ЖЭТФ, 2006, том 129, вып. 5, стр. 955–980

ПОПЕРЕЧНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В СЛОИСТЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ: «ГИГАНТСКОЕ» МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ И ИНЖЕКЦИЯ СПИНОВ

В. Я. Кравченко*

Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

Аргонская национальная лаборатория, Аргон, Иллинойс
60439, США

Поступила в редакцию 16 ноября 2005 г.

Функции распределения электронов, различающихся по знаку спиновой проекции и по принадлежности к разным слоям (ферромагнитным и немагнитным), находятся из системы кинетических уравнений Больцмана и позволяют получить интегральные уравнения для электрохимических потенциалов при произвольных соотношениях между характерными длинами (толщинами слоев и длинами пробегов, импульсными и диффузионными) и описать поперечный электронный транспорт как в объеме, так и в приповерхностных областях многослойной структуры. Получены выражения для эффективного контактного сопротивления, найдена величина поперечного омического сопротивления структуры и его спин-зависимая часть, определяемая значениями коэффициентов инжекции γ. Найдены величины неравновесных спиновых поляризаций, также связанные с коэффициентами γ. Определены значения γ при различных соотношениях между характеристическими параметрами рассматриваемой системы и при различном типе магнитного порядка.

PACS: 73.40.-c, 73.50.Jt

1. ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях физических процессов, реализующихся при протекании электрического тока в образцах, составленных из чередующихся слоев немагнитных (N) и ферромагнитных (F) проводников, выделяются два основных направления. Во-первых, это изучение природы так называемого эффекта гигантского магнитосопротивления (GMR) — изменения величины сопротивления при смене типа взаимной ориентации намагниченностей соседних F-слоев (переходе от антипараллельной (AP) к параллельной (P) ориентации, обычно осуществляемом сравнительно слабым внешним магнитным полем). Во-вторых, это изучение воздействия электрического тока на спиновое состояние электронной системы — так называемой спиновой инжекции и ее различных проявлений (в частности, эффектов перемагничивания F-слоев и спиновой поляризации в N-слоях). Интерес к этим направлениям, помимо исследовательского стимула, определяется еще и перспективами прикладных возможностей электрического регулирования спиновой поляризацией электронов. Состояние проблемы изложено в ряде обзоров, весьма обстоятелен недавний обзор [1], где отражены наиболее представительные работы как научного, так и прикладного характера (ниже в тексте цитирование используется в основном для указания примера исследования соответствующей задачи, без приведения ссылок на все или значительное число работ данного направления).

Пониманию природы эффекта GMR при поперечном к слоям токе (так называемая CPP-геометрия) способствует использование упрощенной, но пригодной для описания кинетических процессов на макроуровне, модели Мотта ферромагнитного металла [2]. Согласно этой модели электрический ток может быть представлен в виде двух компонент, соответствующих потокам носителей с противополож-

*E-mail: krav@issp.ac.ru

ными значениями проекции спина s (на направление внутреннего магнитного поля) с различными величинами проводимости Друде (и равновесных концентраций электронов). Простейшее объяснение эффекта GMR в CPP-геометрии на качественном уровне — это «электротехническая» аналогия: различие в сопротивлениях двух цепей, составленных из параллельно соединенных проводов, в одном случае имеющих разные сопротивления (аналог P-порядка), в другом — одинаковые, примерно равные полусумме предыдущих (AP-порядок). Спиновая инжекция, т. е. вызванное пропусканием тока перераспределение концентраций электронов по группам, обладающим спиновой проекцией s, неизбежно сопровождает электронный транспорт при CPP-геометрии. При пропускании тока из F-слоя в контактирующий с ним N-слой (в последнем значения проводимостей, как и значения равновесных концентраций, для носителей с противоположными s одинаковы) в окрестностях межслоевой границы, с обеих ее сторон, должно произойти перераспределение концентраций по спиновым группам — чтобы обеспечить непрерывность полного (суммарного по величинам s) потока и соответствие парциальных (для фиксированных s) потоков на обеих сторонах поверхности раздела $F|N$. Теоретический анализ, проведенный в макроскопическом приближении (с использованием отдельных электрохимических потенциалов для s-групп электронов, при учете рассеяния с переходами $s \leftrightarrow -s$ и уравнений непрерывности для s-компонент токов), позволил описать эффект GMR в разнообразных ситуациях, причем совместно с эффектом спиновой инжекции (см., например, работы Рашба [3, 4]).

Попутно со стимулированием спиновой инжекции межслоевые границы должны вносить вклады в общее сопротивление многослойной системы, причем эти контактные вклады (и спиновая зависимость соответствующих параметров) играют важную роль в определении как масштаба самой инжекции, так и эффекта GMR. Так, в структурах, в которых в качестве N-слоев используются полупроводники, удельное сопротивление которых гораздо больше сопротивления F-металлов и, помимо этого, не является спин-зависимым, эффективность спиновой инжекции оказалась малой [5–7]. Как было показано в работе [3], ситуацию изменяют вклады от межслоевых границ при условии, что вносимое контактной поверхностью сопротивление сопоставимо по величине с объемным от N-слоя и в отличие от последнего спин-зависимо.

В рамках макроскопического подхода поверхностное сопротивление вводится в теоретическое описание при формулировании феноменологических граничных условий — оно фигурирует как коэффициент пропорциональности между разностью электрохимических потенциалов соседних слоев и плотностью тока на межслоевой границе. Однако макроподход с применением диффузионного приближения, т. е. закона Ома с локальной связью, вообще непригоден в приграничных областях «толстого» (по сравнению с импульсной длиной свободного пробега) слоя, как и во всем объеме «тонкого» слоя, баллистически проходимого электронами. Поэтому возникает вопрос и о правомерности прямого использования диффузионного приближения в граничных соотношениях.

Теоретическое описание поведения электронной системы при протекании тока из слоя в слой в условиях резкой смены материалов проводников на поверхности их раздела с переходом от одного типа электронного спектра к другому должно быть произведено на основе микроскопического метода, например, с применением кинетических уравнений Больцмана. Анализ ситуации в многослойной системе должен включать выявление параметров, характеризующих процессы прохождения границ раздела и отражений от них, что необходимо для формулировки граничных соотношений между значениями функций распределения, описывающих поведение s-групп электронов в соседних слоях (понятно, что эти соотношения исходно не сводятся к связям между электрохимическими потенциалами и токами, однако должны дать возможность установить такие связи).

Микроскопическое описание задачи о поперечном транспорте в многослойных структурах с использованием уравнений Больцмана было предпринято в ряде работ. Следует отметить одну из первых и наиболее цитируемых — работу [8], опирающуюся на кинетические уравнения, в которой утверждается допустимость повсеместной применимости макроскопических транспортных уравнений диффузионного приближения вне зависимости от соотношения толщин слоев и длин свободных пробегов, если последние меньше спиновых диффузионных длин. Даже без критики деталей расчетов авторов на основании многочисленных аналогий (см., например, анализ подобной ситуации при описании распространения системы независимых частиц, в частности, в проблеме диффузии нейтронов [9, 10]) следует заключить, что это утверждение ошибочно, и выход за пределы области применимости диффузионного приближения необходим — в частности, для анализа состояния электронной системы в приповерхностных областях и описания на этой основе поверхностных эффектов (в том числе поверхностного сопротивления).

Работы, в которых был проведен теоретический анализ поверхностных эффектов в структурах из F- и N-слоев, можно условно отнести к двум типам. Первый — это приложения формализма Ландауэра [11] с детализацией механизмов поверхностного рассеяния электронов; последние предполагаются налетающими на границы раздела баллистически, т. е. без учета их реального приповерхностного распределения при поперечном токе (кинетические уравнения к анализу не привлекаются). Примером такого подхода могут служить работы [12, 13], в которых выявлена «размерная» характеристика эффекта — сопротивление Шарвина [14]. В работе [15] применен тот же подход, при этом основное внимание уделялось роли нелинейных по приложенным напряжениям вкладов в граничные соотношения и в величину тока, записанную в диффузионном приближении.

В работах второго типа находятся решения кинетических уравнений в слоях и вводятся граничные условия, связывающие значения функций распределения на обеих сторонах поверхности раздела. Эти условия формулируются с использованием параметров, оценивающих вероятности прохождения и отражения при зеркальном и диффузном рассеянии; последние либо находятся с привлечением моделей полей рассеяния [16, 17], либо вычисляются с учетом электронных спектров граничащих слоев и различных вариантов структуры переходной области [18, 19]. В ряде работ рассматриваемого типа применены упрощения, которые нельзя считать обоснованными. Так, в работе [16] используется функция распределения, не являющаяся решением кинетического уравнения; вызывает вопросы и формулировка граничных условий (например, отсутствие различия в выражениях, характеризующих эффективность отражения и прохождения через поверхность раздела при диффузном рассеянии). Шаг вперед в анализе проблемы контактного сопротивления сделан в работе [20], где получены интегральные уравнения для химического потенциала (аналогичные уравнениям, выведенным в [21] в задаче о прохождении тока через граничный барьер, разделяющий два одинаковых слоя); они численно решаются для случая «толстых» (по сравнению с длинами свободного пробега) F- и N-слоев. При проведении анализа, однако, не рассмотрено основное — специфика ситуации со спиновой инжекцией, когда при сохранении локальной электронейтральности происходит перераспределение заселенностей по спиновым группам, вследствие чего возникают s-ветви электрохимических потенциалов. Формулировка граничных соотношений тоже вызывает ряд замечаний (в частности, высказанное выше по поводу диффузного поверхностного рассеяния). Здесь не упомянут ряд других публикаций на данную тему (многочисленные ссылки приводятся в обзоре [1]), но с учетом их содержания, резюмируя, следует отметить, что имеются существенные пробелы в теоретическом описании задачи об электронном транспорте при CPP-геометрии. В настоящей работе проводится исследование этой задачи при единообразном подходе как к анализу ситуаций, в которых макроподход неприменим в принципе (контактные вклады, баллистически проходимые «тонкие» слои, приповерхностные области в «толстых» слоях), так и к описанию объемных вкладов.

Теоретический анализ удобно провести посредством квазиклассического описания электронной кинетики в рамках больцмановского формализма, допустив его применимость в отдельных слоях и положив, что межслоевые промежутки, на которых происходит переход между электронными спектрами F- и N-типа, тонки (имеют толщины порядка дебройлевских длин волн электронов на уровне Ферми) и могут быть аппроксимированы плоскими поверхностями. На этих поверхностях должны быть сформулированы условия связи решений кинетических уравнений в соседних слоях — с учетом прохождения носителей через границу и их отражений от нее. Такой подход должен позволить описать электронное распределение в слоях повсеместно — как в непосредственной близости от границ слоев, так и в области применимости макроскопических диффузионных уравнений (если таковая имеется, т. е. если толщина соответствующего слоя существенно больше длины свободного пробега). В итоге при анализе величин спиновой инжекции и эффекта GMR как объемные, так и поверхностные вклады можно будет выразить через внутренние параметры задачи, определяемые спектральными характеристиками электронных групп и факторами, описывающими поверхностное и объемное рассеяние.

Ниже в рамках описанного подхода представлен анализ эффекта GMR и спиновой инжекции, проявляющейся через спиновую поляризацию электрического тока и генерацию током неравновесных концентраций электронных спинов. В разд. 2 изложено содержание расчетной модели. В разд. 3 рассмотрена задача для ситуации диффузного поверхностного рассеяния в структуре, составленной из слоев произвольных толщин. Результаты для характеристик спиновой инжекции в такой системе изложены в разд. 4 и Приложении I. Здесь же проведен анализ контактной задачи (описание воздействия межслоевых поверхностей) и рассчитано поперечное сопротивление всей многослойной структуры для различных вариантов ее строения. В разд. 5 приведены результаты для поперечного сопротивления и характеристик спиновой инжекции для трехслойной структуры (спинового вентиля) в условиях диффузного поверхностного рассеяния при различных толщинах внутреннего немагнитного слоя (исследование ситуации баллистического режима частично опубликовано в работе [22]). Раздел 6 и Приложение II посвящены анализу специфики, обусловленной зеркальностью поверхностного рассеяния.

В данной работе не рассматриваются приложения к ряду родственных задач, например, к учету роли приповерхностных факторов в процессах воздействия инжектированной поляризации на направление намагниченности соседних F-слоев и генерации спиновых волн, вызванной спиновой инжекцией (см. ссылки в работе [1]), к их вкладу в спин-инжекционные механизмы обменного перемагничивания [23] и др.; эти и другие популярные задачи, рассматривавшиеся во многих работах, в ряде случаев также нуждаются в анализе особенностей, обусловленных нелокальными свойствами транспортных характеристик в окрестностях контактных поверхностей.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для исследования проблемы электронного транспорта в направлении, перпендикулярном поверхностям многослойной структуры, ниже используются модель и способ теоретического описания, которые развиты в работе автора [24] и применялись для анализа ситуации при продольном токе (параллельном слоям, так называемая CIP-геометрия). Рассматривается набор находящихся в контакте друг с другом чередующихся ферромагнитных и немагнитных металлических (или полупроводниковых) слоев произвольных толщин (существенно превышающих, однако, длины дебройлевских волн). Анализ проводится в рамках модели ферромагнетика с двумя группами электронов проводимости, различающихся знаком спиновой проекции s, для обеих групп используются параболические электронные спектры с одинаковыми массами (это приближение не играет какой-нибудь принципиальной роли и принято исключительно для упрощения формул), ферромагнитные свойства характеризует внутреннее магнитное поле H_F. Аналогичные упрощения используются и в описании электронного спектра в N-слоях. При таком подходе характеристики электронного спектра в слое с индексом j таковы:

$$\begin{gathered}
\varepsilon_j^s(p) = \frac{p^2}{2m_j} + \varepsilon_j^0 - \frac{s}{2}\mu_B H_j \equiv \frac{p^2 - (p_j^s)^2}{2m_j} + \mu, \\
(p_j^s)^2 = p_{1j}^2 \Gamma_j^s, \quad p_{1j}^2 = 2m_j(\mu - \varepsilon_j^0), \\
E_{0j}^s = \frac{(p_j^s)^2}{2m_j} = E_{1j}\Gamma_j^s, \quad n_{0j}^s = \frac{4\pi}{3h^3}(p_j^s)^3, \\
\Gamma_j^s = 1 + s\frac{\mu_B H_j}{2(\mu - \varepsilon_j^0)}.
\end{gathered} \tag{2.1}$$

Здесь коэффициент $s = \pm 1$ (при использовании в качестве индекса $s = \pm$), $\mathbf{p} = (\mathbf{p}_\parallel, p_z)$ $\mathbf{p}_\parallel$ — продольный импульс (параллельный плоскости слоев), z — координата в поперечном к плоскости слоев направлении, μ_B — боровский магнетон (вместе с g-фактором); μ — единый химический потенциал равновесной многослойной системы, p_j^s — фермиевский импульс, E_{0j}^s — энергия Ферми, n_{0j}^s — плотность электронов sj-группы. Различия фермиевских параметров характеризуются параметром Γ_j^s (в N-слоях внутреннее поле $H_N = 0$ и $\Gamma_N^s = 1$).

