модели доменной границы (ДГ) Гинзбурга – Булаевского [10], в которой намагниченность меняется в переходной области по величине, но не меняет направление оси квантования спинов. Такое упрощение позволяет предсказать основные особенности магнитного наноконтакта, связанные с возникновением энергетического смещения для спинов электронов проводимости, обусловленного обменным расщеплением в берегах перехода. В действительности есть основание полагать, что в наноразмерном канале из-за сильного влияния тепловых флуктуаций доменная граница носит именно такой характер.

2. Рассмотрим сначала длинный аксиально симметричный нанокontakt, расположенный вдоль оси z , имеющий переменный радиус $a(z)$ и характеризующийся радиусом кривизны $R = (d^2a(z)/dz^2)^{-1}$, который существенно превышает характерный размер доменной границы δ ($\delta \ll R$). Изменение намагниченности между противоположно намагниченными берегами контакта будем предполагать в виде $\mathbf{M} = (0, 0, M_z = M \tanh[(x - q)/\delta])$, δ – ширина ДГ [10]. Электропроводность контакта в баллистическом пределе определяется его туннельными свойствами и задается формулой Ландауэра [11]

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_{\sigma, n, m} \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f_\sigma}{\partial \varepsilon} \right) T_{\sigma, n, m}(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, h – постоянная Планка, $f_\sigma(\varepsilon)$ – функция распределения электронов по энергии ε , зависящая от направления проекции спина σ на ось квантования z , $T_{\sigma, n, m}(\varepsilon)$ – вероятность прохождения электрона через канал с заданной поперечной энергией, зависящей от двух квантовых чисел n и m . В пределе низких температур $T \rightarrow 0$ проводимость наноконтакта определяется его прозрачностью для электронов на уровне Ферми:

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_{\sigma, n, m} T_{\sigma, n, m} |_{\varepsilon = \varepsilon_F}. \quad (2)$$

Вероятность прохождения канала наноконтакта (перемычки), содержащего ДГ, может быть найдена путем решения уравнения Шредингера с учетом энергии обменного расщепления

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi - J(z) \sigma \psi = \varepsilon \psi, \quad (3)$$

где $J(z) = J(0) \tanh[(z - q)/\delta]$, с нулевыми граничными условиями для волновой функции электронов на боковой границе перемычки, то есть $\psi(|\mathbf{r}| = a(z)) = 0$, где \mathbf{r} – радиус-вектор в цилиндрической системе координат. Решение этой задачи ищется путем факторизации волновой функции в виде $\psi(\mathbf{r}, z) = \Phi(r, \varphi, z) Z(z)$, где радиальная часть функции $\Phi(r, \varphi, z)$ удовлетворяет редуцированной двумерной задаче Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_\perp \Phi = \varepsilon_{m, n} \Phi \quad (4)$$

с нулевым граничным условием $\Phi(r = a(z)) = 0$, где

$$\Delta_\perp = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2},$$

φ - азимутальный угол. Решение этой задачи дается функцией $\Phi = J_m(\gamma_{m,n}r/a)\exp(i\varphi m)$, где $J_m(x)$ - функция Бесселя, а $\gamma_{m,n}$ - ее нули, то есть $J_m(\gamma_{m,n}) = 0$. При этом собственные значения "поперечной" энергии электрона определяются соотношением $\varepsilon_{m,n} = \gamma_{m,n}^2 \hbar^2 / 2ma^2$. В пределе длинной перемычки $R \gg \delta$ можно пренебречь слабой зависимостью поперечной энергии $\varepsilon_{m,n}(z)$ и радиальной части волновой функции $\Phi(r_\perp, z)$ от координаты z (адиабатическое приближение) и тогда остающаяся часть волновой функции $Z(z)$ удовлетворяет одномерной задаче Шредингера на прохождение потенциального барьера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 Z}{dz^2} - J(z)\sigma Z = (\varepsilon - \varepsilon_{m,n})Z, \quad (5)$$

