Письма в ЖЭТФ, том 74, вып. 8, с. 466 – 471

К теории эффекта "гигантского" магнетосопротивления (продольный ток)

В. Я. Кравченко

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 18 сентября 2001 г.

Решается задача о проводимости многослойного образца (чередующиеся слои из немагнитного и магнитного металлов) при параллельном поверхностям токе. Используется система кинетических уравнений. Анализируются условия, при которых изменения проводимости при смене характера взаимной ориентации намагниченностей в соседних слоях порядка исходных величин проводимости, выявляются определяющие эффект параметры и соотношения между ними.

PACS: 73.40.-c, 73.50.Jt

1. Эффект "гигантского" магнетосопротивления (GMR) реализуется в системах из чередующихся слоев ферромагнитного (m-) и немагнитного (n-) металлов. Последовательные m-слои, исходно имевшие антипараллельную (AP) ориентацию намагниченностей, под действием сравнительно слабых магнитных полей (гораздо меньших, чем вызывающие заметное магнетосопротивление в массивных образцах из тех же металлов) переходят к параллельной (P) ориентации, и при этом существенно меняется сопротивление многослойки (относительные изменения – до десятков процентов). Первые экспериментальные работы по GMR – [1, 2], обзоры представлены в [3 – 6]. Поначалу было обнаружено уменьшение сопротивления – "отрицательный" эффект (GNMR), позже при смене AP ориентации на P наблюдали и рост сопротивления ("положительный", или "обратный", эффект). Выяснению механизмов эффекта GMR посвящено большое число теоретических публикаций. В ряде работ анализ проводился, согласно терминологии авторов, "из первых принципов" [7 – 11]: моделировалась электронная структура для конкретных вариантов упаковки нескольких моноатомных плоскостей в слои, выявлялись специфические электронные моды, локализованные у поверхностей, и их вклад в изменение проводимости. Исследования такого типа опираются на модели и численные оценки и вряд ли выявляют общую физическую картину эффекта. При другом подходе используется квазиклассическое описание с привлечением спектральных свойств электронов "материнских" n- и m-металлов, проводимость системы вычисляется либо в формализме гриновских функций [12 – 15], либо с использованием кинетических уравнений [16 – 20] (в квазиклассическом приближении эти методики эквивалентны). Однако теоретический анализ выполнен, на наш взгляд, недостаточно последовательно и полно, а в ряде случаев и не вполне корректно. Так, возникают претензии к граничным условиям, в которых в дополнение к обычным параметрам Фукса [21, 22] фигурируют коэффициенты переходов (из m- и в n-слои и обратно). В ряде работ эти коэффициенты полагались совпадающими, причем во всей области изменения импульсов [17, 20], в некоторых работах равенство относилось к диффузным частям, а для зеркальных использовались упрощенные оптические аналоги [18, 23]. В итоге были упущены важные вклады в спин-зависимость параметров переходов. Далее, не оценивалась относительная роль n- и m-электронов в формировании ориентационно-зависимых вкладов в проводимость; не выяснено, в каком соотношении должны быть зеркальные и диффузные части, чтобы реализовался именно "гигантский" эффект; какие факторы определяют знак эффекта.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу задачи о продольном токе в многослойной системе (так называемая CIP-геометрия) с использованием системы кинетических уравнений. Граничные условия для функций распределения на поверхностях раздела слоев формулируются с помощью обобщенных параметров Фукса. Исследуется зависимость изменения электропроводности от параметров энергетических спектров n- и m-электронов, выявляются факторы, определяющие величину и знак эффекта.

2. Уравнения задачи. Запишем функцию распределения электронов с импульсом $\mathbf{p}$, энергией $\varepsilon^s_{\mathbf{p}}$ и проекцией спина s ($s = \pm 1$ означает знак проекции спина на ось квантования) в произвольном слое $i = (n_j, m_j)$ в виде

$$f_i^s = f_{0i}^s + \frac{\partial f_{0i}^s}{\partial \varepsilon_{ip}^s}\chi_i^s, \qquad (1)$$