Поведение функций распределения $f_j^s(\mathbf{p}, z)$ электронных s-групп определяется кинетическими уравнениями. В рассматриваемом случае резко неоднородной среды можно свести задачу к решению кинетических уравнений внутри отдельных «массивных» слоев, а связь между этими решениями выразить в виде граничных условий на межслоевых промежутках, аппроксимируемых плоскими поверхностями раздела. Система электронов j-го слоя, состоящая из двух различающихся знаком проекции спина групп, испытывает воздействие поперечного электрического поля $-\partial\varphi(z)/\partial z$ (φ — электростатический потенциал). Удобно записать функции распределения электронных групп в виде

$$\begin{gathered}
f_j^s(p,z) = f_{0j}^s(\varepsilon) + \frac{\partial f_{0j}^s}{\partial\varepsilon}\chi_j^s(p,z), \\
\chi_j^s(p,z) = e\left[\varphi(z) + \zeta_j^s(p,z)\right],
\end{gathered} \tag{2.2}$$

где f_{0j}^s — равновесное фермиевское распределение, а в неравновесной добавке χ_j^s выделена часть, среднее по ферми-сфере значение которой представляет электрохимический потенциал электронов данной

s-группы:

$$\overline{\zeta}_j^s(z) = -\varphi(z) - \frac{\delta n_j^s}{e\nu_j^s},$$
$$\delta n_j^s = -\langle \chi_j^s \rangle_j^s, \quad \nu_j^s = \langle 1 \rangle_j^s = \frac{4\pi m_j p_j^s}{h^3} \propto \sqrt{\Gamma_j^s}\,. \tag{2.3}$$

Здесь ν_j^s — плотность состояний sj-группы на уровне Ферми, δn_j^s — неравновесная концентрация (подчиняющаяся условию локальной электронейтральности $\delta n_j^+ + \delta n_j^- = 0$). Использованы обозначения

$$\langle F \rangle_j^s = -\int d\tau_p \frac{\partial f_{0j}^s}{\partial \varepsilon}\, F(p),$$
$$\overline{F}_j^s = \frac{\langle F \rangle_j^s}{\langle 1 \rangle_j^s}, \quad d\tau_p = \frac{d^3p}{h^3}. \tag{2.4}$$

Интеграл столкновений представлен τ-приближением; при этом уравнения для функций $\zeta_j^s(p,z)$ записываются в виде

$$v_z \frac{\partial \zeta_j^s}{\partial z} + \frac{\zeta_j^s - Z_j^s}{\tilde{\tau}_j^s} = 0,$$
$$Z_j^s(z) = \overline{\zeta}_j^s(z) - \frac{\tilde{\tau}_j^s}{\tau_{-sj}^s}\left[\overline{\zeta}_j^s(z) - \overline{\zeta}_j^{-s}(z)\right]. \tag{2.5}$$

В столкновительном члене (2.5) фигурирует суммарная частота релаксационных переходов с сохранением и изменением спиновой проекции:

$$\frac{1}{\tilde{\tau}_j^s} = \frac{1}{\tau_{sj}^s} + \frac{1}{\tau_{-sj}^s}, \quad \frac{\nu_j^s}{\tau_{-sj}^s} = \frac{\nu_j^{-s}}{\tau_{sj}^{-s}} \tag{2.6}$$

(верхний индекс относится к исходному состоянию, последнее равенство в (2.6) выражает принцип детального равновесия при флип-переходах $s \leftrightarrow -s$). В уравнении (2.5) введена важная для дальнейшего анализа функция $Z_j^s(z)$, связанная с электрохимическим потенциалом $\overline{\zeta}_j^s(z)$ (2.3). Удобно, воспользовавшись условием электронейтральности, записать Z_j^s в виде

$$Z_j^s = -\varphi + \frac{\nu_j^{-s}\left(1 - \nu_j \tilde{\tau}_j^s / \nu_j^{-s}\tau_{-sj}^s\right)}{\nu_j\left(1 - \tilde{\tau}_j^s/\tau_{-sj}^s - \tilde{\tau}_j^{-s}/\tau_{sj}^{-s}\right)}\, Z_j^{as}, \tag{2.7}$$

где использовано соотношение для неравновесной электронной поляризации

$$\delta n_j^{as}(z) = -2e\frac{\nu_j^s \nu_j^{-s}}{\nu_j}\left(1 - \frac{\tilde{\tau}_j^s}{\tau_{-sj}^s} - \frac{\tilde{\tau}_j^{-s}}{\tau_{sj}^{-s}}\right)^{-1} Z_j^{as}(z), \tag{2.8}$$

следующее из (2.3), (2.5) ($\delta n_j^{as} = \delta n_j^s - \delta n_j^{-s} = 2\delta n_j^s$). Здесь введены обозначения для разностной и суммарной комбинаций спиновых компонент:

$$Z_j^{as} = Z_j^s - Z_j^{-s}, \quad Z_j^a = Z_j^+ - Z_j^-,$$
$$Z_j = Z_j^s + Z_j^{-s} \tag{2.9}$$

(показано на примере параметра Z_j^s, аналогично для других величин). Из кинетических уравнений следуют уравнения непрерывности для s-составляющих плотности тока $J_j^s(z)$ и условие сохранения полного тока (с учетом принципа детального равновесия, см. (2.6)):

$$J_j^s = -e^2\langle v_z \zeta_j^s \rangle_j^s,$$
$$\frac{\partial J_j^s}{\partial z} = e^2\frac{\nu_j^s}{\tau_{-sj}^s}\overline{\zeta}_j^{as} = -\frac{e\nu_j \delta n_j^s}{\nu_j^{-s}\tau_{-sj}^s}, \quad \frac{\partial J_j}{\partial z} = 0 \tag{2.10}$$

(индекс слоя «j» в обозначении полного тока $J_j = J_j^s + J_j^{-s}$, естественно, можно опустить). Обозначение для повсеместно используемого далее коэффициента инжекции тока таково:

$$\gamma_j^{as} = \frac{J_j^s - J_j^{-s}}{J} = \frac{J_j^{as}}{J}. \tag{2.11}$$

Далее применено упрощение анализа (не имеющее принципиального характера): ограничение ситуациями, когда зависимость частот релаксационных переходов $1/\tau_{s'}^s$ от знаков спиновой проекции s определяется только спиновой зависимостью плотности конечных состояний $\nu^{s'}$, которой эти частоты пропорциональны (строго говоря, это оправдано для упругого рассеяния на точечных дефектах; чувствительные к знаку проекции спина вклады от спин-зависящих добавок в потенциалах рассеяния могут проявиться только в F-слоях, но они предполагаются несущественными). В этих условиях удобно ввести «номинальные» времена импульсной релаксации τ_j и флип-переходов τ_{fj}, не зависящие от s:

$$\frac{1}{\tau_{sj}^s} = \frac{\sqrt{\Gamma_j^s}}{\tau_j}, \quad \frac{1}{\tau_{-sj}^s} = \frac{\sqrt{\Gamma_j^{-s}}}{\tau_{fj}}. \tag{2.12}$$

Рассмотрение независимых s-групп электронов допустимо, если флип-переходы гораздо более редки, чем переходы с сохранением s, т. е. при условии

$$\tau_j \ll \tau_{fj}, \tag{2.13}$$

которое предполагается выполненным. Вследствие принятых допущений актуальные в данной задаче параметры — импульсные длины свободных пробегов, т. е. произведения $\tilde{\tau}_j^s$ на фермиевские скорости

$v_j^s = p_j^s/m_j = v_{1j}\sqrt{\Gamma_j^s}$, — не содержат зависимости от s:

$$\ell_j^s = \tilde{\tau}_j^s v_j^s \approx \tau_{sj}^s v_j^s = \tau_j v_{1j} \equiv \ell_j. \qquad (2.14)$$

Условие (2.13) позволяет полагать в дальнейшем $\overline{\zeta}_j^{as} = Z_j^{as}$. Решение кинетического уравнения (2.5) имеет вид

$$\begin{aligned}
\zeta_{j>}^s(p,z) &= a_j^s \exp\left(-\frac{u_j v_j^s}{\ell_j v_z}\right) + \\
&+ \int\limits_{z_1}^{z} \frac{dz' v_j^s}{\ell_j v_z} \exp\left(-\frac{(z-z')v_j^s}{\ell_j v_z}\right) Z_j^s(z'), \\
\zeta_{j<}^s(p,z) &= b_j^s \exp\left(\frac{w_j v_j^s}{\ell_j v_z}\right) + \\
&+ \int\limits_{z_2}^{z} \frac{dz' v_j^s}{\ell_j v_z} \exp\left(-\frac{(z-z')v_j^s}{\ell_j v_z}\right) Z_j^s(z').
\end{aligned} \qquad (2.15)$$

Здесь и далее

$$\begin{aligned}
&u_j = z - z_{1j}; \quad w_j = z_{2j} - z; \\
&u_j + w_j = z_{2j} - z_{1j} = d_j, \quad z_{1j} \le z \le z_{2j}
\end{aligned} \qquad (2.16)$$

— расстояния внутри слоя, отсчитанные соответственно от его левой и правой границ, d_j — толщина j-го слоя. Индексы «$>$,$<$» отмечают знаки скоростей ($v_z \ge 0$, $v_z \le 0$), которым отвечают выражения (2.15).

Для плотности тока J_j^s из (2.10) и (2.15) следует, что

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2\Xi_j^s} J_j^s(z) = &- \int\limits_{(j)} \frac{dz'}{\ell_j} Z_j^s(z') \operatorname{sign}(z-z') E_2\left(\frac{|z-z'|}{\ell_j}\right) - \\
&- \frac{1}{2\langle v_z\rangle_{j>}^s} \left[\left\langle a_j^s v_z \exp\left(-\frac{u_j v_j^s}{\ell_j v_z}\right)\right\rangle_{j>}^s + \right. \\
&\left. + \left\langle b_j^s v_z \exp\left(\frac{w_j v_j^s}{\ell_j v_z}\right)\right\rangle_{j<}^s\right]. \qquad (2.17)
\end{aligned}$$

Знак «(j)» под интегралом отмечает область интегрирования в слое: $z_{j1} \le z \le z_{j2}$. В качестве ядра здесь фигурирует представитель семейства функций, характерных для описания транспорта с учетом влияния поверхностей проводников [9, 10]:

$$E_n(x) = \int\limits_1^\infty \frac{dt}{t^n} \exp(-xt). \qquad (2.18)$$

В (2.17) введено обозначение

$$\begin{aligned}
&\Xi_j^s = e^2 \langle v_z\rangle_{j>}^s = \frac{e^2}{h} N_j^s, \\
&N_j^s = \frac{\pi (p_j^s)^2}{h^2}, \quad \Xi_j^s = \frac{1}{4R_j^s}
\end{aligned} \qquad (2.19)$$

для характерного кондактанса баллистического транспорта, равного произведению кванта кондактанса на число независимых каналов N_j^s (для фиксированного s на единицу площади; $N_j^s \propto \Gamma_j^s$); в рассматриваемом случае Ξ_j^s — контактная проводимость, R_j^s — контактное сопротивление Шарвина [14] для электронной группы со спиновой проекцией s. Подстановка (2.17) в уравнение непрерывности (2.10) приводит к интегральному уравнению для функции Z_j^s:

$$\begin{aligned}
Z_j^s(z) - \int\limits_{(j)} \frac{dz'}{2\ell_j} Z_j^s(z') E_1\left(\frac{|z-z'|}{\ell_j}\right) &= \\
= \frac{1}{v_j^s} \left[\left\langle a_j^s \exp\left(-\frac{u_j v_j^s}{\ell_j v_z}\right)\right\rangle_{j>}^s \right. &+ \\
\left. + \left\langle b_j^s \exp\left(\frac{w_j v_j^s}{\ell_j v_z}\right)\right\rangle_{j<}^s\right] &- \\
- \frac{1}{2} q_j \Gamma_j^{-s} Z_j^{as}&. \qquad (2.20)
\end{aligned}$$

Здесь

$$q_j = \frac{\ell_j^2}{3L_{fj}^2}, \quad L_{fj}^2 = \frac{\tau_{fj}\sqrt{\Gamma_j^s \Gamma_j^{-s}}}{6\tau_j} \ell_j^2, \qquad (2.21)$$

L_{fj} — спиновая диффузионная длина. Далее полагается, что параметры Γ_F^s и Γ_F^{-s} (2.1) различаются не слишком сильно, так что их произведение не является малой величиной. Тогда в силу условия (2.13) должно быть выполнено неравенство

$$L_{fj} \gg \ell_j. \qquad (2.22)$$

Параметры a_j^s, b_j^s, т. е. граничные значения функций распределения в j-м слое (2.15), в общем случае являются функциями импульсов. Связи между этими параметрами, в том числе и относящимися к различным слоям, определяются граничными условиями для решений кинетических уравнений (2.5). Далее используется формулировка граничной задачи для функций распределения электронных групп, различающихся по значениям спиновых проекций и по характеристикам энергетического спектра, которая изложена в работе [24]. Воздействие межслоевых промежутков на распределение электронов, отражающихся или проходящих из слоя в слой, характеризуется параметрами отражения $\hat{r}$ и прохождения $\hat{t}$ — обобщение и аналог коэффициентов Фукса – Зондгеймера [25, 26], известных в задачах о приповерхностных эффектах в электронном транспорте. Параметры $\hat{r}$ и $\hat{t}$ представляются в виде суммы «зеркальной» (скоррелированной, индекс c) и «диффузной» (d) частей:

$$\begin{aligned} \hat{t}^j_{j'} &= t^{spj}_{s'j'} = t^{spj}_{s'j'c} + t^{spj}_{s'j'd}, \\ \tilde{r}_j &= r^{sp}_{s'j} = r^{sp}_{s'jc} + r^{sp}_{s'jd}. \end{aligned} \tag{2.23}$$

Здесь верхний набор индексов относится к исходному, а нижний — к конечному состоянию (последнее отмечается лишь индексами спиновой проекции и слоя — при введении коэффициентов $\hat{t}$ и $\hat{r}$ по импульсам конечного состояния проведено интегрирование). Зеркальные составляющие соответствуют той части рассеяния на потенциале межслоевого промежутка, которая происходит с сохранением продольных компонент импульса: $\mathbf{p}_\parallel = \mathbf{p}'_\parallel$ (к таким переходам приводит взаимодействие налетающих электронов с локализованным у поверхности раздела потенциалом, однородным вдоль этой поверхности). В случае упругого рассеяния (что предполагается) и сильного вырождения сохранение $\mathbf{p}_\parallel$ при прохождении электрона в спиновом состоянии s из слоя j в спиновое состояние s' в слое j' может быть выполнено лишь в интервале $p_\parallel \le \min(p^s_j, p^{s'}_{j'})$. Диффузным, как обычно, названо рассеяние, обусловленное резко неоднородной составляющей потенциала в межслоевом промежутке (связанной, например, с хаотически распределенными рассеивателями с существенным разбросом величин потенциалов). Как и в приближении Фукса – Зондгеймера, коэффициенты $\hat{t}$ и $\hat{r}$ полагаются константами. Но для зеркальных параметров необходимо учитывать их «операторный» характер (упомянутые выше условия сохранения и ограничения продольных импульсов):

$$\begin{aligned} & t^{spj}_{s'j'c} = \theta^{ss'}_{\min(j,j')} t^{sj}_{s'j'c}, \quad r^{sp}_{s'jc} = \theta^{ss'}_{\min(j,j)} r^{s}_{s'jc}, \\ & \theta^{ss'}_{\min(j,j')} = \theta\left[\min(p^s_j, p^{s'}_{j'}) - p_\parallel\right], \\ & \theta^s_j = \theta(p^s_j - p_\parallel), \quad \theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases} \end{aligned} \tag{2.24}$$

Акт рассеяния электронов, налетающих на межслоевые промежутки, неизбежен, сумма параметров рассеяния $\hat{t}$ и $\hat{r}$ (определяющих доли прошедшего и отраженного потоков единичной плотности) нормирована на единицу:

$$\sum_{s'} (t^{spj}_{s'j'} + r^{sp}_{s'j}) = 1. \tag{2.25}$$

Коэффициенты $\hat{t}$, $\hat{r}$ для прямых и обратных переходов $sj \leftrightarrow s'j'$ связаны принципом детального равновесия:

$$\begin{aligned} \langle v_z t^{spj}_{s'j'} \rangle^s_{j>} &= \langle |v'_z| t^{s'p'j'}_{sj} \rangle^{s'}_{j'<}, \\ \langle v_z r^{sp}_{s'j} \rangle^s_{j>} &= \langle |v'_z| r^{s'p'}_{sj} \rangle^{s'}_{j<}. \end{aligned} \tag{2.26}$$

