Концентрационная зависимость когерентного вклада доменных стенок в электросопротивление

© А.И. Морозов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва, Россия

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 20 октября 2008 г.)

Проведен анализ вклада механизма Леви–Чанга в магнетосопротивление полосовой доменной структуры и получена зависимость указанного вклада от концентрации доменных стенок для случаев, когда характерная длина спиновой диффузии превосходит и намного меньше периода доменной структуры.

PACS: 73.43.Qt, 75.47.-m, 75.60.Ch

1. Введение

Вопросу о вкладе доменных стенок в электросопротивление было посвящено большое число работ (см., например, [1–12]). Механизмы влияния доменных стенок на электросопротивление можно условно разделить на две группы. К первой относятся механизмы, связанные с наличием рассеяния носителей заряда, которое вызвано самой доменной стенкой. Ко второй группе можно отнести механизмы, основанные на модификации доменными стенками параметров среды (волновых функций носителей заряда, их концентрации и т. д.), которая приводит к изменению параметров рассеяния носителей заряда фононами, примесями и т. п.

Ко второй группе относится, в частности, механизм, предложенный Леви и Чангом в работе [3], к анализу которого мы переходим.

2. Адиабатическое приближение

Данное приближение основано на предположении, что намагниченность ферромагнетика изменяется в доменной стенке достаточно плавно, при этом проекция спина носителя заряда в процессе его перемещения успевает следовать за локальным направлением ферромагнитного параметра порядка в доменной стенке.

Выберем в качестве базиса адиабатического приближения волновые функции, описывающие состояния, в которых проекция спина носителя заряда на локальное направление намагниченности составляет величину $\pm 1/2$.

Рассмотрим систему параллельных друг другу плоских доменных стенок, перпендикулярных оси x декартовой системы координат. Пусть параметр порядка в соседних доменах параллелен (антипараллелен) оси z этой системы координат. Вращение намагниченности в доменной стенке происходит относительно оси x (блоховская доменная стенка) или оси y (неелевская доменная стенка), и его локальная ориентация характеризуется углом θ, который он составляет с осью z. Модуль параметра порядка представляется неизменной величиной.

Волновые функции адиабатического приближения могут быть получены из обычных блоховских функций $\psi_{\mathbf{k},\uparrow}(r)$ и $\psi_{\mathbf{k},\downarrow}(r)$ с фиксированным значением проекции спина носителя заряда на ось z $(S_z = \pm 1/2)$ путем калибровочного преобразования [3]

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \widehat{R}_\theta \begin{pmatrix} \psi_{\mathbf{k},\uparrow}(r) \\ \psi_{\mathbf{k},\downarrow}(r) \end{pmatrix}, \tag{1}$$

где

$$\widehat{R}_\theta = \exp\left(-i\,\frac{\theta}{2}\,\sigma_x\right) \tag{2}$$

а σ_x — матрица Паули. Выражение (2) соответствует случаю блоховских доменных стенок; в случае неелевских стенок σ_x заменяется на σ_y.

В результате этого калибровочного преобразования оператор потенциальной энергии носителя заряда приобретает тот же вид, что и в монодоменном ферромагнетике. Однако оператор кинетической энергии не коммутирует с $\widehat{R}_\theta$, в результате гамильтониан записывается в виде [3,6]

$$\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \widehat{W}, \tag{3}$$

$$\widehat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m}\,\Delta + V(\mathbf{r}) - J\sigma_z, \tag{4}$$

$$\widehat{W} = -\frac{\hbar}{2m}\,\sigma_x\theta'_x\,\widehat{p}_x + \frac{i\hbar^2}{4m}\,\sigma_x\theta''_{xx} + \frac{\hbar^2}{8m}\,(\theta'_x)^2, \tag{5}$$

где $V(\mathbf{r})$ — потенциал ионной решетки, $2J$ — обменное расщепление подзон с противоположными проекциями спина, σ_z — матрица Паули, $\widehat{p}_x$ — оператор компоненты импульса, а m — масса электрона.