где $f_{0i}^s = f_0(\varepsilon_{ip}^s - \mu)$ – равновесная функция Ферми. Ограничимся простым параболическим спектром носителей:

$$\varepsilon_{njp}^s = \varepsilon_{np} = p^2/2m_n + \varepsilon_n,$$
$$\varepsilon_{mjp}^s = p^2/2m_m + \varepsilon_m - \Omega_j s; \qquad (2)$$

выделены начала отсчета n- и m-спектров; наличие намагниченности выражено в виде зеемановской энергии спина $\Omega_j s$; при P-упаковке все Ω_j одинаковы, а при AP-упаковке они меняют знак при изменении индекса j на единицу. В уравнении для неравновесной добавки $\chi_i^s(\mathbf{p})$ ограничимся записью интеграла столкновений через времена релаксации:

$$v_z\frac{\partial \chi_i^s}{\partial z} + \frac{\chi_i^s}{\tau_{si}} = -ev_x E_x, \qquad (3)$$

E_x – напряженность электрического поля, $1/\tau_{si}$ – частота рассеяния из состояния s, ось z направлена по нормали к слоям. Введем обозначения для импульсов Ферми:

$$p_{si} = p_i\sqrt{\Gamma_{si}},\ p_i = \sqrt{2m_i(\mu - \varepsilon_i)},$$
$$\Gamma_{si} = 1 + s\frac{\Omega_i}{\mu - \varepsilon_m}. \qquad (4)$$

Параметр Γ_{sj} характеризует различия энергетических сдвигов s-групп, имеющие место только для m-электронов (для n-электронов $\Gamma_{sn} = 1$). Использовав (4), запишем выражения для импульсов из (2) при $\varepsilon_i^s = \mu$ и парциальные плотности состояний в виде

$$p^2 = p_z^2 + p_\parallel^2 = p_i^2\Gamma_{si},\ \nu_{iF}^s = \frac{p_i m_i}{2\pi^2\hbar^3}\sqrt{\Gamma_{si}} \qquad (5)$$

($\mathbf{p}_\parallel$ – параллельная поверхностям слоев компонента электронного импульса).

Ограничимся ситуацией, когда доминирует упругое рассеяние и в потенциалах можно не учитывать спин-зависящих частей, что позволит опустить вклады от переходов с изменением спиновой проекции $s \to -s$. Учтя, что частота рассеяния пропорциональна плотности конечных состояний на уровне химического потенциала ν_i^s, удобно произвести следующее переобозначение времен релаксации:

$$1/\tau_{si} = \sqrt{\Gamma_{si}}/\tau_i, \qquad (6)$$

где "номинальные" времена τ_i не зависят от s. Примем для определенности, что внешние поверхности образца являются n-слоями. Положим, что толщины слоев одинаковы для каждого сорта и равны d_n, d_m, так что общая толщина образца $D = D_m + D_n$, $D_m = Kd_m$, $D_n = (K+1)d_n$. Граничные условия на поверхностях между слоями j и j' представляются в следующем виде:

$$\chi_{j'l}^{s>}(p) = [t_{cj's}^{jsp}\chi_{jr}^{s>}(\tilde{p}_t(s)) + r_{cs}^{j'sp}\chi_{j'l}^{s<}(\tilde{p}_r(s))],$$
$$\tilde{\mathbf{p}}_{\mathbf{t}}(s) = (\mathbf{p}_\parallel, \sqrt{p_{js}^2 - p_\parallel^2}), \qquad (7)$$
$$\tilde{\mathbf{p}}_{\mathbf{r}}(s) = (\mathbf{p}_\parallel, -\sqrt{p_{j's}^2 - p_\parallel^2}).$$

Здесь t_c, r_c – коэффициенты зеркального прохождения через границы и отражения от них. Индексы $r(l)$ отмечают принадлежность к правой (левой) границе j-го или j'-го слоя, индексы у $\tilde{\mathbf{p}}$ указывают на исходные импульсы для прохождения и отражения, соответственно, знаки $>$ ($<$) отвечают положительным (отрицательным) значениям скорости v_z. Условия для $\chi_{jrp}^{s<}$ (по другую сторону границы $z = z_{jj'}$) записываются аналогично. Параметры $\hat{t}_c$ зависят от импульса:

$$t_{cj's}^{jsp} = t_{cjs}^{j'sp} = t_{cj's}^{js}\Theta[min(p_{js}, p_{j's}) - p_\parallel], \qquad (8)$$