Равенства (2.26), которые должны выполняться для зеркальных и диффузных составляющих $\hat{t}$, $\hat{r}$ порознь, приводят к соотношениям

$$\begin{aligned} & t^{sj}_{s'j'c} = t^{s'j'}_{sjc}, \quad r^{s'}_{sjc} = r^s_{s'jc}, \\ & \frac{t^{sj}_{s'j'd}}{t^{s'j'}_{sjd}} = \frac{\langle v_z \rangle^{s'}_{j'>}}{\langle v_z \rangle^s_{j>}} = \left(\frac{p^{s'}_{j'}}{p^s_j}\right)^2 = \frac{\Xi^{s'}_{j'}}{\Xi^s_j}, \\ & \frac{r^s_{s'jd}}{r^{s'}_{sjd}} = \frac{\Gamma^{s'}_j}{\Gamma^s_j}. \end{aligned} \tag{2.27}$$

У диффузных параметров впредь опускается верхний индекс «p». В рамках изложенного выше подхода граничные условия формулируются следующим образом [24]:

$$\begin{aligned} \zeta^s_{j>}(z_{j1}, \mathbf{p}) = \sum_{s'} \Bigg\{ & t^{s',j-1}_{sjc} \theta^{s',j-1}_{sj} \times \\ & \times \zeta^{s'}_{j-1,>}\left(z_{j-1,2}, \tilde{\mathbf{p}}^{s'}_{t,j-1}\right) + r^{s'}_{sjc} \theta^{s'j}_{sj} \zeta^{s'}_{j<}\left(z_{j1}, \tilde{\mathbf{p}}^{s'}_{r,j-1}\right) + \\ & + \frac{1}{\langle v_z \rangle^s_{j>}} \left[t^{s',j-1}_{sjd} \langle v'_z \zeta^{s'}_{j-1,>}(z_{j-1,2}, \mathbf{p}') \rangle^{s'}_{j-1,>} + \right. \\ & \left. + r^{s'}_{sjd} \langle |v'_z| \zeta^{s'}_{j<}(z_{j1}, \mathbf{p}') \rangle^{s'}_{j<} \right] \Bigg\} \end{aligned} \tag{2.28}$$

на левой границе слоя j. Введены обозначения

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{p}}^{s'}_{t,j'} &= \left(\mathbf{p}_\parallel, \sqrt{(p^{s'}_{j'})^2 - p^2_\parallel}\right), \\ \tilde{\mathbf{p}}^{s'}_{r,j} &= \left(\mathbf{p}_\parallel, -\sqrt{(p^{s'}_j)^2 - p^2_\parallel}\right). \end{aligned} \tag{2.29}$$

На правой границе слоя j вид граничного условия аналогичен (слева фигурирует функция $\zeta^s_{j<}(z_{j2})$, справа — функции $\zeta^{s'}_{j+1,<}(z_{j+1,1})$ и $\zeta^{s'}_{j>}(z_{j2})$, знаки z-компонент импульсов $\tilde{\mathbf{p}}$ в них обратны выписанным в (2.29)). Следует отметить, что граничные условия записываются не для всей неравновесной части функции распределения (2.2), а для ее зависящей от импульсов составляющей (именно эта составляющая содержится в члене кинетического уравнения (2.5), содержащем производную по координате и соответствующем переносу через поверхность раздела; обычный вывод связи между решениями уравнений такого вида на обеих сторонах бесконечно тонкого промежутка, разделяющего слои, и приводит к условиям типа (2.28)). В работах [16, 20], упомянутых во Введении, в отличие от (2.28) в граничных условиях используются полные неравновесные части функций распределения.

Система уравнений для параметров a^s, b^s, получаемая при подстановке (2.15) в (2.28), в общем случае громоздка. Для выявления основных факторов, определяющих масштаб спин-зависящих эффектов в рассматриваемых процессах электронного транспорта в многослойных образцах, далее будут использованы вполне реалистические приближения. К таковым относится ситуация, когда диффузное рассеяние на поверхностях преобладает; зеркальные компоненты $\hat{t}_c$ и $\hat{r}_c$ в (2.28) тогда могут быть опущены, что позволяет продвинуться в анализе достаточно далеко. Случай доминирования зеркальных процессов также будет проанализирован; он интересен, в частности, тем, что позволяет оценить воздействие на транспортные характеристики ограничений, обусловленных скоррелированностью зеркальных прохождений через границы раздела слоев, электронные спектры которых различаются по величинам фермиевских импульсов. Рассмотрение заметно упрощается, если процессы поверхностного рассеяния с изменением знака спиновой проекции несущественны, так что можно сохранить только параметры $\hat{t}_s^s$ и $\hat{r}_s^s$ (разумеется, зависимость коэффициентов прохождения и отражения от значения s при этом имеет место). Дальнейший анализ будет проведен в рамках этих ограничений.

3. ДИФФУЗНОЕ РАССЕЯНИЕ НА ПОВЕРХНОСТЯХ РАЗДЕЛА СЛОЕВ

При отсутствии в граничных условиях зеркальных членов параметры a^s, b^s определяемые из уравнений (2.28), оказываются константами (нет зависимости от $\mathbf{p}$). Подстановка (2.15) в (2.28) приводит к соотношениям для разности вкладов от электронов, уходящих от поверхности раздела слоев j, $j-1$ по обе ее стороны (соответствующие значения s-компонент функций распределения (2.15) уходящих электронов — константы a_j^s и b_{j-1}^s) и s-компонентой тока на этой поверхности:

$$a_j^s - b_{j-1}^s = 4R_{j,j-1}^{st*} J_{j,j-1}^s. \qquad (3.1)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{gathered}
R_{j,j'}^{st*} = \frac{1}{4\left(t^*\Xi\right)_{j,j'}^s} = R_{j,j'}^{st0} - \frac{1}{8\Xi_j^s} - \frac{1}{8\Xi_{j'}^s}, \\
R_{j,j'}^{st0} = \frac{r_j^s}{8\left(t\Xi\right)_{j,j'}^s} + \frac{r_{j'}^s}{8\left(t\Xi\right)_{j',j}^s}, \\
\left(t^*\Xi\right)_{j,j'}^s = \Xi_j^s t_{j'}^{sj*}, \quad \frac{1}{t_{j'}^{sj*}} = \frac{1 - t_{j'}^{sj} - t_j^{sj'}}{t_{j'}^{sj}}, \\
\left(t\Xi\right)_{j,j'}^s = \Xi_j^s t_{j'}^{sj},
\end{gathered} \qquad (3.2)$$

кроме зеркальных членов, опущены и флип-параметры t_s^{-s}, r_s^{-s}, для краткости в диффузных коэффициентах опущены индексы «d» и нижние спиновые индексы. При записи формул (3.1), (3.2) использованы нормировочное условие (2.25) (имеющее в данном случае вид $t_{j-1}^{sj} + r_j^s = 1$), а также соотношения между коэффициентами прямого и обратного перехода (2.27) и выражения для токов (2.17) (в (3.1) двумя слоевыми индексами отмечено значение тока на границе раздела). Следует отметить, что уравнения (3.1) исходно не являются соотношениями между разностями химических потенциалов на межслоевой поверхности и токами, т. е. не имеют вида, в котором обычно формулируются феноменологические граничные условия, так что коэффициент при $J_{j,j'}^s$ в (3.1) формально не представляет величину эффективного контактного сопротивления. Параметр $R_{j,j'}^{st0}$ содержит сопротивления Шарвина (2.19) для слоев j, j', умноженные на соответствующие множители r^s/t^s — отношения коэффициентов отражения и прохождения, представляя собой, таким образом, компоненты сопротивления Ландауэра, характеризующие прямой и обратный переходы между слоями j, j' [11].

Уравнения для функций Z_j^s, следующие из (2.20), имеют вид

$$\begin{gathered}
Z_{\Gamma j}(z) - \frac{1}{2\ell_j}\int\limits_{(j)} dz' Z_{\Gamma j}(z') E_1\left(\frac{|z-z'|}{\ell_j}\right) = \\
= \frac{1}{2}a_{\Gamma j} E_2\left(\frac{u}{\ell_j}\right) + \frac{1}{2}b_{\Gamma j} E_2\left(\frac{w}{\ell_j}\right), \\
Z_j^{as}(z)(1+q_j) - \frac{1}{2\ell_j}\int\limits_{(j)} dz' Z_j^{as}(z') \times \\
\times E_1\left(\frac{|z-z'|}{\ell_j}\right) = \\
= \frac{1}{2}a_j^{as} E_2\left(\frac{u}{\ell_j}\right) + \frac{1}{2}b_j^{as} E_2\left(\frac{w}{\ell_j}\right)
\end{gathered} \qquad (3.3)$$

(индекс слоя у координат u, w (2.16) здесь и далее опускается). Использованы удобные для применения в магнитных слоях комбинации компонент Z_j^s, a_j^s и b_j^s:

$$\begin{aligned} Z_{\Gamma j} &= Z_j^s \Gamma_j^s + Z_j^{-s}\Gamma_j^{-s}, \\ a_{\Gamma j} &= a_j^s \Gamma_j^s + a_j^{-s}\Gamma_j^{-s}, \\ b_{\Gamma j} &= b_j^s \Gamma_j^s + b_j^{-s}\Gamma_j^{-s} \end{aligned} \tag{3.4}$$

($Z_j^s = (Z_{\Gamma j} + Z_j^{as}\Gamma_j^{-s})/2$ и т. п.; в N-слоях наборы (3.4) совпадают с суммарными наборами (2.9)).

Аналогичным образом выражаются плотности тока (2.17):

$$\begin{aligned} &\frac{J}{\Xi_j} = -\int \frac{dz'}{\ell_j} Z_{\Gamma j}(z') E_2\left(\frac{|z-z'|}{\ell_j}\right) \times \\ &\times \operatorname{sign}(z-z') - a_{\Gamma j} E_3\left(\frac{u}{\ell_j}\right) + b_{\Gamma j} E_3\left(\frac{w}{\ell_j}\right), \\ &J R_j^0 \tilde{\gamma}_j^{as}(z) - \int \frac{dz'}{\ell_j} Z_j^{as}(z') E_2\left(\frac{|z-z'|}{\ell_j}\right) \times \\ &\times \operatorname{sign}(z-z') - a_j^{as} E_3\left(\frac{u}{\ell'}\right) + b_j^{as} E_3\left(\frac{w}{\ell_j}\right). \end{aligned} \tag{3.5}$$

Здесь использованы обозначения

$$\begin{aligned} R_j^0 &= \frac{\Xi_j}{4\Xi_j^s \Xi_j^{-s}} = \frac{1}{\Xi_j \Gamma_j^s \Gamma_j^{-s}}, \\ \tilde{\gamma}_j^{as}(z) &= \gamma_j^{as}(z) - \frac{\Gamma_j^{as}}{2}. \end{aligned} \tag{3.6}$$

Параметр R_j^0 (3.6) является суммарным (по s) сопротивлением Шарвина (2.19) в j-м слое. Величина $\tilde{\gamma}_j^{as}$ — это разность коэффициента инжекции тока в точке z и его равновесного значения (определяемого с привлечением проводимостей Друде). В дальнейшем будут использованы следующие из (3.1) граничные соотношения для комбинаций a^s, b^s, определенных согласно (2.9) и (3.4):

$$\begin{aligned} a_{\Gamma j} - b_{\Gamma, j-1} &= 2J\left(R_{j,j-1}^{t*} + \gamma_{j,j-1}^{as} R_{j,j-1}^{ast*}\right) + \\ &+ \frac{1}{2}\left(a_j^{as}\Gamma_j^{as} - b_{j-1}^{as}\Gamma_{j-1}^{as}\right), \\ a_j^{as} - b_{j-1}^{as} &= 2J\left(\gamma_{j,j-1}^{as} R_{j,j-1}^{t*} + R_{j,j-1}^{ast*}\right). \end{aligned} \tag{3.7}$$

В (3.7) фигурирует коэффициент инжекции тока на границе между слоями $\gamma_{j,j'}^{as}$ (2.11), а также суммарные и разностные наборы параметров $R_{j,j'}^{st*}$ (типа (2.9)). Далее необходимо найти решения уравнений (3.3) для функций $Z_{\Gamma j}(z)$ и $Z_j^{as}(z)$, зависящие от параметров $a_{\Gamma j}$, $b_{\Gamma j}$, a_j^{as}, b_j^{as}, и использовать их в выражениях для токов (3.5).

Свойства решений уравнений (3.3) существенно зависят от соотношения линейных размеров — длин свободного пробега ℓ_j и толщин слоев d_j. Показательны два варианта этих соотношений — случаи «толстых» и «тонких» слоев.

$$\textit{Соотношение } A_j: \quad d_j \gg \ell_j. \tag{3.8}$$

При выполнении неравенства (3.8) в большей части объема слоя (в его внутренней области, отстоящей от границ на расстояния, превышающие ℓ_j) слагаемые с E_2 и E_3 в (3.3) и (3.5) экспоненциально малы и могут быть опущены, а интегральные члены посредством обычной процедуры перехода к диффузионному приближению, оправданной в рассматриваемой внутренней области, приводятся к дифференциальным, что в итоге дает

$$\begin{aligned} &\frac{d^2 Z_{\Gamma j}}{dz^2} = 0, \quad \frac{d^2 Z_j^{as}}{dz^2} = \frac{Z_j^{as}}{L_{jf}^2}, \\ &J = \frac{2}{3}\Xi_j \ell_j \frac{dZ_{\Gamma j}}{dz}, \quad J\tilde{\gamma}_j^{as} = \frac{2\ell_j}{3R_j^0}\frac{dZ_j^{as}}{dz}. \end{aligned} \tag{3.9}$$

Выражения для токов эквивалентны обычной форме закона Ома для парциальных токов:

$$J_j^s = \sigma_j^s \frac{dZ_j^s}{dz}, \quad \sigma_j^s = \frac{4}{3}\Xi_j^s \ell_j = 1/\rho_j^s, \tag{3.10}$$

σ_j^s — проводимость Друде, ρ_j^s — удельное сопротивление. В качестве электрохимических потенциалов фигурируют функции Z_j^s, что вполне оправдано: согласно (2.5), (2.12), (3.4) $Z_{\Gamma j} = \overline{\zeta}_{\Gamma j}$, отличие же Z_j^{as} от $\overline{\zeta}_j^{as}$, как уже отмечалось, несущественно (в силу (2.22)). Далее:

$$\begin{aligned} &Z_{\Gamma j} = D_j + \frac{2z}{\sigma_j} J, \\ &Z_j^{as} = D_{j1}^{as} \exp\left(-\frac{u}{L_{jf}}\right) + D_{j2}^{as} \exp\left(-\frac{w}{L_{jf}}\right), \\ &D_{j1,2}^{as} = \pm \frac{3 J L_{jf} R_j^0}{4\ell_j \operatorname{sh}(d_j/L_{jf})} \times \\ &\qquad \times \left[\tilde{\gamma}_{j2,1}^{as} - \tilde{\gamma}_{j1,2}^{as} \exp\left(\frac{d_j}{L_{jf}}\right)\right]. \end{aligned} \tag{3.11}$$

Индексами «1», «2» отмечаются величины на левой ($u = 0$) и правой ($w = 0$) сторонах слоя; для D^{as} взяты значения γ^{as} в граничных точках z_{j1}, z_{j2}, что здесь допустимо в силу неравенства $L_{jf} \gg \ell_j$; константа D_j в формуле для $Z_{\Gamma j}$ остается неопределенной. Вблизи границ слоя, для $u, w \lesssim \ell_j$, диффузионное приближение неприменимо и необходимо использовать интегральные уравнения (3.3). Поведение электрохимических потенциалов в левой и правой приповерхностных областях (начинающихся, соответственно, с $u = 0$ и $w = 0$) можно исследовать независимо. Так, в левой области в силу условия (3.8) величины $w \approx d_j \gg \ell_j$, так что слагаемое с $E_2(w/\ell_j)$ можно опустить, в интегральных членах перейти к интегрированию по du, заменив верхний предел на ∞ (как и прочие упрощения, это допустимо с экспоненциальной точностью по $-d_j/\ell_j$). В уравнении для Z_j^{as} (3.3) можно опустить и член с коэффициентом q_j — в диффузионном приближении это слагаемое определяло характер координатной зависимости Z_j^{as}, в приповерхностных же областях его роль в рассматриваемом варианте несущественна. Полученные таким образом неоднородные интегральные уравнения имеют решения [9, 10]

$$Z_{\Gamma j,1}(u) = a_{\Gamma j} + \frac{\sqrt{3}\,J}{2\Xi_j} M\left(\frac{u}{\ell_j}\right),$$
$$Z_{j,1}^{as}(u) = a_j^{as} + \frac{\sqrt{3}\,JR^0}{2}\tilde{\gamma}_{j1}^{as} M\left(\frac{u}{\ell_j}\right). \tag{3.12}$$

Здесь $M(x)$ — решение однородного уравнения Милна (уравнение (3.3) с равной нулю правой частью). Асимптотика функции Милна такова: $M(x) \to \sqrt{3}\,(x+\xi_0)$ при $x \gg 1$, $\xi_0 \approx 0.71$; при $x \to 0$ производная от функции Милна логарифмически расходится, что существенно отличает приграничное поведение функций Z_j^s от предписываемого диффузионным приближением.