где $J(z) = J_0 \tanh[(z - q)/\delta]$, $\sigma = \pm 1$, которая может быть решена точно (см., например, [12]). В последнем уравнении опущены члены $\sim \Phi^{-1}(d^2\Phi/dr^2)(da(z)/dz)^2$, $(d \ln \Phi/dr)^2 (d^2 a(z)/dz^2)$. Это приближение, очевидно, справедливо, если на уровне Ферми $k_F^2 a R$, $(k_F R)^2 \gg 1$. Если предположить, что асимптотика волновой функции $Z(z)$ вдали от барьера при $z \rightarrow -\infty$ имеет вид $Z(z) = C_1[\exp(ik_{n,m}z) + A_r \exp(-ikz)]$, где A_r - относительная амплитуда волны отражения, $k = [(2m/\hbar^2)(\varepsilon - \varepsilon_{m,n} - \sigma J_0)]^{1/2}$ - волновое число набегающей волны, то полное решение задачи (см. [12]) задается гипергеометрической функцией

$$Z(z) = \exp(ik'_{n,m}z) F(i\delta(k_{n,m} - k'_{n,m})/2, -i\delta(k_{n,m} + k'_{n,m})/2, -i\delta k'_{n,m} + 1, -\exp(-2z/\delta)),$$

где $k'_{n,m} = (2m/\hbar^2)(\varepsilon - \varepsilon_{m,n} + \sigma J_0)$. При этом коэффициент прохождения $T = 1 - |A_r|^2$ равен

$$T_{n,m} = 1 - \frac{\sinh^2[\pi(\delta/2)(k_{n,m} - k'_{n,m})]}{\sinh^2[\pi(\delta/2)(k_{n,m} + k'_{n,m})]}. \quad (6)$$

Учитывая, что суммирование по энергиям для мажорных и минорных электронов с учетом эквивалентности коэффициента надбарьерного отражения дает одинаковый результат, в длинноволновом пределе $k\delta \ll 1$ с помощью полученного выражения из формулы Ландауэра (2) для нулевой температуры будем иметь

$$G_{\uparrow\downarrow} = \frac{2e^2}{h} \sum_{n,m} \frac{4k_{n,m}k'_{n,m}}{(k_{n,m} + k'_{n,m})^{1/2}} \Big|_{\varepsilon=\varepsilon_F} \theta(\varepsilon_F - J_0 - \varepsilon_{m,n}), \quad (7)$$

где $\theta(x)$ - функция Хевисайда. В отсутствие доменной границы прозрачность канала для электронов выше уровня Ферми равна единице и поэтому

$$G_{\uparrow\uparrow} = \frac{e^2}{h} \sum_{n,m} [\theta(\varepsilon_F - J_0 - \varepsilon_{m,n}) + \theta(\varepsilon_F + J_0 - \varepsilon_{m,n})]. \quad (8)$$

Из этой формулы следует, что различие в сдвиге уровня Ферми для мажорных и минорных электронов будет приводить к расщеплению ступенек проводимости цилиндрического контакта, возникающих при варьировании радиуса перешейки. При антипараллельном намагничивании берегов это расщепление отсутствует.

На рис.1 приведены результаты расчетов электропроводности контакта $G(k_F a)$ в единицах $2e^2/h$ в зависимости от нормированного радиуса канала $k_F a$, где k_F - волновое число на уровне Ферми, полученные для железа с использованием найденных формул для одно- и противонаправленного намагничивания берегов контакта

(кривые 1 и 2 соответственно). Из приведенных расчетов следует, что, во-первых, происходит смещение кривой зависимости проводимости от нормированной ширины перемычки k_{Fa} так, что величина проводимости контакта с доменной границей снижается. Во-вторых, форма зависимости $G(k_{Fa})$ между скачками проводимости также меняется: в случае присутствия доменной границы в канале ступенчатые скачки проводимости сглаживаются.