Θ – функция единичного скачка Хэвисайда, отмечающая область совпадения продольных импульсов; коэффициенты $t_{cj's}^{js} = t_{cjs}^{j's}$ полагаются постоянными. Условия нормировки, связывающие зеркальные и диффузные параметры при переходах из состояний (jsp) во все возможные (с тем же значением s), таковы:

$$t_{cj's}^{jsp} + r_{cs}^{jsp} + \zeta_{j's}^{j} = 1. \qquad (9)$$

Введен суммарный параметр диффузности $\zeta_{j's}^{js}$, полагаемый далее не зависимым от p. Подробности вывода граничных условий и соотношений между параметрами см. в [24].

Запишем решения (3) в слое m_j в следующем виде:

$$\chi_{m_j}^{s>} = -eE_x v_x\tau_{sm_j}\left[1 - (1 - \alpha_{m_j}^s)\exp(-\frac{z - z_{m_j}^l}{v_z\tau_{sm_j}})\right],$$
$$v_z \geq 0, \qquad (10)$$
$$\chi_{m_j}^{s<} = -eE_x v_x\tau_{sm_j}\left[1 - (1 - \beta_{m_j}^s)\exp(-\frac{z - z_{m_j}^r}{v_z\tau_{sm_j}})\right],$$
$$v_z \leq 0$$

и аналогично для $\chi_{n_j}^s$. Значения параметров $\alpha(\beta)$, через которые выражается влияние зеркальной доли рассеяния на левой (правой) поверхности раздела на электронное распределение, находятся из системы уравнений, следующих из граничных условий (7).

Положим, что структура всех границ между n- и m-слоями одинакова, так что неэквивалентность их рассеивающих свойств для n-электронов обусловлена только разной ориентацией намагниченностей m-слоев, примыкающих к поверхностям раздела. Поэтому параметры проникновения t и отражения r на различных границах связаны определенными соотношениями. При P-ориентации должны выполняться очевидные равенства:

$$\Gamma_{sm_j} = \Gamma_{sm_{j\pm1}} \equiv \Gamma_s,\ \kappa_{sj} \equiv \kappa_s,$$

$$r_{s(r)}^{sn_jp} = r_{s(l)}^{sn_jp} = r_{s(r,l)}^{sn_{j\pm1}p} \equiv r_s^{snp},$$

$$t_{sm_j}^{sn_jp} = t_{sm_j}^{sn_{j-1}p} = t_{sm_{j+1}}^{sn_jp} \equiv t_{sm}^{snp}, \tag{11}$$

$$r_{s(r)}^{sm_jp} = r_{s(l)}^{sm_jp} = r_{s(r,l)}^{sm_{j\pm1}p} \equiv r_s^{smp},$$

$$t_{sn_{j-1}}^{sm_jp} = t_{sn_j}^{sm_jp} = t_{sn_j}^{sm_{j+1}p} \equiv t_{sn}^{smp}.$$

Исключением являются внешние поверхности n_0-го и n_K-го слоев; на них следует положить t=0. Вследствие (11) система уравнений для α, β сводится к эквивалентным парам уравнений для двух соседних слоев – за исключением уравнений, содержащих параметры внешних поверхностей. Если бы этого исключения не было, то имели бы место простые соотношения:

$$\alpha_{n_j}^s = \beta_{n_j}^s = A_n^s, \quad \alpha_{m_j}^s = \beta_{m_j}^s = A_m^s. \tag{12}$$