Аналогично рассматривается и область у правой границы слоя, в которой

$$Z_{\Gamma j,2}(u) = b_{\Gamma j} - \frac{\sqrt{3}\,J}{2\Xi_j} M\left(\frac{w}{\ell_j}\right),$$
$$Z_{j,2}^{as}(u) = b_j^{as} - \frac{\sqrt{3}\,JR_j^0}{2}\tilde{\gamma}_{j2}^{as} M\left(\frac{w}{\ell_j}\right). \tag{3.13}$$

Сшивка предельных значений функций Z (3.11) из внутренней области слоя j на его левой (для $u \ll d_j$) и правой (для $w \ll d_j$) окраинах с асимптотическими значениями функций (3.12) и (3.13) соответственно дает величины параметров $\hat{a}$ и $\hat{b}$, выраженные через суммарный ток и коэффициенты инжекции на поверхностях слоя:

$$a_{\Gamma j} = D_j + \frac{3J}{2\Xi_j}\left(\frac{z_{j1}}{\ell_j} - \xi_0\right),$$
$$b_{\Gamma j} = D_j + \frac{3J}{2\Xi_j}\left(\frac{z_{j2}}{\ell_j} + \xi_0\right),$$
$$b_{\Gamma j} - a_{\Gamma j} = \frac{3J}{2\Xi_j}\left(\frac{d_j}{\ell_j} + 2\xi_0\right),$$
$$a_j^{as} = \frac{3R_j^0 L_{fj} J}{2\ell_j}\left[\frac{\tilde{\gamma}_{j2}^{as}}{\operatorname{sh}(d_j/L_{fj})} - \right.$$
$$\left. - \tilde{\gamma}_{j1}^{as}\left(\operatorname{cth}\left(\frac{d_j}{L_{fj}}\right) + \frac{\xi_0 \ell_j}{L_{fj}}\right)\right], \tag{3.14}$$
$$b_j^{as} = \frac{3R_j^0 L_{fj} J}{2\ell_j}\left[-\frac{\tilde{\gamma}_{j1}^{as}}{\operatorname{sh}(d_j/L_{fj})} + \right.$$
$$\left. + \tilde{\gamma}_{j2}^{as}\left(\operatorname{cth}\left(\frac{d_j}{L_{fj}}\right) + \frac{\xi_0 \ell_j}{L_{fj}}\right)\right].$$

Соотношение B_j : $\quad d_j \ll \ell_j$. (3.15)

При условиях (3.15) зависящие от координат функции в (3.3), (3.5) слабо меняются на толщинах слоев, что позволяет использовать их разложение по малому параметру d_j/ℓ_j. Согласно (3.3) значения электрохимических потенциалов на границах слоя с достаточной для дальнейшего точностью таковы:

$$Z_{j1,2}^s = \frac{a_j^s + b_j^s}{2} \mp \frac{b_j^{s(0)} - a_j^{s(0)}}{4}\frac{d_j}{\ell_j}\ln\frac{l_j'}{d_j}. \tag{3.16}$$

Для токов (3.5) приближенно выполняется

$$\frac{J}{\Xi_j} = \frac{b_{\Gamma j} - a_{\Gamma j}}{2},$$
$$JR_j^0\tilde{\gamma}_{j1,2}^{as} = \frac{b_j^{as} - a_j^{as}}{2} \mp$$
$$\mp \frac{\left(a_j^{as(0)} + b_j^{as(0)}\right) d_j \ell_j}{6L_{fj}^2}, \tag{3.17}$$

откуда следует

$$a_j^{as} = \frac{JR_j^0}{2}\left[\frac{3L_{fj}^2}{\ell_j d_j}\left(\tilde{\gamma}_{j2}^{as} - \tilde{\gamma}_{j1}^{as}\right) - \tilde{\gamma}_{j1}^{as} - \tilde{\gamma}_{j2}^{as}\right],$$
$$b_j^{as} = \frac{JR_j^0}{2}\left[\frac{3L_{fj}^2}{\ell_j d_j}\left(\tilde{\gamma}_{j2}^{as} - \tilde{\gamma}_{j1}^{as}\right) + \tilde{\gamma}_{j1}^{as} + \tilde{\gamma}_{j2}^{as}\right]. \tag{3.18}$$

Итак, в условиях диффузного поверхностного рассеяния и в ситуации *Соотношений* A (3.8) и B (3.15) получены выражения для функций $\hat{Z}$, представляющих величины электрохимических потенциалов, и плотностей тока, содержащих граничные параметры $\hat{a}$, $\hat{b}$. Найдены значения разностей $b_{\Gamma j} - a_{\Gamma j}$, а также значения параметров a_j^{as} и b_j^{as} по отдельности в зависимости от величины тока J и коэффициентов инжекции $\gamma_{j,j'}^{as}$ на поверхностях слоя. Помимо этого имеются и выражения, связывающие величины параметров a^s, b^s, относящихся к разным слоям — эти связи предоставляют граничные условия (3.1) (или (3.7)). Записав разность электрохимических потенциалов Z^s между двумя сторонами поверхности раздела слоев и воспользовавшись граничными условиями, можно найти соотношение между этой разностью и граничным значением компоненты тока J^s, что позволяет определить эффективное контактное сопротивление, обычно вводимое в теорию феноменологически. Записав разность электрических потенциалов φ между токоподводящими контактными слоями, можно связать ее значение с величиной суммарного по s тока J и определить поперечное омическое сопротивление всей многослойной структуры. Дальнейшая задача заключается в определении значений коэффициентов инжекции на границах слоев $\gamma_{j,j'}^{as}$, от которых зависит как поперечное сопротивление, так и прямое проявление спиновой инжекции — величины неравновесных концентраций в s-ветвях электронного спектра. Для нахождения этих коэффициентов используются граничные условия (3.7) и независимо от них найденные значения параметров a_j^{as} и b_j^{as}. Для полной определенности этой задачи необходимо привлечь описание свойств токоподводящих контактных слоев (их обозначения C_1, C_2), чтобы иметь данные о коэффициентах инжекции на внешних поверхностях многослойного образца. В этой части можно без потери общности анализа ситуацию упростить, положив, что толщины контактных слоев превышают спиновые диффузионные длины: $d_{C1,2} \gg L_{C1,2}$, так что коэффициенты γ^{as} на обеих поверхностях каждого из контактных слоев определяются независимо, а в глубине слоев устанавливается равновесие по спиновой поляризации, в условиях которого $\gamma_{C1,2}^{as}(z_{1,2}^0) = \Gamma_{C1,2}^{as}/2$, $Z_{C1,2}^{as}(z_{1,2}^0) = 0$ ($z_{1,2}^0$ — координаты плоскостей на расстоянии от контактных поверхностей, значительно превышающем диффузионную длину). Необходимые для дальнейшего параметры, характеризующие состояния на внутренних границах контактных слоев C_1, C_2, согласно (3.14) имеют значения

$$\begin{aligned} b_{\Gamma C1} &= D_{C1} + \frac{3Jz_{C1,2}}{2\Xi_C \ell_C}, \\ a_{\Gamma C2} &= D_{C2} + \frac{3Jz_{C2,1}}{2\Xi_C \ell_C}, \\ b_{C1}^{as} &= \frac{3R_C^0 L_{fC} J}{2\ell_C}\tilde{\gamma}_{C1,2}^{as}, \\ a_{C2}^{as} &= -\frac{3R_C^0 L_{fC} J}{2\ell_C}\tilde{\gamma}_{C2,1}^{as} \end{aligned} \qquad (3.19)$$

(в формулах опущены члены с константами ξ_0 из асимптотики функций Милна как малые по сравнению с сохраненными).

4. ПОПЕРЕЧНОЕ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ И КОЭФФИЦИЕНТЫ ИНЖЕКЦИИ ТОКА ПРИ ДИФФУЗНОМ ПОВЕРХНОСТНОМ РАССЕЯНИИ

Рассматривается многослойная структура с контактными ферромагнитными слоями C_1 и C_2, между которыми последовательно располагаются $k+1$ немагнитных и k внутренних магнитных слоев: $|C_1|N_1|F_1|\ldots|N_j|F_j|N_{j+1}|\ldots|F_k|N_{k+1}|C_2|$. Слои разного типа нумеруются по отдельности, границы отмечаются далее индексом, равным сумме индексов граничащих слоев. N-слои полагаются одинаковыми (один и тот же немагнитный металл, одинаковые толщины d_N), внутренние F-слои тоже одной толщины, из одного материала и могут различаться лишь направлением намагниченностей — параллельно (P) или антипараллельно (AP) в последовательных F-слоях; таково же и возможное различие слоев C_1 и C_2. Применение развиваемого подхода к случаю слоев, различающихся по толщинам и (или) по материалам, не связано с серьезными затруднениями, но приводит к более громоздким и менее наглядным результатам.

Полученные в разд. 3 результаты дают возможность, воспользовавшись граничным условием (3.1), найти соотношения между граничными значениями потенциалов и токов. Формулы (3.12), (3.13) в ситуации A (3.8) и (3.16)–(3.18) в ситуации B (3.15) позволяют преобразовать левую сторону (3.1) в разность величин Z^s по обе стороны поверхности раздела слоев j и $j-1$ и получить для нее следующее выражение:

$$\begin{aligned} Z_{j,1}^s - Z_{j-1,2}^s &= 4R_{j,j-1}^{st0} J_{j,j-1}^s + \\ &+ \frac{1}{4\Sigma_j^s}\left\{\begin{array}{l} \left(\sqrt{3}-2\right) J_{j,j-1}^s, (A_j) \\ J_{j,j+1}^s - J_{j,j-1}^s, (B_j) \end{array}\right. + \\ &+ \frac{1}{4\Sigma_{j-1}^s}\left\{\begin{array}{l} \left(\sqrt{3}-2\right) J_{j,j-1}^s, (A_{j-1}) \\ J_{j-2,j-1}^s - J_{j,j-1}^s, (B_{j-1}) \end{array}\right. . \end{aligned} \qquad (4.1)$$

Соотношение (4.1) имеет вид граничного условия, обычно задаваемого феноменологически при макроописании контактов, и конкретизирует величину эффективного контактного сопротивления. Первое слагаемое в правой части соответствует вкладу, определяемому набором сопротивлений Ландауэра (3.2);

эта величина подобна полученной в работах [12, 13]. Прочие слагаемые — добавки, различные при разных комбинациях толщин граничащих слоев (в ситуации B здесь фигурирует разность s-компонент токов на гранях данного и соседних слоев, т. е. нелокальный вклад; как будет следовать из дальнейшего, эта величина может быть существенной при AP-поляризации).

Скачок электрохимических потенциалов включает в себя как омическое падение напряжения, так и вклады от концентрационной неравновесности, вызванной прохождением тока. Нетрудно, воспользовавшись (4.1), найти омическое сопротивление отдельного контакта, однако для целей данной работы представляет интерес сопротивление всей многослойной структуры (включающее контактные сопротивления как составные части), определение которого проводится далее. Вычисления этого параметра удобно проделать с использованием полученных в разд. 3 значений функций $Z_{\Gamma j}(z)$, $Z_j^{as}(z)$ и следующего из (2.7) и (3.4) соотношения

$$\varphi = -\frac{1}{2}\left[Z_{\Gamma j} + Z_j^{as}\left(\frac{\nu_j^{as}}{\nu_j} - \frac{\Gamma_j^{as}}{2}\right)(1+q_j)\right] \qquad (4.2)$$

(учтено (2.22), второе слагаемое фигурирует только в F-слоях).

Для нахождения поперечного сопротивления всей многослойной структуры в качестве конечных выбираются упомянутые ранее (в конце разд. 3) плоскости $z = z_1^0$ и $z = z_2^0$ в левом и правом контактных слоях C_1 и C_2 (на которых не нарушено равновесие по концентрациям в s-группах, так что $Z^{as}_{C1,2}(z^0_{1,2}) = 0$). Использование формул (4.2), (3.11), (3.14) приводит к следующим выражениям:

$$\Delta\varphi_{1\to 2} = \varphi(z_1^0) - \varphi(z_2^0) = \frac{1}{2}\left[Z_{\Gamma C2}(z_2^0) - Z_{\Gamma C1}(z_1^0)\right],$$

$$\begin{aligned} Z_{\Gamma C2}(z_2^0) - Z_{\Gamma C1}(z_1^0) \equiv \left[Z_{\Gamma C2}(z_2^0) - Z_{\Gamma C2}(z_{1C2})\right] + \\ + \left[Z_{\Gamma C1}(z_{2C1}) - Z_{\Gamma C1}(z_1^0)\right] + \\ + \left[Z_{\Gamma C2}(z_{1C2}) - Z_{\Gamma C1}(z_{2C1})\right] = \\ = 2\rho_C d'_C J + a_{\Gamma C2} - b_{\Gamma C1}, \end{aligned} \qquad (4.3)$$

$\rho_C = 1/\sigma_C$ — удельное сопротивление C-материала, $d'_C = z_2^0 - z_{1C2} + z_{2C1} - z_1^0$. Разность $a_{\Gamma C2} - b_{\Gamma C1}$ тождественно переписывается в виде

$$\begin{aligned} a_{\Gamma C2} - b_{\Gamma C1} = a_{\Gamma N1} - b_{\Gamma C1} + a_{\Gamma C2} - b_{\Gamma N k+1} + \\ + \sum_{j=1}^{k}(a_{\Gamma Fj} - b_{\Gamma Nj}) + \sum_{j=1}^{k}(a_{\Gamma N j+1} - b_{\Gamma Fj}) + \\ + \sum_{j=1}^{k}(b_{\Gamma Fj} - a_{\Gamma Fj}) + \sum_{j=1}^{k+1}(b_{\Gamma Nj} - a_{\Gamma Nj}), \end{aligned} \qquad (4.4)$$

после чего привлекаются формулы (3.7) для межслоевых и (3.14), (3.17) для внутрислоевых разностей a_Γ и b_Γ. В итоге поперечное сопротивление рассматриваемой многослойной структуры выражается следующим образом:

$$R_\perp = \frac{\Delta\varphi_{1\to 2}}{J} = R_\perp^0 + R_\perp^\gamma;$$

$$\begin{aligned} R_\perp^0 = 2R_{CN}^{t0} + 2kR_{FN}^{t0} + \rho_C d'_C + \frac{3d_N}{4\ell_N}(k+1)R_N^0 + \\ + \frac{3d_F}{4\ell_F}\left[\Gamma_F^+\Gamma_F^- + \frac{L_{fF}(\Gamma_F^a)^2}{2d_F}\,\mathrm{th}\,\frac{d_F}{2L_{fF}}\right]kR_F^0, \end{aligned} \qquad (4.5)$$

$$R_\perp^\gamma = -\left[\gamma_1^a R_{C1}^a + \gamma_{2k+2}^a R_{C2}^a\right] - \sum_{j=1}^{k}\left(\gamma_{2j}^a + \gamma_{2j+1}^a\right) R_{Fj}^a,$$

$$R_{C1,2}^a = -R_{NC1,2}^{at0} + \frac{3L_{fC}R_C^0}{8\ell_C}\Gamma_{C1,2}^a,$$

$$R_{Fj}^a = R_{NFj}^{at0} + \frac{R_F^0\Gamma_{Fj}^a}{2}\begin{cases} \dfrac{3L_{fF}}{4\ell_F}\,\mathrm{th}\left(\dfrac{d_F}{2L_{fF}}\right), (A_F) \\ 1, (B(F)) \end{cases}.$$

Слагаемые, малые в силу неравенств (3.8), (3.15) по сравнению с приведенными в (4.5), опущены (в условиях соотношений B_N, B_F последние слагаемые в $R_\perp^0$ тоже следует опустить как малые в сравнении с R^{t0}). Поверхностные вклады входят в (4.5) наряду с внутрислоевыми.