Волновые функции (1) являются собственными функциями оператора $\widehat{H}_0$, а оператора $\widehat{W}$ представляет собой возмущение и отличен от нуля в области доменных стенок. Первые два слагаемых в (5) обусловливают смешивание адиабатических волновых функций с противоположными проекциями спина. Возмущение является слабым в случае, когда $k_{\mathrm{F}}L \gg 1$, где k_{F} — фермиевский волновой вектор электронов проводимости, а L — ширина доменной стенки.

3. Когерентный вклад Леви–Чанга в сопротивление

Рассмотрим диагональный по волновому вектору матричный элемент $W_0 = \langle \mathbf{k} | \widehat{W} | \mathbf{k} \rangle$. Последнее слагаемое в (5) дает только постоянную и не зависящую от S_z поправку к энергии состояний, вклад второго слагаемого в диагональный матричный элемент равен нулю. Таким образом, когерентный вклад доменных стенок в сопротивление обусловлен первым слагаемым в (5), т. е. пропорционален σ_x.

Наличие $W_0 \neq 0$ не приводит непосредственно к появлению сопротивления, но вызывает смешивание адиабатических волновых функций, отвечающих одному и тому же значению волнового вектора и противоположным направлениям спина. Это в свою очередь вызывает изменение матричных элементов, описывающих рассеяние носителей заряда на примесях и фононах, и, следовательно, приводит к магнетосопротивлению, которое в случае доменной стенки толщиной 150 Å авторы работы [3] оценили как $\sim 1\%$.

Полученное в этой работе значение W_0 (оно обозначено в [3] буквой ξ) не зависело от концентрации доменных стенок. Однако в силу нормировки ψ-функций $\psi \propto 1/\sqrt{V}$, где V — объем кристалла. Как было показано в работе [11], при условии идентичности доменных стенок, как и следовало ожидать, величина когерентного вклада в магнитосопротивление $(\Delta\rho/\rho)_{\mathrm{coh}}$ оказывается пропорциональной квадрату концентрации доменных стенок. Однако доменные стенки могут различаться направлением вращения намагниченности, т. е. знаком величины θ'_x. Если концентрация стенок обоих типов одинакова, то $W_0 = 0$, т. е. эффект Леви–Чанга отсутствует. В противном случае $W_0 \propto n_+ - n_-$, где n_+ и n_- — концентрации стенок с противоположным направлением вращения намагниченности. При этом величина W_0 практически не зависит от ширины доменной стенки, так как $\int \theta'_x dx$ дает величину угла поворота намагниченности в доменной стенке, равную $\pm\pi$.

Окончательно в случае отсутствия спиновой релаксации получаем

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\mathrm{coh}} = (n_+ - n_-)^2 \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\mathrm{L\text{-}Zh}} L^2 \sim \left(\frac{\hbar^2 k_{\mathrm{F}}}{mJ}\right)^2 (n_+ - n_-)^2, \tag{6}$$

где $(\Delta\rho/\rho)_{\mathrm{L\text{-}Zh}}$ — результат расчета Леви–Чанга [3], а величина $(\Delta\rho/\rho)_{\mathrm{L\text{-}Zh}} L^2$ не зависит от толщины доменной стенки.

Формула (6) получена без учета спиновой релаксации. Спин-диффузионная длина L_{sf}, равная [13]

$$L_{\mathrm{sf}} = \left[\frac{1}{3}\, v_{\mathrm{F}} l \tau_{\mathrm{sf}}\right]^{1/2}, \tag{7}$$

где v_{F} — фермиевская скорость, l — длина свободного пробега носителей заряда, обусловленная их взаимодействием с фононами или дефектами кристаллической решетки, а τ_{sf} — характерное время релаксации по спину, является характерным расстоянием, на котором теряется „память“ о первоначальном спиновом состоянии.

Разобьем мысленно ферромагнетик на пластины размером L_{sf}, ориентированные перпендикулярно оси x, т. е. параллельные доменным стенкам. Возможны два предельных случая.

a) $L_{\mathrm{sf}} \gg b$, где b — ширина домена.

Тогда в заданную полосу попадает $L_{\mathrm{sf}}/b \gg 1$ доменных стенок. Именно их вклады в W_0 складываются когерентно. Вклады более удаленных стенок уже не являются когерентными вследствие процессов декогеренизации состояний носителей заряда по спину. Таким образом, вклады различных полос в сопротивление складываются по обычным правилам для случая параллельного (CIP-геометрия) или последовательного (CPP-геометрия) соединения проводников.