Отступления от этих равенств зависят от номера слоя и будут, как можно показать [24], тем меньшими, чем больше число слоев ($\propto 1/K$). Пренебрегая такими поправками, получим следующие уравнения для величин A:

$$A_n^s - R_s^{sn}(p)A_n^s - T_{sn}^{sm}(p)A_m^s/\kappa_s =$$

$$= r_{sc}^{snp}\hat{g}_n + t_{snc}^{smp}\hat{g}_m^s/\kappa_s,$$

$$A_m^s/\kappa_s - R_s^{sm}(p)A_m^s/\kappa_s - T_{sm}^{sn}(p)A_n^s =$$

$$= r_{sc}^{smp}\hat{g}_m^s/\kappa_s + t_{smc}^{snp}\hat{g}_n. \tag{13}$$

Здесь обозначено:

$$R_s^{sn_j}(p) = r_{sc}^{sn_jp}(1-\hat{g}_n),\ R_s^{sm_j}(p) = r_{sc}^{sm_jp}(1-\hat{g}_{m_j}^s),$$

$$T_{sm_j}^{sn_{j'}}(p) = t_{sm_jc}^{sn_{j'}p}(1-\hat{g}_n),\ T_{sn_j}^{sm_{j'}} = t_{sn_jc}^{sm_{j'}p}(1-\hat{g}_{m_{j'}}^s),$$

$$\hat{g}_n = 1 - \exp\left(-\frac{d_n}{\tau_n \hat{v}_{zn}}\right), \tag{14}$$

$$\hat{g}_{m_j}^s = 1 - \exp\left(-\frac{d_m}{\tau_{sm_j}\hat{v}_{zm}}\right),$$

$$\hat{v}_{zn} = \sqrt{p_n^2 - p_{\|}^2}/m_n, \quad \hat{v}_{zm} = \sqrt{p_{sm}^2 - p_{\|}^2}/m_m,$$

$$\kappa_{sj} = \frac{m_m\tau_n}{m_n\tau_{sm_j}} = \frac{M_n}{M_{m_j}^s},$$

$M_n, M_{m_j}^s$ – подвижности электронов в n- и m-слоях.

Исходя из таких же соображений, нетрудно установить соответствия параметров для случая AP-упаковки и найти соотношения между величинами α и β:

$$\begin{gathered}\alpha_{n_i}^s = \beta_{n_i}^{-s} = \alpha_{n_{i\pm1}}^{-s} = \beta_{n_{i\pm1}}^s = A_{1n}^s,\\ \alpha_{m_i}^s = \beta_{m_i}^s = \alpha_{m_{i\pm1}}^{-s} = \beta_{m_{i\pm1}}^{-s} = A_{1m}^s.\end{gathered} \tag{15}$$

Уравнения для A_1 записываются аналогично (13) с заменами величин A на A_1, причем в членах с коэффициентами T,R следует A_n^s заменить на A_{1n}^{-s}, при прочих заменах спиновые индексы сохраняются. Величина изменения электропроводности при AP $\to$ P-переориентации будет определяться разностными параметрами следующего вида:

$$\delta A_n^s = A_n^s - A_{1n}^{-s}, \quad \delta A_m^s = A_m^s - A_{1m}^s, \tag{16}$$

которые находятся из следующих уравнений:

$$\begin{gathered}\delta A_n^s - R_s^{sn}(p)\delta A_n^s - T_{sn}^{sm}(p)\delta A_m^s/\kappa_s = A_{1n}^{as},\\ \delta A_m^s/\kappa_s - R_s^{sm}(p)\delta A_m^s/\kappa_s - T_{sm}^{sn}(p)\delta A_n^s = 0.\end{gathered} \tag{17}$$

Здесь

$$F^{as} = F^s - F^{-s} \quad (F^a = F^+ - F^-). \tag{18}$$

Вычисляя плотность тока в слоях и переходя для характеристики всего образца к ее средней по толщине величине, найдем среднюю проводимость многослойного образца σ, в которой удобно выделить два слагаемых:

$$\sigma = \frac{1}{D}\int_0^D dz \sum_s \sigma_i^s(z) = \sigma_{bd} + \sigma_c. \tag{19}$$

Член σ_{bd} соответствует проводимости многослойного образца, какой она была бы при полностью диффузном рассеянии поверхностями:

$$\sigma_{bd} = \sigma_b - \sigma_d, \tag{20}$$

где σ_b составлена из проводимостей массивных материалов:

$$\sigma_b = \sigma_{bn} + \sigma_{bm}, \quad \sigma_{bn} = \frac{D_n}{D}\sigma_{0n},$$
$$\sigma_{bm} = \frac{D_m}{D}\sigma_{0m}, \quad \sigma_{0n,m} = \sum_s \sigma^s_{0n,m}, \tag{21}$$