В выражении (4.5) выделены две составляющие: 1) $R_\perp^0$ — величина, объединяющая части сопротивлений поверхностей раздела и внутренних сопротивлений F- и N-слоев, которые не меняются при смене взаимной ориентации намагниченностей соседних магнитных слоев; здесь же и суммарное сопротивление $\rho_C d'_C$ глубинных участков контактных слоев C_1, C_2; 2) $R_\perp^\gamma$ — ориентационно-чувствительная часть, определяемая спиновой зависимостью характеристических параметров. Изменение $R_\perp^\gamma$ при переориентации $P \leftrightarrow AP$ обусловливает эффект GMR, оно связано с происходящими при этом изменениями коэффициентов γ^a — важнейших параметров, характеризующих различные проявления спиновой инжекции.

Для нахождения коэффициентов инжекции применяется метод, обобщающий «γ-технику» Рашба [4]: следует воспользоваться формулами (3.14), (3.18) и, подставив соответствующие выражения для a_j^{as}, b_{j-1}^{as} в (3.7), получить систему уравнений, связывающих значения γ^{as} на трех последовательных границах. Чтобы замкнуть полученную систему уравнений, используется описанное выше (в конце разд. 3) приближение для учета контактных слоев, в котором согласно (3.20) величина b_{C1}^{as} определяется только значением γ^{as} на правой границе слоя C_1, а для a_{C2}^{as} существенно только γ^{as} на левой поверхности C_2, так что условия (3.7) связывают на этих границах лишь по два коэффициента γ^{as}. Перечисленные выше выкладки для левой и правой границ слоя F_j (т. е. для входящих в (3.7) разностей $a_{F_j}^{as} - b_{N_j}^{as}$ и $a_{N_{j+1}}^{as} - b_{F_j}^{as}$) приводят к уравнениям

$$\begin{aligned} R_N\gamma_{2j-1}^{as} - R_{FN}\gamma_{2j}^{as} + R_F\gamma_{2j+1}^{as} &= -R_{Fj}^{as}, \\ R_N\gamma_{2j}^{as} - R_{FN}\gamma_{2j+1}^{as} + R_N\gamma_{2j+2}^{as} &= -R_{Fj}^{as}. \end{aligned} \tag{4.6}$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} R_N &= \frac{3R_N^0 L_{fN}}{4\ell_N \operatorname{sh}(d_N/L_{fN})}, \\ R_F &= \frac{3R_F^0 L_{fF}}{4\ell_F \operatorname{sh}(d_F/L_{fF})}, \\ R_{FN} &= R_{FN}^{t0} + \frac{3R_N^0 L_{fN}}{4\ell_N}\operatorname{cth}\left(\frac{d_N}{L_{fN}}\right) + \\ &+ \frac{3R_F^0 L_{fF}}{4\ell_F}\operatorname{cth}\left(\frac{d_F}{L_{fF}}\right). \end{aligned} \tag{4.7}$$

В индексах коэффициентов инжекции в (4.6) символ «j» соответствует номеру внутреннего магнитного слоя ($1 \le j \le k$). Система уравнений типа (4.6) для границ внутренних слоев замыкается парой уравнений для границ $C_1|N_1$ и $N_{k+1}|C_2$:

$$\begin{aligned} -R_{CN}\gamma_1^{as} + R_N\gamma_2^{as} &= -R_{C1}^{as}, \\ R_N\gamma_{2k+1}^{as} - R_{CN}\gamma_{2k+2}^{as} &= -R_{C2}^{as}, \end{aligned} \tag{4.8}$$

где

$$R_{CN} = R_{CN}^{t0} + \frac{3R_N^0 L_{fN}}{4\ell_N}\operatorname{cth}\frac{d_N}{L_{fN}} + \frac{3R_C^0 L_{fC}}{4\ell_C}. \tag{4.9}$$

Параметры R_{Fj}^{as} и $R_{C1,2}^{as}$ (4.5) определяют спиновую зависимость решений уравнений (4.6), (4.8), они включают меру спиновой зависимости электронного спектра (2.1) и поверхностного рассеяния $(t\Xi)^s$ (3.2). Соотношения между значениями R^{as} в различных слоях для последовательности F-слоев с параллельной или антипараллельной ориентацией намагниченностей очевидны:

$$\begin{aligned} &\text{P-ориентация}: && R_{Fj}^{as} = R_{Fj\pm1}^{as} \equiv R_F^{as}; \\ & && R_{C1}^{as} = R_{C2}^{as} \equiv R_C^{as}; \\ &\text{AP-ориентация}: && R_{Fj}^{as} = -R_{Fj\pm1}^{as}; \\ & && R_{C1}^{as} = -R_{C2}^{as} \equiv R_C^{as} \end{aligned} \tag{4.10}$$

(для конкретности выбрана и далее используется лабораторная система, в которой направление намагниченности в первом контактном слое C_1 неизменно как при P-, так и при AP-ориентации).

Решение системы уравнений, составленной из набора пар (4.6) и пары (4.8), приведено в Приложении I. Показано, что выражения для γ_j^{as} содержат «универсальные» части γ_{j0}^{as} (при P-типе — одинаковые для всех межслоевых поверхностей, при AP-типе — одинаковые на обеих поверхностях каждого F-слоя и различающиеся знаком для последовательных F-слоев, что обусловливает разные знаки $\gamma^{as}(AP)$ на границах каждого N-слоя):

$$\gamma_{2j,0}^{as}(P) = \gamma_{2j+1,0}^{as}(P) = \gamma_0^{as}(P),$$

$$\gamma_{2j,0}^{as}(AP) = \gamma_{2j+1,0}^{as}(AP) = (-1)^j\gamma_0^{as}(AP),$$

$$\begin{aligned} \gamma_0^{as}(P) &= R_F^{as}\left\{R_{NF}^{t0} + \frac{3R_F^0 L_{fF}}{4\ell_F}\operatorname{th}\frac{d_F}{2L_{fF}} + \right. \\ &\left. + \frac{3R_F^0 L_{fN}}{4\ell_N}\operatorname{th}\frac{d_N}{2L_{fN}}\right\}^{-1}, \\ \gamma_0^{as}(AP) &= R_F^{as}\left\{R_{NF}^{t0} + \frac{3R_F^0 L_{fF}}{4\ell_F}\operatorname{th}\frac{d_F}{2L_{fF}} + \right. \\ &\left. + \frac{3R_F^0 L_{fN}}{4\ell_N}\operatorname{cth}\frac{d_N}{2L_{fN}}\right\}^{-1}. \end{aligned} \tag{4.11}$$

Дополнительные к γ_0^{as} члены в формулах для γ_j^{as} (П.I.3), (П.I.12) связаны с отличием крайних контактных слоев от внутренних и влиянием концов многослойной структуры; в случае числа слоев $k \gg 1$ и при индексе границы $2j$, близком к k, вклад этих дополнений мал, так что для оценок (например, для выявления общих характеристик поперечного сопротивления) могут быть использованы величины (4.11). Выражения для соответствующих частей поперечного сопротивления (4.2) и (4.5) (отмечаемые символом «$\tilde{R}$») таковы:

$$\tilde{R}^{\gamma}_{2j\perp} = -\left[R^a_F - \frac{3\Gamma^a_F\sqrt{\Gamma^+_F\Gamma^-_F}\,L_{fF}}{8\left(1+\sqrt{\Gamma^+_F\Gamma^-_F}\right)\ell_F} \times \right.$$
$$\left. \times \operatorname{th}\frac{d_F}{2L_{fF}} R^0_F \left\{\begin{array}{l} 1, (A_F) \\ 0, (B_F) \end{array}\right.\right] \gamma^a_0, \tag{4.12}$$

$$\tilde{R}^{\gamma}_{\perp} = -2(R^a_C + kR^a_F)\gamma^a_0$$

(здесь индексы слоев несущественны: все величины выражены через параметры при P-ориентации).

Изменение сопротивления многослойной системы при переориентации $AP \leftrightarrow P$, т. е. масштаб эффекта GMR, определяется соотношением частей $R^0_\perp$ и $R^\gamma_\perp$ полного сопротивления (4.5). Очевидно, что заметного эффекта можно ожидать, если достижимо условие $\gamma^a(P) \gg \gamma^a(AP)$ и при этом фигурирующие в $R^0_\perp$ и $R^\gamma_\perp$ суммарные и разностные по спиновым состояниям вклады от спин-зависящих параметров сопоставимы по величине. Последнее требование формулируется в виде условий на спектральную характеристику электронов магнитных слоев Γ^s_F (2.1) и на коэффициенты прохождения границ $\hat{t}^s$ (2.23) и имеет вид

$$\Gamma^{as}_F, \hat{t}^{as}/\hat{t} \sim 1. \tag{4.13}$$

Приближенные оценки эффекта GMR могут быть выполнены, если вместо $R^\gamma_\perp$ использовать его часть $\tilde{R}^\gamma_\perp$ (4.12). Помимо требования (4.13), необходимо выявить условия реализации значительных (порядка единицы) коэффициентов $\gamma^a_0(P)$ и при этом малых (гораздо меньших единицы) коэффициентов $\gamma^a_0(AP)$ (4.11). Возможность достижения значений $\gamma^a_0(P) \sim 1$ зависит от соотношений величин присутствующих в (4.11) эффективных сопротивлений, вносимых межслоевыми контактами (наборы компонент R^{st0} (3.2)), а также F- и N-слоями (в числителе выражения (4.11), кроме контактного, имеется вклад только от F-слоя, см. (4.5)). Очевидно, что для этого величина эффективного N-сопротивления, фигурирующая в $\gamma^a_0(P)$ (4.11), не должна быть заметно большей прочих вкладов. Для реализации значений $\gamma^a_0(AP) \ll 1$, напротив, необходимо существенное доминирование N-вклада в знаменателе формулы (4.11). Обязательное (но не единственное) условие последнего — использование N-слоев с толщинами, малыми в сравнении со спин-диффузионной длиной:

$$d_N \ll L_{fN}. \tag{4.14}$$

При этом перечисленные выше условия записываются в виде

$$\frac{3R^0_N d_N}{8\ell_N} \le R^{t0}_{NF} + \frac{3R^0_F L_{fF}}{4\ell_F}\operatorname{th}\frac{d_F}{2L_{fF}} \ll \ll \frac{3R^0_N L^2_{fN}}{2\ell_N d_N}. \tag{4.15}$$

Здесь представительны для сопоставления два варианта этих соотношений.

1) Примерное равенство вкладов от N- и F-слоев или преобладание F-вклада. В этом случае необходимы ограничения на величину R^{t0}_{NF}, чтобы выполнялась правая часть (4.15) (т. е. условие $\gamma^a_0(AP) \ll 1$):

$$1 > t^N_F \gg \ell_N d_N / L^2_{fN}. \tag{4.16}$$

2) Значительное доминирование эффективного сопротивления N-слоя. При этом вклад от F-слоя в (4.15) может быть опущен, и выполнение неравенств обеспечивается такими требованиями к величине коэффициента прохождения $\hat{t}$ (3.2):

$$\ell_N/d_N > t^N_F \gg \ell_N d_N / L^2_{fN}. \tag{4.17}$$

При принадлежности N-слоев к типу (3.8), т. е. при $\ell_N \ll d_N$, левая часть формулы (4.17) выражает условие $t^N_F \ll 1$ — затрудненное прохождение через границы раздела слоев, что обеспечивает большое контактное сопротивление. Для «тонких» N-слоев (соотношение (3.15)) требование малости коэффициента прохождения не обязательно.

Итак, использование величин $\gamma^a_0(P)$, $\gamma^a_0(AP)$ (4.11), составляющих существенную (и даже определяющую) часть значений токовых коэффициентов инжекции, позволило оценить спин-зависимый вклад в поперечное сопротивление и выявить условия реализации значительного эффекта GMR: это условие на толщины N-слоев (4.14) и выполнение требований (4.13), (4.15). Изменение сопротивления при этом оценивается величиной, приблизительно равной $R^\gamma_\perp(P)$. Уточнение такой оценки можно провести с привлечением полученных в Приложении I формул для параметров инжекции в многослойной структуре. Анализ эффективности инжекции неравновесных концентраций спин-поляризованных электронов проводится далее на примере актуального для исследований и приложений объекта — трехслойной структуры спинового вентиля.

5. СПИНОВЫЙ ВЕНТИЛЬ (ДИФФУЗНОЕ ПОВЕРХНОСТНОЕ РАССЕЯНИЕ). ИНЖЕКЦИЯ СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Спиновый вентиль состоит из контактных магнитных C-слоев и промежуточного N-слоя: $C_1|N|C_2$. Для вычисления коэффициентов инжекции здесь достаточно уравнений на границах с контактами. Как было принято выше, C-слои «толстые» ($d_C \gg L_{fC}$) и из одного материала, слой же N может относиться как к случаю A (3.8), так и к случаю B (3.15). Для структуры такого типа должны выполняться естественные соотношения между значениями коэффициентов инжекции на поверхностях внутреннего N-слоя γ_1^a (слева) и γ_2^a (справа), обусловленные симметрией расположения слоев, спиновой независимостью характеристических параметров внутреннего N-слоя и определенными связями между такими параметрами для слоев C_1 и C_2 (в частности — для величин $R^a_{C_1}$ и $R^a_{C_2}$ (4.5)). Свойства симметрии проявляются и через соотношения между параметрами a^a_j и b^a_j; так, при P-конфигурации $a^a_N = -b^a_N$, при AP-конфигурации $a^a_N = b^a_N$. Последнее определяет общий характер зависимости функции Z^a_N (и пропорциональной ей неравновесной концентрации δn^a_N) от координаты z: при P-конфигурации функция Z^a_N антисимметрична относительно середины слоя, при AP-конфигурации — симметрична (полезно отметить качественное отличие от аналогичных свойств F-слоя между двумя N-слоями: функция Z^a_F антисимметрична при любой ориентации намагниченности). Итак, в рассматриваемой трехслойной структуре должны выполняться следующие равенства:

$$
\begin{aligned}
&\text{при P-конфигурации} \quad R^a_{C1} = R^a_{C2} \equiv R^a_C,\\
&\qquad \gamma^a_1(P) = \gamma^a_2(P) \equiv \gamma^a(P),\\
&\qquad \delta n^a_{N1}(P) = -\delta n^a_{N2}(P) \equiv \delta n^a_N(P),\\
&\qquad \delta n^a_{C1}(P) = -\delta n^a_{C2}(P) \equiv \delta n^a_C(P);\\
&\text{при AP-конфигурации} \quad R^a_{C1} = -R^a_{C2} \equiv R^a_C,\\
&\qquad \gamma^a_1(AP) = -\gamma^a_2(AP) \equiv \gamma^a(AP),\\
&\qquad \delta n^a_{N1}(AP) = \delta n^a_{N2}(AP) \equiv \delta n^a_N(AP),\\
&\qquad \delta n^a_{C1}(AP) = \delta n^a_{C2}(AP) \equiv \delta n^a_C(AP)
\end{aligned}
\tag{5.1}
$$