Характерная флуктуация величины $N_+ - N_-$, где N_+ и N_- — число доменных стенок с различным направлением вращения намагниченности в полосе, при случайном выборе направления вращения намагниченности в доменной стенке составляет величину порядка $\sqrt{N_+ + N_-}$, а $n_+ - n_- = (N_+ - N)/L_{\mathrm{sf}}$. Тогда из формулы (6) получаем

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\mathrm{coh}} \sim n L_{\mathrm{sf}}^{-1} \left(\frac{\hbar^2 k_{\mathrm{F}}}{mJ}\right)^2 \equiv n\xi, \tag{8}$$

где $n = n_+ + n_-$ — концентрация доменных стенок. Таким образом, в данном предельном случае вклады доменных стенок в сопротивление практически аддитивны, т. е. $(\Delta\rho/\rho)_{\mathrm{coh}} \propto n$, а параметр ξ представляет собой характерный вклад отдельной стенки в сопротивление. В металле по порядку величины

$$\xi \sim \frac{a^2}{L_{\mathrm{sf}}} \left(\frac{\varepsilon_{\mathrm{F}}}{J}\right)^2, \tag{9}$$

где a — межатомное расстояние, а ε_{F} — энергия Ферми.

b) $L \ll L_{\mathrm{sf}} \ll b$.

В этом предельном случае изменение сопротивления возникает только в полосах, содержащих доменные стенки.

В такой полосе $(n_+ + n_-) = L_{\mathrm{sf}}^{-1}$, а

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\mathrm{str}} \sim \left(\frac{\hbar^2 k_{\mathrm{F}}}{m L_{\mathrm{sf}} J}\right)^2. \tag{10}$$

Но поскольку относительная концентрация таких полос равна $L_{\mathrm{sf}}/b \ll 1$, для всего образца $(\Delta\rho/\rho)_{\mathrm{coh}}$ описывается формулой (8).

4. Заключение

Вследствие случайности выбора направления вращения намагниченности в доменной стенке, вклад доменных стенок в сопростивление образца оказывается аддитивным и описывается формулой (8).

Поскольку внешнее магнитное поле переводит образец в монодоменное состояние и устраняет рассматриваемый механизм, формулы (8)–(10) описывают вклад доменных стенок в магнетосопротивление.

Так как он обратно пропорционален L_{sf}, его измерение можно использовать для получения информации о величине спин-диффузионной длины.

Список литературы

[1] G.G. Cabrera, L.M. Falicov. Phys. Status Solidi B **61**, 539 (1974); **62**, 217 (1974).
[2] J.F. Gregg, W. Allen, K. Ounadjela, M. Viret, M. Hehn, S.M. Thompson, J.M.D. Coey. Phys. Rev. Lett. **77**, 1580 (1996).
[3] P.M. Levy, S. Zhang. Phys. Rev. Lett. **79**, 5110 (1997).
[4] G. Tatara, H. Fukuyama. Phys. Rev. Lett. **78**, 3773 (1997).
[5] R.P. van Gorkom, A. Brataas, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. Lett. **83**, 4401 (1999).
[6] A. Brataas, G. Tatara, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. B **60**, 3406 (1999).
[7] E. Simanek. Phys. Rev. B **63**, 224 412 (2001).
[8] R. Danneau, P. Warin, J.P. Attane, I. Petej, C. Beigne, C. Fermon, O. Klein, A. Marty, F. Ott, Y. Samson, M. Viret. Phys. Rev. Lett. **88**, 157 201 (2002).
[9] V.K. Dudaev, J. Barnas, A. Lusakowski, L.A. Turski. Phys. Rev. B **65**, 224 419 (2002).
[10] V.K. Dudaev, J. Berakdar, J. Barnas. Phys. Rev. B **68**, 104 434 (2003).
[11] А.И. Морозов. ФТТ **45**, 1417 (2003).
[12] E. Simanek, A. Rebei. Phys. Rev. B **71**, 172 405 (2005).
[13] T. Valet, A. Fert. Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).