а σ_d описывает “диффузную” редукцию объемной проводимости:

$$\sigma_d = \sigma_d(n) + \sigma_d(m),$$
$$\sigma_d(n) = \frac{3D_n}{2D}\sum_s \sigma^s_{0n} Y_n(u_n g_n l_n/d_n), \tag{22}$$
$$\sigma_d(m) = \frac{3D_m}{2D}\sum_s \sigma^s_{0m} Y_m(u_m g^s_m l_m/d_m).$$

Здесь обозначено:

$$Y_i(x_i) = \int_0^1 du_i(1-u_i^2)x_i, \quad u_i = p_z/p_{si},$$
$$g_i = 1 - \exp(-\frac{d_i}{u_i l_i}), \quad l_i = v_i\tau_i, \quad v_i = p_i/m_i,$$
$$\sigma^s_{0m_j} = \frac{1}{2}\sigma_{0m}\Gamma_{js}, \quad \sigma^s_{0n} = \frac{1}{2}\sigma_{0n}, \tag{23}$$

l – длины свободного пробега, не зависящие в используемом приближении от s, σ_{0i} – объемные проводимости. Фигурирующее в (21) и (22) суммирование по s выражений, зависящих только от локальных свойств данного (n-го или m-го) слоя, свидетельствует об отсутствии межслоевых корреляций и, следовательно, об отсутствии влияния на σ_{bd} изменений магнитного порядка в образце.

Вторая составляющая средней проводимости (19) σ_c, с которой и связан эффект GMR, определяется “зеркальными” переходами на поверхностях раздела слоев. Приведем соответствующее выражение для случая P-конфигурации:

$$\sigma_c^{\mathrm{P}} = \sigma_c^{\mathrm{P}}(m) + \sigma_c^{\mathrm{P}}(n),$$
$$\sigma_c^{\mathrm{P}}(n) = \frac{3}{4}\sigma_{bn}\textstyle\sum_s Y_n(u_n l_n g_n A^s_n/d_n),$$
$$\sigma_c^{\mathrm{P}}(m) = \frac{3}{4}\sigma_{bm}\sum_s Y_m(u_m l_m g^s_m A^s_m/d_m). \tag{24}$$

Подобным образом записывается и σ_c^{AP}. Представляющее основной интерес изменение проводимости имеет вид

$$\delta\sigma_c = \sigma_c^{\mathrm{P}} - \sigma_c^{\mathrm{AP}} = \delta\sigma_c(n) + \delta\sigma_c(m), \tag{25}$$

где выражения для $\delta\sigma$ отличаются от (24) заменой в аргументах интегралов Y_n, Y_m (23) величин A на δA.

3. Результаты и обсуждение. Приступая к выявлению условий реализации “гигантских” изменений проводимости, отметим ситуации, при которых это заведомо невозможно. Прежде всего, это случай ”толстых” слоев: $d_i \gg l_i$, $i = n, m$. В этих условиях как диффузная σ_d, так и зеркальная σ_c поправки незначительны: поверхностное рассеяние меняет σ лишь на величины $\leq \sigma \cdot (l/d)$. Аналогично, бесперспективен случай “толстых” n-, но “тонких” m-слоев, для которых $d_m \ll l_m$. При этом возможны заметные “зеркальные” вклады в проводимость по m-слоям (при несущественном изменении n-составляющих), однако их различия для P- и AP-упаковок пренебрежимо малы: согласно уравнениям (17), величины δA^s_m пропорциональны зеркальным параметрам T^n (14), экспоненциально малым при $d_n \gg l_n$.

Таким образом, на “гигантский” эффект можно рассчитывать в следующих случаях: 1) “тонкими” являются только n-слои:

$$l_n \gg d_n, l_m \ll d_m; \tag{26}$$

2) “тонкими” являются оба типа слоев:

$$l_m \gg d_m,\ l_n \gg d_n; \tag{27}$$

3) при обязательном наличии зеркальных составляющих в наборе параметров поверхностного рассеяния.

Далее приведены результаты, демонстрирующие наиболее благоприятные возможности реализации “гигантских” изменений проводимости (не представляющие затруднений вычисления опущены). Существенные отличия этих реализаций связаны с разными возможными вариантами соотношений между ферми-импульсами p_n и p_{ms}.