(выражения для $R^a_{C1,2}$ приведены в (4.5)). Поперечное сопротивление определяют формулы (4.5) (с $k=0$):

$$
\begin{aligned}
&R_\perp = R^0_\perp - 2\gamma^a_C R^a_C,\\
&R^0_\perp = 2R^{t0}_{CN} + \rho_C d'_C + \frac{3L_C(\Gamma^a_C)^2}{8\ell_C}R^0_C + \frac{3d_N}{4\ell_N}R^0_N.
\end{aligned}
\tag{5.2}
$$

Коэффициенты инжекции $\gamma^a_{1,2}$ находятся из уравнений (4.8) и совпадают с выписанными в (4.11) при замене индексов F на $C_{1,2}$ и использовании предела $d_C \gg L_{fC}$. Неравновесные изменения концентраций спиновых групп электронов находятся по формуле (2.8), для определения величин δn^a на поверхностях слоев в (2.8) следует подставить граничные значения Z^a из (3.12)–(3.14) и (3.16), (3.18). Результаты для рассматриваемых параметров существенно зависят от соотношения характерных длин. Простейшая ситуация — в условиях, когда толщина N-слоя значительно превышает диффузионную длину.

$$
\textit{Соотношение A1}: \quad d_N \gg L_{fN}. \tag{5.3}
$$

Коэффициенты инжекции $\gamma^a(P)$ и $\gamma^a(AP)$ в (5.3) практически совпадают (как и в общем случае, рассмотренном в разд. 4), изменение сопротивления при переориентации $AP \leftrightarrow P$ экспоненциально мало, и эффект GMR не имеет места. Значения γ^a и δn^a на поверхностях раздела слоев в данном случае таковы:

$$
\begin{aligned}
&\gamma^a(P) = \gamma^a(AP) \equiv \gamma^a_{A1} =\\
&= \frac{R^a_C}{R^{t0}_{CN} + 3R^0_C L_{fC}/4\ell_C + 3R^0_N L_{fN}/4\ell_N},\\
&\frac{\delta n^a_N(P)}{n_{0N}} = \frac{\delta n^a_N(AP)}{n_{0N}} =\\
&= \frac{3R^0_N L_{fN}\nu_N}{4\ell_N n_{0N}}\gamma^a_{A1} eJ = \frac{3\rho_N L_{fN}}{2E_{0N}}\,\gamma^a_{A1} eJ,\\
&\frac{\delta n^a_C(P)}{n_{0C}} = \frac{\delta n^a_C(AP)}{n_{0C}} =\\
&= -\frac{3R^0_C L_{fC}\nu^+_C\nu^-_C eJ}{\ell_C\nu_C n_{0C}}\tilde{\gamma}^a_{A1} =\\
&= -\frac{3\rho_C L_{fC} eJ(\gamma^a_{A1} - \Gamma^a_{C1}/2)}{E_{1F}\left(2 + \sqrt{\Gamma^+\Gamma^-} - \Gamma^+\Gamma^-\right)\sqrt{\Gamma^+\Gamma^-}}
\end{aligned}
\tag{5.4}
$$

(здесь $\rho_{N,C}$ — удельные сопротивления, см. (3.10); равновесные концентрации n_0, фермиевские энергии E и плотности состояний ν определены в (2.1), (2.3)). При удалении от поверхностей неравновесные концентрации экспоненциально спадают от величин (5.4) до нуля на диффузионных длинах (соответствие знаков δn^a_j в слоях C_1, C_2 и у разных поверхностей N-слоя указано в (5.1)).

Масштаб отношений $\delta n^a/n_0$ (5.4) приблизительно оценивается отношением падения электрического напряжения на диффузионной длине (соответствующая величина $\sim \rho_j L_{fj} eJ$) к фермиевской энергии. Наибольшие значения неравновесной спиновой поляризации могут быть достигнуты в N-слое при $\gamma^a_{A1} \sim 1$, в C-слоях — при $\gamma^a_{A1} - \Gamma^a_{C1}/2 \sim 1$, а также при $\gamma^a_{A1} \ll 1$. Для реализации таких величин коэффициентов инжекции тока необходима существенная спиновая зависимость параметров Γ^s, $\hat{t}^s$ (условие (4.13)). При выполнении (4.13) и соотношения

$$R^{t0}_{CN} + 3R^0_C L_{fC}/4\ell_C \geq 3R^0_N L_{fN}/4\ell_N \qquad (5.5)$$

величина $\gamma^a_{A1} \sim 1$. Если в (5.5) вклад контактного члена существен (сопоставим с диффузионным сопротивлением C-слоя или превышает его), что выполняется при

$$1/t^F_N \geq L_{fC}/\ell_C \geq L_{fN} p^2_{1F}/\ell_N p^2_{1N}, \qquad (5.6)$$

то и $\gamma^a_{A1} - \Gamma^a_{C1}/2 \sim 1$. Малые значения γ^a_{A1} реализуются, если в знаменателе γ^a_{A1} (5.4) доминирует сопротивление N-слоя, т. е.

$$R^{t0}_{CN} + 3R^0_C L_{fC}/4\ell_C \ll 3R^0_N L_{fN}/4\ell_N. \qquad (5.7)$$

$$\textit{Соотношение A2}: \quad L_{fN} \gg d_N \gg \ell_N. \qquad (5.8)$$

Значения параметров инжекции на поверхностях N-слоя таковы:

$$\begin{gathered}\gamma^a(P) = \frac{R^a_C}{R^{t0}_{CN} + 3R^0_C L_{fC}/4\ell_C + 3R^0_N d_N/8\ell_N},\\ \gamma^a(AP) = \frac{R^a_C}{R^{t0}_{CN}+3R^0_C L_{fC}/4\ell_C+3R^0_N L^2_{fN}/2\ell_N d_N},\\ \frac{\delta n^a_N(P)}{n_{0N}} = \frac{3\rho_N d_N eJ}{4E_{0N}}\gamma^a(P),\\ \frac{\delta n^a_N(AP)}{n_{0N}} = \frac{3\rho_N L^2_{fN} eJ}{d_N E_{0N}}\gamma^a(AP).\end{gathered} \qquad (5.9)$$

Если реализуется эффективная спиновая инжекция по току (т. е. $\gamma^a(P) \sim 1$, для чего требуется выполнение левой стороны неравенства (4.15) применительно к параметрам спин-вентиля), то относительная спиновая поляризация $\delta n^a_N(P)/n_{0N}$ оценивается отношением разности потенциалов на толщине N-слоя (произведение $\rho_N d_N eJ$) к энергии Ферми. При доминировании в знаменателе $\gamma^a(AP)$ последнего слагаемого, т. е. при

$$L^2_{fN}/\ell_N d_N \gg 1/t^N_C + L_{fC} p^2_{1N}/\ell_C p^2_{1C}, \qquad (5.10)$$

значение $\delta n^a_N(AP)/n_{0N} \approx 3R^a_C eJ/2E_{0N}$. В силу использованных условий (4.15) и (4.13) это отношение не меньше аналогичного для P-конфигурации. При этом для AP- и P-конфигураций должно иметь место качественное различие: поляризация $\delta n^a_N(AP)$, инжектированная в N-слой в условиях (5.7), незначительно меняется на толщине слоя, переход же между значениями $\delta n^a_{N1}(P)$ и $\delta n^a_{N2}(P) = -\delta n^a_{N1}(P)$ близок к линейному по координате, так что суммарная неравновесная поляризация в N-слое в P-случае отсутствует.

Неравновесные концентрации в магнитных слоях на гранях, примыкающих к N-слою, определяются из формул (5.4) с использованием значений $\gamma^a(P), \gamma^a(AP)$, соответствующих рассматриваемому соотношению размеров. При реализации значений $\gamma^a(P) \sim 1$, $\gamma^a(AP) \ll 1$ неравновесные концентрации в C-слоях аналогичны полученным для случая (5.3). При этом изменение сопротивления при переориентации $AP \to P$ таково:

$$\Delta R_\perp = R_\perp(AP) - R_\perp(P) \approx 2R^a_C \gamma^a(P). \qquad (5.11)$$

$$\textit{Соотношение B}: \quad \ell_N \gg d_N. \qquad (5.12)$$

Формула для $\gamma^a(P)$ отличается от использованных выше отсутствием последнего слагаемого в знаменателе:

$$\gamma^a(P) = R^a_C / \left(R^{t0}_{CN} + 3R^0_C L_{fC}/4\ell_C\right), \qquad (5.13)$$

значение $\gamma^a(AP)$ совпадает с приведенным в (5.9). Величина $\Delta R_\perp$, концентрации $\delta n^a_N(AP)$, δn^a_C описываются, как в условиях (5.8), т. е. формулами (5.11), (5.9), (5.4), но с указанными выше величинами γ^a. Концентрации в N-слое при P-конфигурации выражаются иначе, чем в (5.9):

$$\frac{\delta n^a_N(P)}{n_{0N}} = \frac{\rho_N d_N \ell n(\ell_N/d_N) eJ}{2E_{0N}}\gamma^a(P). \qquad (5.14)$$

В рассматриваемом баллистическом варианте спинового вентиля в условиях (4.13) и (5.10), обеспечивающих реализацию значений $\gamma^a(P) \sim 1$, $\gamma^a(AP) \ll 1$, концентрации $\delta n^a_N(AP)$ (совпадающие с (5.9)) должны существенно превосходить $\delta n^a_N(P)$ (5.14), распределяясь при этом однородно по толщине слоя.

Следует отметить некоторые качественные особенности распределения инжектированных поляризаций. Как показано выше, концентрация $\delta n^a_N(P)$ распределяется антисимметрично по толщине слоя, тогда как $\delta n^a_N(AP)$ меняется симметрично; знаки величин неравновесных концентраций на поверхностях слоя зависят от направлений намагниченностей и пропускаемого тока, меняясь при изменении этих направлений; при AP-конфигурации знаки δn^a на поверхностях должны совпадать (оставаясь связанными с указанными направлениями). В случае выполнения для толщины N-слоя соотношений (5.8) или (5.12) инжектированные концентрации $\delta n_N^a(AP)$ практически однородны, при этом в «тонком» (в смысле (5.12)) слое величина $\delta n_N^a(AP)$ может значительно превышать граничное значение неоднородной концентрации $\delta n_N^a(P)$. Знаки неравновесных поляризаций на поверхностях контактных C-слоев магнитного вентиля (являющихся источниками инжекции носителей тока) также определяются поляризацией слоя и направлением тока.

Представленные данные для величин коэффициентов инжекции по току γ^a и изменения сопротивления $\Delta R_\perp$ трехслойного спинового вентиля согласуются с результатами оценочного анализа ситуации для многослойных структур, проделанного в конце разд. 4. Оценки величин неравновесных поляризаций электронов δn^a и их пространственного распределения также могут быть использованы в многослойных образцах. В случае многослойной структуры рассмотренные выше свойства симметрии распределения неравновесных концентраций относятся к величинам, определяемым параметрами γ_0^a (4.11), для полных же значений инжектированных концентраций должно сохраниться распределение знаков. Так, при P-конфигурации соседних с N-слоем намагниченностей знаки δn^a на поверхностях раздела различны (распределение этих знаков зависит от направлений намагниченностей и пропускаемого тока, меняясь при изменении этих направлений), при AP-конфигурации знаки δn^a на поверхностях должны совпадать (оставаясь связанными с указанными направлениями). Соотношение граничных значений $\delta n_N^a(AP)$ и $\delta n_N^a(P)$ также должно быть подобно выявленному для спинового вентиля. Знаки неравновесных поляризаций на поверхностях магнитных слоев всегда различны (они определяются поляризацией слоя и направлением тока).

В данном разделе детально проанализированы проявления спиновой инжекции через свойства поперечного сопротивления (выражаемые зависимостью параметров $\hat{\gamma}$ от характеристик рассматриваемой ситуации), а также оценены величины прямого последствия спиновой инжекции — неравновесных концентраций электронов в s-группах в обоих граничащих слоях. Задача о спиновой поляризации носителей током, пропускаемым через границу между F- и N-слоями, была впервые поставлена в работе Аронова [27]; оценки были проделаны для простейшей ситуации (толщины слоев $d \gg L_f$, контактные вклады не учитывались, величина поляризации тока на границе, т. е. γ^a, полагалась близкой к реализуемой в глубине массивного F-слоя). В работе Рашба [4] рассмотрен более общий случай слоев, в объеме которых применимо диффузионное приближение, при феноменологической формулировке граничных условий. Следует отметить работы [15, 28, 29], в которых основное внимание уделялось роли нелинейных по приложенным напряжениям вкладов в граничные соотношения и в дрейфовую часть тока и прогнозировалась возможность достижения полной спиновой поляризации за счет нелинейности. Однако подход авторов не представляется достаточно обоснованным, и результаты требуют проверки, в частности, из-за следующего: при определении эффективного контактного сопротивления в качестве функций распределения были использованы равновесные функции Ферми со сдвигом химических потенциалов, причем в нелинейном по этим сдвигам приближении, динамические же искажения распределений не учитывались и их вклады не оценивались; в то же время в законе Ома была учтена нелинейность именно в дрейфовой части, диффузионная же часть содержит только линейный вклад (хотя авторы рассматривают вырожденную электронную систему N-слоя).

6. ЗЕРКАЛЬНОЕ ПОВЕРХНОСТНОЕ РАССЕЯНИЕ

Анализ транспортных характеристик и спиновой инжекции заметно усложняется при учете зеркальных переходов в процессах взаимодействия электронов с поверхностями раздела. Это связано с тем, что даже в применяемом в данной работе методе описания поверхностного рассеяния посредством введения постоянных коэффициентов отражения и прохождения зеркальные параметры функционируют лишь в областях (2.24) для продольных импульсов. Вследствие этого уравнения для граничных значений функций распределения a^s, b^s (2.15) содержат зависимость от импульсов, обусловленную величинами (2.24), и в отличие от чисто диффузной ситуации сами значения a^s, b^s оказываются зависящими от импульсов. Анализ общего случая, когда существенны процессы рассеяния обоих типов, сводится к громоздким уравнениям. Представляется методически полезным рассмотрение специального случая, когда доминирует зеркальность и диффузными коэффициентами поверхностного рассеяния можно пренебречь. В этих условиях можно сравнительно просто выявить основные изменения, которые возникают в характеристиках поперечного электронного транспорта. Специфика проявлений зеркальности и их отличий от вкладов диффузности в эффекты спиновой инжекции наиболее явственно может быть продемонстрирована в ситуациях с доминирующей (или существенной) ролью поверхностного рассеяния на фоне прочих процессов. Согласно результатам разд. 4, 5 в диффузном случае такие условия реализуются при малых значениях коэффициентов прохождения через границы раздела слоев; очевидно, что таким же должно быть и условие на параметры $t^{sj}_{s'j'c}$ (2.27) в зеркальном случае. Дальнейший анализ будет проводиться в предположении о выполнении неравенства

$$t^{sj}_{s'j'c} \ll 1 \tag{6.1}$$

с использованием последовательных приближений по малому параметру $\hat{t}_c$.