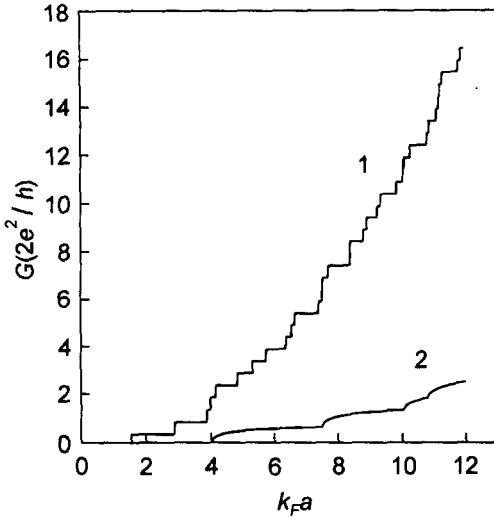


Рис.1. Зависимость проводимости длинного цилиндрического канала от его нормированной ширины для наноконтакта железа: 1 – в отсутствие доменной границы в канале, 2 – для встречного направления спинов в берегах

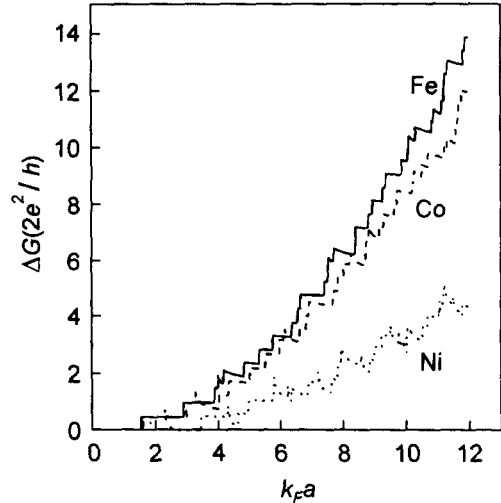


Рис.2. Зависимость изменения проводимости длинного наноконтакта, возникающего при переполаризации берегов и появлении доменной границы внутри канала: сплошная кривая – для Fe; штриховая кривая – для Co; пунктирная кривая – для Ni

На рис.2 приведены изменения проводимости канала, рассчитанные для Fe, Co и Ni с учетом поперечного квантования состояний электронов $\Delta G(k_{Fa}) = G_{\uparrow\uparrow} - G_{\downarrow\downarrow}$, вызванные возникновением внутри канала доменной границы типа “голова к голове”. Параметр $J_0/\epsilon_F = \nu$ был взят, согласно данным работы [6], равным соответственно $\nu = 0.74; 0.61; 0.217$. Ожидаемое изменение магнитосопротивления при этом оказалось существенно выше значений, предсказываемых в [6] аналогичной теорией для безграничных контактов с изолирующей прослойкой. Это связано с тем, что сильное изолирующее влияние прослойки существенно снижает эффект влияния намагниченности на проводимость контакта.

3. Рассмотрим теперь случай контакта с большой кривизной перемычки между берегами, то есть $\delta \gg R$. В этом случае пространственное изменение “поперечной энергии” $\epsilon_{m,n} = \gamma_{m,n}^2 \hbar^2 / 2ma^2(z)$ будет играть основную роль, а градиент потенциала, создаваемый доменной границей, будет смещать величину и положение максимума эффективного потенциального барьера. Действительно, полный потенциал для обсуждавшейся второй задачи Шредингера, определяющей вероятность прохождения электронов, можно редуцировать следующим образом:

$$U(z) = \gamma_{m,n}^2 \hbar^2 / 2ma^2(z) - \sigma J(z) \approx (\gamma_{m,n}^2 \hbar^2 / 2ma^2)(1 - z^2/R^2) +$$

$$+\sigma J_0 \tanh[(z-q)/\delta] \approx \varepsilon_{n,m}^0 - \gamma_{m,n}^2 \hbar^2 / 2ma^2 ((z - \sigma z_0)/R)^2,$$