Вариант 1: $p_{ms} > p_n$. Начнем с ситуации, когда доминирует зеркальность, а поверхностное диффузное рассеяние менее существенно, чем объемное (характеризуемое функциями g (14), зависящими от величин d/l):

$$t_c, r_c \gg d/l \gg \zeta. \tag{28}$$

В условиях (28) "зеркальные" добавки вносят доминирующий вклад в общую проводимость. При (26) все "гигантские" изменения σ происходят в n-слоях:

$$\delta\sigma_c(n) \simeq \frac{\sigma_{bn}\Gamma_a t_c^a}{2\sqrt{\Gamma_+\Gamma_-}\sum_s \kappa_s[\sum_s t_c^s - t_c^+ t_c^-]}. \qquad (29)$$

В случае (27) в изменениях участвуют оба типа слоев, при этом

$$\delta\sigma_c(n) \simeq -\sigma_{bn}\frac{\Gamma_a^2}{10\kappa\sum_s \Gamma_s^{-1/2}\Gamma_+^2\Gamma_-^2 q^2(1+\delta)^2},$$
$$\delta = d_n l_m/d_m l_n, \quad q_s = q\sqrt{\Gamma}_s, \quad q = p_m/p_n. \qquad (30)$$

Вклад в изменение проводимости от m-слоев чувствителен к значению параметров q_s (30). При $q_s \gg 1$ общее изменение проводимости сведется к (30), то есть, в отличие от (29), должно соответствовать так называемому "обратному" эффекту. Иная ситуация будет иметь место при $q_+ \gg 1$ и $q_- \simeq 1$, тогда значительный вклад в $\delta\sigma_c(m)$ внесет ветвь m-электронов с $s = -1$:

$$\delta\sigma_c(m) \simeq \frac{\sigma_{bm}}{4}\frac{\Gamma_a\Gamma_-(1+\kappa_-\delta)}{(1+\delta)^2\kappa\sqrt{\Gamma_+\Gamma_-}\sum_s\Gamma_s^{1/2}}, \qquad (31)$$

что может существенно (вплоть до знака) изменить суммарный результат.

Обратимся к случаю, когда в условиях общего доминирования зеркальных коэффициентов роль диффузного поверхностного рассеяния оказывается более существенной, чем объемного рассеяния:

$$t_c, r_c \gg \zeta \gg \lambda, \quad \lambda = \frac{3d}{4l}\ln\frac{l}{d}. \qquad (32)$$

Здесь λ – известный размерный фактор [21, 22]. В случае (26) условия (32) приводят к результату, совпадающему с (29). Если же выполняется (27), то при (32) возникает размерная зависимость проводимостей. Приведем результат для "крайней" ситуации $q_s \gg 1$:

$$\delta\sigma_c \simeq \delta\sigma_c(n) \simeq \sigma_{bn}\lambda_n\frac{(\zeta_n^a + \zeta_m^a)^2}{(\zeta_n^+ + \zeta_m^+)(\zeta_n^- + \zeta_m^-)\sum_s(\zeta_n^s + \zeta_m^s)}. \qquad (33)$$

Наконец, рассмотрим случай, когда диффузные поверхностные коэффициенты превышают и зеркальные параметры:

$$\zeta \gg t_c, r_c, \lambda. \qquad (34)$$

Изменения проводимости реализуются лишь при (27) и сводятся только к $\delta\sigma_c(n)$:

$$\delta\sigma_c(n) \simeq \sigma_{bn}\lambda_n\frac{(\zeta_n^a)^2}{\zeta_n^+\zeta_n^-\sum_s\zeta_n^s}. \qquad (35)$$

Согласно (9), разностный параметр $\zeta_n^a = -t_{cm}^{na} - r_c^{na}$, поэтому по условию (33) масштаб изменений проводимости должен быть меньшим, чем в предыдущих случаях.