В отсутствие диффузных коэффициентов (а также зеркальных флип-переходов $s \leftrightarrow -s$) граничные условия (2.28) на поверхности раздела слоев $j-1, j$ имеют вид

$$\begin{aligned} & b^s_{j-1} - r^{sp}_{j-1,2} \exp\left(-d_{j-1}/\tilde{\ell}^s_{j-1}\right) a^s_{j-1} - t^{spj}_{j-1} \times \\ & \quad \times \exp\left(-d_j/\tilde{\ell}^s_j\right) b^s_j = r^{sp}_{j-1,2} Y^s_{j-1,2} + t^{spj}_{j-1} Y^s_{j,1}, \\ & a^s_j - r^{sp}_{j,1} \exp\left(-d_j/\tilde{\ell}^s_j\right) b^s_j - t^{sp,j-1}_j \times \\ & \quad \times \exp\left(-d_{j-1}/\tilde{\ell}^s_{j-1}\right) a^s_{j-1} = \\ & \qquad = r^{sp}_{j,1} Y^s_{j,1} + t^{sp,j-1}_j Y^s_{j-1,2}. \end{aligned} \tag{6.2}$$

Введены обозначения

$$\begin{aligned} & Y^s_{j,1} = \int\limits_{(j)} \frac{dz}{\tilde{\ell}^s_j} Z^s_j(z) \exp\left(-\frac{u}{\tilde{\ell}^s_j}\right), \\ & Y^s_{j,2} = \int\limits_{(j)} \frac{dz}{\tilde{\ell}^s_j} Z^s_j(z) \exp\left(-\frac{w}{\tilde{\ell}^s_j}\right), \\ & \tilde{\ell}^s_j = \ell_j \sqrt{1 - (p_\parallel/p^s_j)^2}, \end{aligned} \tag{6.3}$$

индекс зеркальности при коэффициентах $\hat{t}$ и $\hat{r}$ опущен, нижние индексы «1», «2» у коэффициентов $\hat{r}$ отмечают отражения соответственно на левой и правой границах слоя.

Уравнения (6.2) в общем случае не могут быть приведены к виду, подобному (3.1) для диффузного поверхностного рассеяния, когда связи между граничными значениями функций распределения (2.15) a^s, b^s, относящимися к соседним слоям, непосредственно выражаются через токи J^s: в ситуации зеркального рассеяния параметры a^s, b^s зависят от импульсов, а токи определяются интегральными выражениями с этими параметрами. Сама зависимость a^s, b^s от импульсов определяется присутствием в (6.2) величин $\tilde{\ell}^s(p_\parallel)$ (6.3), а также поведением функций $\hat{t}$ и $\hat{r}$ (2.24), значения которых скачком меняются при величинах продольного импульса $\mathbf{p}_\parallel$, равных наименьшему из фермиевских импульсов электронных групп по обе стороны граничной поверхности. Дополнительное разнообразие в значения a^s, b^s вносит и соотношение размерных параметров d_j, ℓ_j.

Ниже рассматривается задача применительно к спиновому вентилю; на примере этой структуры будет выявлена специфика, обусловленная зеркальностью поверхностного рассеяния.

$$\textit{Соотношение } A: \quad d_N \gg \ell_N \tag{6.4}$$

(контактные слои C также относятся к случаю (6.4)). Граничные условия, связывающие параметры a^s, b^s, в отсутствие в правых частях уравнений (6.2) экспоненциально малых слагаемых имеют вид

$$\begin{aligned} & b^s_{C1} = Y^s_{C1,2} - t^{sp}_{NC1}(Y^s_{C1,2} - Y^s_{N1}), \\ & a^s_{C2} = Y^s_{C2,1} - t^{sp}_{NC2}(Y^s_{C2,1} - Y^s_{N2}), \\ & a^s_N = Y^s_{N1} - t^{sp}_{NC1}(Y^s_{N1} - Y^s_{C1,2}), \\ & b^s_N = Y^s_{N2} - t^{sp}_{NC2}(Y^s_{N2} - Y^s_{C2,1}). \end{aligned} \tag{6.5}$$

Первые слагаемые в правых частях равенств (6.5) фигурируют во всей области импульсов $\mathbf{p}$, отвечающих индексу слоя (и спиновой группы), вторые же — в интервале $\mathbf{p}_\parallel$, ограниченном минимальным из фермиевских импульсов электронных s-групп соседних слоев N и $C_{1,2}$ (вследствие формул (2.24)).

Для описания поведения электрохимических потенциалов Z^s в приграничных областях «толстых» слоев следует использовать уравнения (2.20), в правых частях которых сохранены лишь члены с a^s или b^s (для областей у левой или правой границы). В нулевом приближении в правых частях (6.5) опускаются члены с множителем t^{sp}_{NC}. Используя в (2.20) вместо $\hat{a}$, $\hat{b}$ соответствующие значения $\hat{Y}_N$, $\hat{Y}_C$ из (6.5), получим для областей около границы слоев $C_1|N$

$$
\begin{gathered}
Z''^{s}_{C1,2}(w) = \frac{1}{2\ell_C}\int\limits_0^\infty dw'\, Z''^{s}_{C1,2}(w') \times \\
\times \left[E\left(\frac{w-w'}{\ell_C}\right) + E\left(\frac{w+w'}{\ell_C}\right)\right], \\
Z''^{s}_{N1}(u) = \frac{1}{2\ell_N}\int\limits_0^\infty du'\, Z''^{s}_{N1}(u') \times \\
\times \left[E\left(\frac{u-u'}{\ell_N}\right) + E\left(\frac{u+u'}{\ell_N}\right)\right]
\end{gathered} \tag{6.6}
$$

(двумя штрихами отмечено нулевое приближение по $\hat{t}$). Аналогично записываются уравнения для областей у границы $N|C_2$ (функции $Z''^{s}_{N2}(w)$ и $Z''^{s}_{C2,1}(u)$; координаты u, w (2.16) отсчитываются соответственно от левой и правой границ рассматриваемого слоя). Уравнениям (6.6) удовлетворяют решения, равные константам:

$$
\begin{gathered}
Z''^{s}_{N1} = a''^{s}_{N} = Y''^{s}_{N1}, \quad Z''^{s}_{N2} = b''^{s}_{N} = Y''^{s}_{N2}, \\
Z''^{s}_{C2,1} = a''^{s}_{C2} = Y''^{s}_{C2,1}, \quad Z''^{s}_{C1,2} = b''^{s}_{C1} = Y''^{s}_{C1,2}
\end{gathered} \tag{6.7}
$$

(константы обозначены буквами «a''», «b''»; в этом же приближении этим же константам равны и интегралы Y^s (6.3)).

Поправки первого приближения по $\hat{t}$ определяются опущенными в (6.5) слагаемыми $a^s_N - a''^{s}_N = -t^{sp}_{NC1}(Y''^{s}_{C1,2} - Y''^{s}_{N1}) = -t^{sp}_{NC1}(b''^{s}_{C1} - a''^{s}_N)$ и т. д. Эти же множители определяют и граничные значения токов: согласно (2.17), (6.5) и (6.7) в рассматриваемом случае

$$
\begin{gathered}
J^s_{N1} = 2\Xi^s_N \int\limits_0^\infty \frac{du'}{\ell_N} Z^s_{N,1}(u') E_2\left(\frac{u'}{\ell_N}\right) - \\
- e^2 t^s_{NC1}\langle \theta^s_{\min(N,C1)} a^s_N v_z\rangle^s_{N,>} = \\
= t^s_{NC1}\Xi^s_{\min(N,C1)}(a''^{s}_N - b''^{s}_{C1}), \\
J^s_{N2} = -2\Xi^s_N \int\limits_0^\infty \frac{dw'}{\ell_N} Z^s_{N,2}(w') E_2\left(\frac{w'}{\ell_N}\right) - \\
- e^2 t^s_{NC2}\langle \theta^s_{\min(N,C2)} b^s_N v_z\rangle^s_{N,<} = \\
= t^s_{NC2}\Xi^s_{\min(N,C2)}(a''^{s}_{C2} - b''^{s}_N).
\end{gathered} \tag{6.8}
$$

Здесь (см. (2.19), (2.24))

$$
\begin{gathered}
\Xi^s_{\min(N,C)} = \langle \theta^s_{\min(N,C)}\rangle^s_{>,N} = \\
= \langle \theta^s_{\min(N,C)} v_z\rangle^s_{>,C} = \frac{e^2}{h} N^s_{\min(N,C)}, \\
N^s_{\min(N,C)} = \frac{\pi \min\left[(p^s_N)^2, (p^s_C)^2\right]}{h^2},
\end{gathered} \tag{6.9}
$$

$\Xi^s_{\min(N,C)}$ — наименьший из баллистических кондактансов s-групп граничащих слоев. Формулы (6.8) связывают значения параметров a''^{s}, b''^{s} — констант, которым в исходном приближении по малому параметру t^s_{CN} равны граничные значения функций распределения электронов (2.15) (а также величины электрохимических потенциалов (6.7) на поверхностях раздела слоев) с s-компонентами токов на этих поверхностях. Подобные (6.8) соотношения для параметров a^s, b^s были получены в разд. 3 для диффузного рассеяния (см. (3.1)); при ограничениях, аналогичных (6.1) и (6.4), значения электрохимических потенциалов на поверхностях слоев в диффузном случае тоже определялись величинами параметров a^s, b^s (это следовало из решений (3.12), (3.13) неоднородной задачи Милна). Таким образом, в рассматриваемом случае граничные связи при зеркальном и диффузном рассеянии аналогичны, что позволяет использовать здесь результаты, полученные в разд. 5. При этом, однако, имеет место важное отличие, обусловленное зеркальностью, которое необходимо учитывать: в наборах $(t\Xi)^s_{j,j'}$ (3.7), характеризующих проводимость, определяемую рассеянием поверхностями раздела слоев, вместо кондактанса Шарвина Ξ^s_j (2.19) теперь фигурирует минимальный кондактанс соседних групп s-электронов (6.9).

Итак, в случае зеркального поверхностного рассеяния и комбинации «толстых» слоев (6.4) коэффициенты инжекции по току γ^a, спиновую поляризацию δn^a и поперечное сопротивление трехслойной структуры описывают формулы разд. 5 для *Соотношений* $A1$ (5.3) и $A2$ (5.8), в которых в формулах, содержащих контактные параметры, следует положить

$$
(t\Xi)^s_{C_iN} = t^s_{C_iN}\Xi^s_{\min(C,N)} \tag{6.10}
$$

с $\Xi^s_{\min(C,N)}$ из (6.9).

Случай «тонкого» промежуточного слоя в спиновом вентиле требует более детального анализа.

$$
\textit{Соотношение } B: \quad d_N \ll \ell_N. \tag{6.11}
$$

Граничные условия (6.2) принимают вид

$$
\begin{gathered}
a^s_N - b^s_N r^{sp}_{N,1} \exp\left(-\frac{d_N}{\tilde{\ell}^s_N}\right) = \\
= r^{sp}_{N,1} Y^s_{N,1} + t^{sp}_{NC1} Y^s_{C1,2}, \\
b^s_N - a^s_N r^{sp}_{N,2} \exp\left(-\frac{d_N}{\tilde{\ell}^s_N}\right) = \\
= r^{sp}_{N,2} Y^s_{N,2} + t^{sp}_{NC2} Y^s_{C2,1}
\end{gathered} \tag{6.12}
$$

и

$$
\begin{aligned}
&b_{C1}^{s} = Y_{C1,2}^{s} + t_{NC1}^{sp} \times \\
&\times \left[Y_{N,1}^{s} - Y_{C1,2}^{s} + b_{N}^{s} \exp\left(-\frac{d_N}{\tilde{\ell}_N^{s}} \right) \right], \\
&a_{C2}^{s} = Y_{C2,1}^{s} + t_{NC2}^{sp} \times \\
&\times \left[Y_{N,2}^{s} - Y_{C2,1}^{s} + a_{N}^{s} \exp\left(-\frac{d_N}{\tilde{\ell}_N^{s}} \right) \right]
\end{aligned} \qquad (6.13)
$$

(контактные слои по-прежнему считаются «толстыми»: $d_C \gg L_{fC} \gg \ell_C$). Для C-слоев в условиях малых величин коэффициентов прохождения $\hat{t}$ уравнения для электрохимических потенциалов у границ с N-слоем имеют вид (6.6), и их решения аналогичны (6.7), т. е. в нулевом приближении равны константам $a_C^{''s}$, $b_C^{''s}$ (или равным им интегралам $Y_C^{''s}$ (6.3), фигурирующим в граничных соотношениях (6.12) в поправках первого приближения по $\hat{t}$).

При рассмотрении N-слоя следует, наряду с (6.1), использовать последовательные приближения по малому параметру d_N/ℓ_N. Необходимо выписать выражения для потенциалов Z_{N1}^s, Z_{N2}^s и токов J_{N1}^s, J_{N2}^s на левой и правой границах N-слоя (аналогичные соответствующим диффузному рассеянию формулам (3.16), (3.17)) и, воспользовавшись полученными из этих выражений связями между комбинациями параметров a_N^s, b_N^s и величинами токов на поверхностях N-слоя, вывести соотношения между параметрами $b_{C1}^{''s}$ и $a_{C2}^{''s}$ (т. е. граничными значениями функций распределения в слоях C_1, C_2 в исходном приближении по малым t_{CN}^{sp} и d_N/ℓ_N) и токами на поверхностях. Отличие от ситуации (6.8) с «толстыми» слоями в том, что в условиях (6.11) возникают соотношения между параметрами на внешних сторонах границ N-слоя, а не по обе стороны каждой из этих границ. Связав таким образом значения $b_{C1}^{''s} - a_{C2}^{''s}$ с величинами токов, можно найти поперечное сопротивление $R_\perp$ спинового вентиля тем же методом, что и в разд. 5, используя выражение

$$
\begin{aligned}
&R_\perp = \frac{\Delta\varphi_{1\to2}}{J}, \\
&\Delta\varphi_{1\to2} = \frac{d_c' J}{\sigma_C} - \frac{1}{2}(b_{\Gamma C1}'' - a_{\Gamma C2}'').
\end{aligned} \qquad (6.14)
$$

Коэффициенты γ^{as} находятся через разности $b_{C1}^{''as} - a_{C2}^{''as}$. Для последних, помимо упомянутых выше граничных соотношений и связей с токами на поверхностях, имеются их значения, совпадающие с приведенными в (3.19).

Вывод выражений для перечисленных связей приведен в Приложении II. С их помощью получены результаты для γ^a, δn^a, $R_\perp$ при P- и AP-намагниченностях C-слоев и при различных соотношениях фермиевских импульсов электронных s-групп p_N^s и p_C^s (2.1), определяющих области действия зеркальных коэффициентов прохождения t_{CN}^{sp} (2.24) (реализация того или иного из этих соотношений обусловливает различие в величинах параметров инжекции; это проявлялось и в ситуации «толстого» N-слоя, см. (6.8), (6.10); в условиях (6.11) потребовался более подробный анализ). Основные последствия зеркальности поверхностного рассеяния в ситуации (6.11) таковы.

Для P-конфигурации поперечное сопротивление и характеристики инжекции выражаются формулами, полученными для диффузного поверхностного рассеяния при соотношении (5.12) с такими же заменами в параметрах контактного сопротивления, как и в условиях (6.4), т. е. с использованием (6.10).

Для AP-конфигурации также применимы результаты соответствующего варианта диффузного случая, но с использованием в них контактных вкладов, замененных на зеркальные по более сложной схеме, чем указанная выше (здесь проявляется конкуренция вкладов от двух малых параметров — d_N/ℓ_N и $\hat{t}$, зависящая от соотношения фермиевских импульсов электронов N- и C-слоев).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ задачи об электронном транспорте через систему чередующихся магнитных (F) и немагнитных (N) слоев в поперечном к слоям направлении. Использованы кинетические уравнения Больцмана для функций распределения электронных групп с различной проекцией спина s, характеризуемых параболическими спектрами, со сдвигом во внутреннем магнитном поле F-слоя. Интегралы столкновений аппроксимируются τ-приближением с учетом рассеяния как с сохранением, так и с изменением спиновой проекции s. Граничные условия, связывающие функции распределения в соседних слоях, формулируются с использованием параметров отражения $\hat{t}$ и прохождения $\hat{r}$, отвечающих диффузному и зеркальному рассеянию на поверхности раздела. Эти параметры (как и времена релаксации в интегралах столкновений) вводятся феноменологически (с учетом свойств, определяемых характером поверхностного рассеяния). Рассмотрены случаи различных соотношений между толщинами слоев d и длинами пробегов (импульсной l, спин-диффузионной L_f). Единообразно, в рамках примененного метода, проанализированы ситуации баллистического прохождения слоев и доминирования диффузионного транспорта.