где $\varepsilon_{n,m}^0 = \gamma_{m,n}^2 \hbar^2 / 2ma^2 - \sigma J_0 q / \delta + (J_0^2 ma^2 / 2\gamma_{m,n}^2 \hbar^2) R^2 / \delta^2$, $z_0 = (J_0 ma^2 / \gamma_{m,n}^2 \hbar^2) R^2 / \delta$.
Решение задачи Шредингера с учетом возникающего барьера приводит к следующей формуле для коэффициента прохождения электронов с энергией на уровне Ферми $\varepsilon_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m$:

$$T_{n,m} = \frac{1}{1 + \exp(-Q_{m,n})}, \quad (9)$$

$$Q_{m,n} = Q_{m,n}^{(0)} + Q_{m,n}^{(1)} + \sigma Q_{m,n}^{(2)}, \quad Q_{m,n}^{(0)} = (\pi R a k_F^2 / \gamma_{m,n}) [1 - (\gamma_{m,n} / a k_F)^2],$$

$$Q_{m,n}^{(1)} = (\pi R k_F) (J_0 / \varepsilon_F)^2 (a k_F / \gamma_{m,n})^3 R^2 / \delta^2, \quad Q_{m,n}^{(2)} = (\pi R k_F) (J_0 / \varepsilon_F) (a k_F / \gamma_{m,n}) q / \delta.$$

Из формулы Ландауэра получаем тогда

$$G_{\uparrow\downarrow} = \frac{e^2}{h} \sum_{\sigma,n,m} \frac{1}{1 + \exp(Q_{n,m})} \theta(\varepsilon_F - J_0 - \varepsilon_{m,n}). \quad (10)$$

В коротковолновом пределе $Rk_F \gg 1$ формулу (10) можно приближенно представить в виде

$$G_{\uparrow\downarrow} = G_0 + \left\langle \left(\frac{\partial G}{\partial Q} \right)_0 Q^{(1)} \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial G}{\partial Q} \right)_0 Q^{(2)} \right\rangle + \frac{1}{2} \left\langle \left(\frac{\partial^2 G}{\partial Q^2} \right)_0 Q^{(2)^2} \right\rangle + \dots \approx G_0 + \left\langle \left(\frac{\partial G}{\partial Q} \right)_0 Q^{(1)} \right\rangle + \frac{1}{2} \left\langle \left(\frac{\partial^2 G}{\partial Q^2} \right)_0 Q^{(2)^2} \right\rangle. \quad (11)$$

Из этой формулы видно, что наличие доменной границы в коротком контакте приводит к двум эффектам. Во-первых, происходит неравномерное смещение скачков зависимости сопротивления от нормированной ширины переключки пропорционально фактору $\Delta_1(a k_F) \sim (J_0 / \varepsilon_F)^2 (a k_F / \gamma_{m,n})^3 R^2 / \delta^2$. Во-вторых, смещение центра доменной границы также неравномерно смещает положение скачков пропорционально фактору $\Delta_2(a k_F) \sim (J_0 / \varepsilon_F) (a k_F / \gamma_{m,n}) q / \delta$. Последний эффект может контролироваться внешним магнитным полем благодаря зависимости смещения ДГ от поля $q(H)$.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку (грант # 98-02-16469).

-
1. J.L.Costa-Krämer, N.Garsia, P.Garsia-Mochales et al., Phys. Rev. **B55**, 5416 (1997).
 2. E.N.Bogachek, M.Jonson, R.I.Shekhter, and T.Swahn, Phys. Rev. **B50**, 18341 (1994).
 3. N.Garcia, M.Munoz, and Y.-W.Zhao, Phys. Rev. Lett. **82**, 2923 (1999).
 4. R.P. van Gorkom, S.J.C.H.Theeuwens, K.P.Wellock et al., J. Appl. Phys. (1999).
 5. J.F.Bobo, H.Kikuchi, O.Redon et al., Phys. Rev. **B60**, 4131 (1999).
 6. J.C.Slonczewski, Phys. Rev. **B39**, 6995 (1989).
 7. P.M.Levy and S. Zhang, Phys. Rev. Lett. **79**, 5111 (1977).
 8. M.Viret, D.Vignoles, D.Cole et al., Phys. Rev. **B53**, 8464 (1996).
 9. J.F.Gregg, W.Allen, K.Ounadjela et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 1580 (1996).
 10. Л.Н.Булаевский, В.Л.Гинзбург, Письма в ЖЭТФ **11**, 404 (1970).
 11. R.Landauer, IBM J. Res. Dev. **1**, 223 (1957).
 12. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. *Квантовая механика*, М.: ГИФМЛ, 1963.