Для двух других возможных соотношений ферми-импульсов ограничимся рассмотрением крайних ситуаций, реализующихся при предельной асимметрии s-ветвей спектра m-электронов, когда состояния m-электронов с проекцией $s = -1$ можно вообще не учитывать (например, плотность состояний таких носителей на уровне Ферми $\nu_m^- \sim p_{-m} \to 0$); в немагнитных же слоях действуют электроны с обеими проекциями:

Вариант 2: $p_{+m} > p_n (> p_{-m})$;

Вариант 3: $p_n > p_{+m}$.

Как показывают вычисления, в условиях (3.1) и (3.3), (3.7)

$$\delta\sigma_c(n) \simeq \frac{\sigma_{bn}}{2\kappa_+}\begin{cases}\kappa_+ - 1, \; \zeta_n^- \ll d_n/l_n, \\ -1, \; \zeta_n^- \gg d_n/l_n\end{cases} \qquad (36)$$

(для варианта 3 существен лишь случай близких ферми-импульсов $q_+ \simeq 1$, когда результат совпадает с (36); если же $q_+ \ll 1$, то величина $\delta\sigma_c$ пренебрежимо мала).

Для "тонких" слоев обоего типа (27) и ограничений (28) в случае близости ферми-импульсов p_n и p_{+m} ($q_+ \simeq 1$) суммарная величина $\delta\sigma_c$ положительна:

$$\delta\sigma_c \simeq \frac{\sigma_{bn}}{2(1+\delta)(1+2\delta)}\left(1 - \frac{1}{\kappa_+}\right)^2. \qquad (37)$$

В случае же предельных соотношений, при $q_+ \gg 1$ (вариант 2) и $q_+ \ll 1$ (вариант 3), доминируют соответственно n- и m_+-вклады, определяющие общий итог:

$$\text{вариант 2: } \delta\sigma_c \simeq \delta\sigma_c(n) \simeq \sigma_{bn}\frac{(\kappa_+ - 1)}{\kappa_+(1+\delta)(1+2\delta)},$$
$$\text{вариант 3: } \delta\sigma_c \simeq \delta\sigma_c(m) \simeq -\sigma_{bm}^+\frac{\delta(\kappa_+ - 1)}{(1+\delta)(1+2\delta)}. \qquad (38)$$

В условиях (32) при таких же предельных соотношениях ферми-импульсов получим для варианта 2

$$\delta\sigma_c(n) \simeq \sigma_{bn}\lambda_n\frac{(\zeta_n^a + \zeta_m^+)^2}{\zeta_n^-(\zeta_n^+ + \zeta_m^+)(\zeta_m^+ + \sum_s\zeta_n^s)},$$
$$\delta\sigma_c(m) \simeq 0, \qquad (39)$$

а для варианта 3 происходят изменения проводимости как для n-электронов (величина совпадает с (38)), так и для m_+-электронов:

$$\delta\sigma_c(m) \simeq \sigma_{bm}^+\lambda_m\frac{\zeta_n^-}{(\zeta_n^+ + \zeta_m^+)(\zeta_m^+ + \sum_s\zeta_n^s)}. \qquad (40)$$

Результат для соотношений (33) совпадает с (34).

Приведенный набор выражений для $\delta\sigma_c$ демонстрирует разнообразие возможностей достижения "гигантских" величин изменения проводимости. Отметим специально результат, который представляется важным: возможность изменений проводимости обоих знаков, то есть как "прямого", так и "обратного" эффектов GMR. В цели настоящей работы не входило проведение количественного сопоставления с экспериментами. Для этого нужны сведения о соотношениях длин l и d, данные о поверхностном рассеянии, необходимо использовать реальные энергетические спектры слоевых металлов (заметим, что систему Fe/Cr можно сопоставить варианту 1 из введенных выше соотношений фермиевских импульсов, а для системы Co/Cu можно использовать данные варианта 2 либо варианта 3 – в условиях близости p_{Cu} с тем или иным из ферми-импульсов Co, см., например, [25]) и т.д. Некоторые достаточно общие следствия проведенного анализа можно сравнить с экспериментальными данными – при качественном согласии. Так, в ряде работ обнаружено, что при специальных воздействиях на межслоевые поверхности, приводивших к росту (уменьшению) зеркальности, наблюдалось значительное возрастание (падение) величины GMR [26–28]; исследовалась зависимость эффекта от толщин слоев, причем обнаружено его падение с ростом d_m [29,30]; показано увеличение GMR с числом m/n-пар и насыщение этого поведения [29]. Выше, в числе прочих результатов, продемонстрированы отличия величин эффекта GMR при переходе от многослойки типа (26) к образцу того же состава, но с набором толщин (27). Экспериментальная проверка этого результата, предсказывающего значительные и даже качественные (вплоть до знака) изменения, представляется возможной и желательной.

Автор благодарен Э. И. Рашба за полезные советы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 01-02-16418).

---

1. M. N. Baibich, J. M. Broto, F. Fert et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
2. G. Binasch, P. Grunberg, F. Sauerbach, and W. Zinn, Phys. Rev. **B39**, 4828 (1989).
3. P. M. Levy, Solid State Phys. **47**, 367 (1994).
4. M. A. M. Gijs and G. E. W. Bauer, Adv. Phys. **46**, 285 (1997).
5. J.-Ph. Ansermet, J. Phys. Condens. Matter **10**, 6027 (1998).
6. A. Barthelemy, A. Fert, and F. Petroff, *Handbook of Magn. Mat.*, Ed. K. H. J. Buschow, Elsevir, Amsterdam, 1999, vol. 12.
7. P. Zahn, I. Mertig, M. Ritcher, and H. Eschrig, Phys. Rev. Lett. **75**, 2996 (1995).
8. W. H. Butler, X.-G. Zhang, D. M. C. Nickolson, and J. M. MacLaren, Phys. Rev. **52**, 13399 (1995).
9. M. D. Stiles, J. Appl. Phys. **79**, 5805 (1996).
10. K. Schep, P. J. Kelly, and G. E. Bauer, Phys. Rev. Lett. **74**, 586 (1995); Phys. Rev. **B57**, 8907 (1998).
11. C. Blaas, P. Wienberger, L. Szunyogh et al., Phys. Rev. **B60**, 492 (1999).
12. H. Hasegawa, Phys. Rev. **B42**, 2368 (1990); **43**, 10803 (1991); **47**, 15003 (1993).
13. S. Zhang, P. M. Levy, and A. Fert, Phys. Rev. **B45**, 8689 (1992).
14. W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Shulthess et al., Phys. Rev. **B56**, 14575 (1997).
15. A. Vedyaev, N. Ryzhanova, B. Dieny et al., Phys. Rev. **B55**, 3728 (1997).
16. R. E. Camley and J. Barnas, Phys. Rev. Lett. **63**, 664 (1989).
17. J. Barnas, A. Fuss, R. E. Camley et al., Phys. Rev. **B42**, 8110 (1990); J. Mag. Mag. Mat. **140–144**, 497 (1995).
18. R. Q. Hood and L. M. Falicov, Phys. Rev. **B46**, 8287 (1992).
19. L. Sheng, D. Y. Xing, Z. D. Wang, and J. Dong, Phys. Rev. **B55**, 5908 (1997); **58**, 6428 (1998).
20. K. Majamdar, J. Chen, and S. Hershfield, Phys. Rev. **B57**, 2950 (1998).
21. K. Fuchs, Proc. Cambr. Phil. Soc. **34**, 100 (1938).
22. H. Sondheimer, Adv. Phys. **1**, 1 (1952).
23. S. Zhang and P. M. Levy, Phys. Rev. **B57**, 5356 (1998).
24. В. Я. Кравченко, ЖЭТФ (в печати).
25. D. A. Papaconstantopoulos, *Handbook of the Band Structure of Elemental Solids*, Plenum, N.-Y., 1986.
26. W. F. Egelhoff, Jr., T. Ha, R. D. K. Misra et al., J. Appl. Phys. **78**, 273 (1996).
27. H. J. W. Swagten, G. J. Strijker, P. J. H. Bloemen et al., Phys. Rev. **B53**, 9108 (1996).
28. C. T. Yu, K. Westerholt, K. Theis-Brohl et al., Phys. Rev. **B57**, 2955 (1998).
29. V. Sato, S. Ishio, and T. Miyazaki, IEEE Trans. Journ. Magn. Jpn. **9**, 44 (1994).
30. S. Li, C. Yu, W. Lai et al., J. Appl. Phys. **78**, 405 (1995).