На основе решений кинетических уравнений в плоских слоях, поперек которых приложено электрическое напряжение и пропускается ток (CPP-геометрия), получены уравнения (интегральные) для электрохимических потенциалов Z_j^s и зависящих от них плотностей тока J_j^s. Детально описана ситуация при полностью диффузном поверхностном рассеянии, исследован характер изменений, обусловленных поверхностной зеркальностью. Основные результаты таковы.

1. Показано, что эффективное контактное сопротивление (коэффициент пропорциональности между разностью электрохимических потенциалов Z_j^s по обе стороны поверхности раздела слоев и плотностью тока J_j^s на поверхности) в основном определяется набором сопротивлений Ландауэра R_{FN}^{st0} (произведений сопротивлений Шарвина на отношение коэффициентов отражения и проникновения); в случае зеркального прохождения границы этот набор включает только наибольшие из сопротивлений Шарвина для s-групп электронов контактирующих слоев.

2. Получено выражение для поперечного сопротивления многослойной структуры для произвольного соотношения характерных длин, выписана его часть, зависящая от типа намагниченности в последовательных F-слоях (P или AP); величина этой части и ее изменение при переходе $P \leftrightarrow AP$ определяются значениями основных параметров рассматриваемой задачи — коэффициентов инжекции тока γ^a на межслоевых границах для P- и AP-конфигураций.

3. Найдены значения коэффициентов γ^a на межслоевых границах для структуры из произвольного числа слоев при произвольном соотношении характерных длин. Выявлены требования к величинам характеристических параметров в слоях, которые должны выполняться для реализации на поверхностях раздела значений $\gamma^a(P) \sim 1$, $\gamma^a(AP) \ll 1$, необходимых для эффекта GMR.

4. Вычислены значения неравновесных концентраций, порождаемых поперечным током в электронных s-группах, их распределение в слоях различной толщины, в условиях P- и AP-намагниченности системы. Оценена спиновая поляризация в N-слое и ее изменения в F-слоях.

Автор благодарен Э. И. Рашба за стимулирующие обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №05-02-17598) в рамках научной программы «Спинтроника», а также Научного отдела департамента энергии США (контракт №W-31-109-ENG-38).

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Вычисление коэффициентов инжекции

Коэффициенты инжекции γ^{as} (в соответствии с числом границ раздела слоев их $2k+2$, см. разд. 4) определяются из системы $2k+2$ уравнений, составленной из набора (4.7) и уравнений (4.8). При P-конфигурации слоев правые части всех уравнений (4.7) одинаковы, совпадают и значения $R_{C1,2}^{as}$ (4.5). Очевидно и другое проявление симметрии задачи, связанное с рассматриваемым вариантом конструкции многослойной структуры: равенство коэффициентов инжекции на поверхностях, равноудаленных от контактов C_1 и C_2. Таким образом,

$$\begin{gathered} R_i^{as}(P) = R_1^{as}, \quad R_{C1,2}^{as}(P) = R_C^{as}, \\ \gamma_j^{as}(P) = \gamma_{2k+3-j}^{as}(P) \end{gathered} \tag{П.I.1}$$

($i = 1, \ldots, k$ — индекс, соответствующий номерам внутренних магнитных слоев; $j = 1, \ldots, 2k+2$ — последовательность номеров межслоевых поверхностей, начиная с границы со слоем C_1). Соотношения симметрии при AP-конфигурации зависят от числа F-слоев k, для конкретности ограничимся случаем четного k. При этом

$$\begin{gathered} R_i^{as}(AP) = -R_{i\pm 1}^{as}(AP) = (-1)^i R_1^{as}, \\ R_{C1}^{as}(AP) = -R_{C2}^{as}(AP) \equiv R_C^{as}, \\ \gamma_j^{as}(AP) = -\gamma_{2k+3-j}^{as}(AP), \\ i = 1, \ldots, k; \quad j = 1, \ldots, 2k+2; \quad k = 2k_1. \end{gathered} \tag{П.I.2}$$

P-конфигурация. В силу (П.I.1) достаточно исследовать систему, составленную из $k+1$ уравнения, выделив в величинах $\gamma_j^{as}(P)$ одинаковую при всех индексах часть $\gamma_0^{as}(P)$:

$$\begin{gathered} \gamma_j^{as}(P) = \gamma_0^{as}(P) + g_j^{as}, \\ \gamma_0^{as}(P) = R_1^{as}/(R_{NF} - R_N - R_F). \end{gathered} \tag{П.I.3}$$

Система уравнений для g_j^{as} такова:

$$-R_{CN} g_1^{as} + R_N g_2^{as} = -R_C^{as} + \gamma_0^{as}(P)(R_{CN} - R_N) \equiv \equiv -\tilde{R}_C^{as}(P),$$

$$R_N g_1^{as} - R_{FN} g_2^{as} + R_F g_3^{as} = 0,$$

$$
\begin{aligned}
&R_N g_{2j-1}^{as} - R_{FN} g_{2j}^{as} + R_F g_{2j+1}^{as} = 0,\\
&R_F g_{2j}^{as} - R_{FN} g_{2j+1}^{as} + R_N g_{2j+2}^{as} = 0,\\
&\quad j \le k_1,
\end{aligned}
\qquad (\text{П.I.4})
$$

$$
R_N g_{k-1}^{as} - R_{FN} g_k^{as} + R_F g_{k+1}^{as} = 0,
$$

$$
R_N g_k^{as} - (R_{FN} - R_N) g_{k+1}^{as} = 0, \quad k = 2k_1 \ge 2
$$

(в последнем уравнении использовано равенство $g_{k+1}^{as} = g_{k+2}^{as}$, следующее из (П.I.1)). Суммы и разности пар последовательных функций g_j^{as}

$$
\varphi_j^{as} = g_j^{as} + g_{j+1}^{as}, \quad f_j^{as} = g_j^{as} - g_{j+1}^{as}, \qquad (\text{П.I.5})
$$

($\varphi_{k+1}^{as} = 2g_{k+1}^{as}$, $f_{k+1}^{as} = 0$) находятся из систем уравнений, следующих из (П.I.4). Уравнения для φ_j^{as} таковы:

$$
\begin{aligned}
&-2X_C\varphi_1^{as} + \varphi_2^{as} = -X_C^{as}(P),\\
&\varphi_1^{as} - 2X_N\varphi_2^{as} + \varphi_3^{as} = 0,\\
&\varphi_2^{as} - 2X_F\varphi_3^{as} + \varphi_4^{as} = 0,\\
&\qquad\ldots\ldots\\
&\varphi_{k-1}^{as} - 2X_N\varphi_k^{as} + \varphi_{k+1}^{as} = 0,\\
&\varphi_k^{as} - X_F\varphi_{k+1}^{as} = 0.
\end{aligned}
\qquad (\text{П.I.6})
$$

Введены обозначения

$$
\begin{aligned}
&X_C = \frac{R_{CN}(R_{FN}+R_F) - R_N^2}{2(R_{CN}+R_N)R_F},\\
&X_N = \frac{R_{FN}+R_N-R_F}{2R_N},\\
&X_F = \frac{R_{FN}-R_N+R_F}{2R_F},\\
&X_C^{as}(P) = \frac{\tilde{R}_C^{as}(P)Q_s}{R_F},\\
&Q_x = \frac{R_{CN}+R_N+R_F}{R_{CN}+R_N}
\end{aligned}
\qquad (\text{П.I.7})
$$

(первое уравнение (П.I.6) получено сложением первого уравнения (П.I.4), умноженного на Q_x (П.I.7), со вторым из (П.I.4)). Решения системы (П.I.6) выражаются через полиномы Гегенбауэра C_j^1 [30, 31] (для перехода к последним применяется обычная процедура преобразования детерминантов с чередующимися диагональными членами; см., например, [31]):

$$
\begin{aligned}
&\varphi_{2j}^{as} = \frac{X_C^{as}(P)X_F}{X\Delta_\varphi}\times\\
&\quad\times\left[XC_{k-2j}^1(X) - C_{k-2j+1}^1(X)\right],\\
&\varphi_{2j+1}^{as} = \frac{X_C^{as}(P)}{\Delta_\varphi}\times\\
&\quad\times\left[XC_{k-2j-1}^1(X) - C_{k-2j}^1(X)\right],\\
&\Delta_\varphi = 2X_C\left[XC_{k-1}^1(X) - C_k^1(X)\right] -\\
&\quad-\frac{X_F}{X}\left[XC_{k-2}^1(X) - C_{k-1}^1(X)\right],\\
&X^2 = X_N X_F.
\end{aligned}
\qquad (\text{П.I.8})
$$

Аналогичным образом выводятся уравнения для разностных параметров f_j^{as} (П.I.5):

$$
\begin{aligned}
&-2Y_C f_1^{as} + f_2^{as} = -Y_C^{as}(P),\\
&f_1^{as} - 2Y_N f_2^{as} + f_3^{as} = 0,\\
&f_2^{as} - 2Y_F f_3^{as} + f_4^{as} = 0,\\
&\qquad\ldots\ldots\\
&f_{k-2}^{as} - 2Y_F f_{k-1}^{as} + f_k^{as} = 0,\\
&f_{k-1}^{as} - 2Y_N f_k^{as} = 0,
\end{aligned}
\qquad (\text{П.I.9})
$$

где

$$
\begin{aligned}
&Y_C = \frac{R_{CN}(R_{FN}-R_F) - R_N^2}{2(R_{CN}-R_N)R_F},\\
&Y_N = \frac{R_{FN}-R_N+R_F}{2R_N},\\
&Y_F = \frac{R_{FN}+R_N-R_F}{2R_F},\\
&Y_C^{as}(P) = \frac{\tilde{R}_C^{as}(P)Q_y}{R_F},\\
&Q_y = \frac{R_C-R_N-R_F}{R_{CN}-R_N},\\
&Y_N Y_F = X_F X_N = X^2.
\end{aligned}
\qquad (\text{П.I.10})
$$

Решения имеют вид (для $j \le k_1$)

$$
\begin{aligned}
&f_{2j+1}^{as} = \frac{Y_C^{as}(P)Y_N}{X\Delta_f}C_{k-2j-1}^1(X),\\
&f_{2j}^{as} = \frac{Y_C^{as}(P)}{\Delta_f}\,C_{k-2j}^1(X),\\
&\Delta_f = \frac{2Y_N Y_C}{X}C_{k-1}^1(X) - C_{k-2}^1(X).
\end{aligned}
\qquad (\text{П.I.11})
$$

AP-конфигурация. В значениях $\gamma_j^{as}(AP)$ выделяются постоянные по величине, но знакопеременные части:

$$
\begin{aligned}
&\gamma_{2j}^{as}(AP) = (-1)^j\gamma_0^{as}(AP) + h_{2j}^{as},\\
&\gamma_{2j+1}^{as}(AP) = (-1)^j\gamma_0^{as}(AP) + h_{2j+1}^{as},\\
&\gamma_0^{as}(AP) = \frac{R_1^{as}}{R_{NF}+R_N-R_F},\\
&h_j^{as} = -h_{2k+3-j}^{as}.
\end{aligned}
\qquad (\text{П.I.12})
$$

Система уравнений для h_j^{as} совпадает с системой (П.I.4) с заменой $\tilde{R}_C^{as}(P)$ на $\tilde{R}_C^{as}(AP)$,

$$\tilde{R}_C^{as}(AP) = R_C^{as} - \gamma_0^{as}(AP)(R_{CN} + R_N), \qquad (\text{П.I.13})$$

и коэффициента при последнем члене в (П.I.4) на $R_{FN} + R_N$. Вводя, как и выше, суммарные и разностные параметры, получим в итоге

$$\begin{aligned}
&\varepsilon_j^{as} = h_j^{as} + h_{j+1}^{as},\\
&\varepsilon_{2j+1}^{as} = \frac{X_C^{as}(AP)X_N}{X\Delta_\varepsilon}C_{k-2j-1}^1(X),\\
&\varepsilon_{2j}^{as} = \frac{X_C^{as}(AP)}{\Delta_\varepsilon}C_{k-2j}^1(X),\\
&\Delta_\varepsilon = \frac{2X_NX_C}{X}C_{k-1}^1(X) - C_{k-2}^1(X),\\
&e_j^{as} = h_j^{as} - h_{j+1}^{as},\\
&e_{2j}^{as} = \frac{Y_C^{as}(AP)Y_F}{X\Delta_e} \times\\
&\times\left[XC_{k-2j}^1(X) - C_{k-2j+1}^1(X)\right],\\
&e_{2j-1}^{as} = \frac{Y_C^{as}(AP)}{\Delta_e} \times\\
&\times\left[XC_{k-2j+1}^1(X) - C_{k-2j+2}^1(X)\right],\\
&\Delta_e = 2Y_C\left[XC_{k-1}^1(X) - C_k^1(X)\right] -\\
&- \frac{Y_F}{X}\left[XC_{k-2}^1(X) - C_{k-1}^1(X)\right].
\end{aligned} \qquad (\text{П.I.14})$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned}
X_C^{as}(AP) &= \frac{\tilde{R}_C^{as}(AP)Q_x}{R_F},\\
Y_C^{as}(AP) &= \frac{\tilde{R}_C^{as}(AP)Q_y}{R_F}.
\end{aligned} \qquad (\text{П.I.15})$$

Аргумент X полиномов $C_j^1(X)$, наборы параметров $\hat{X}$, $\hat{Y}$ выражаются через характеристики слоев и межслоевых поверхностей $\hat{R}$, фигурирующие в (4.6), (4.8).

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Зеркальное рассеяние на границах «тонкого» *N*-слоя

Для нахождения характеризующих тонкий N-слой параметров a_N^s, b_N^s следует использовать последовательные приближения по малому отношению d_N/ℓ_N. При этом необходимо учитывать возможные различия областей существования (в импульсном пространстве) слагаемых в (6.12).

Интегралы Y_N^s в граничных соотношениях (6.12) — малые величины первого порядка:

$$Y_{N,1}^s = Y_{N,2}^s = Z_N^{s(0)}d_N/\tilde{\ell}_N^s \qquad (\text{П.II.1})$$

(верхний индекс в скобках указывает порядок приближения соответствующей величины по d_N/ℓ_N). Выражения для потенциалов Z_{N1}^s, Z_{N2}^s и токов на левой и правой границах N-слоя (аналогичные соответствующим диффузному рассеянию формулам (3.16), (3.17)) таковы:

$$\begin{aligned}
&Z_{N1,2}^s + \frac{q_N}{2}Z_{N1,2}^{as} = \frac{1}{\nu_N^s}\Bigg[\langle a_N^s + b_N^s\rangle_{N,>}^s -\\
&\quad - \left\langle \frac{d_N}{2\tilde{\ell}_N^s}\left(a_N^{s(0)} + b_N^{s(0)}\right)\right\rangle_{N,>}^s \pm\\
&\quad \pm \left\langle \frac{d_N}{2\tilde{\ell}_N^s}\left(a_N^{s(0)} - b_N^{s(0)}\right)\right\rangle_{N,>}^s\Bigg] +\\
&\quad + Z_N^{s(0)}\frac{d_N}{2\ell_N}\ln\frac{d_N}{\ell_N},\\
&J_{N1,2}^s = -e^2\langle v_z(a_N^s - b_N^s)\rangle_{N,>}^s +\\
&\quad + \frac{2d_N\Xi_N}{\ell_Nv_N}\langle a_N^{s(0)} - b_N^{s(0)}\rangle_{n,>}^s \mp\\
&\quad \mp \frac{d_Nq_N\Xi_N}{2\ell_N}Z_N^{as(0)}.
\end{aligned} \qquad (\text{П.II.2})$$

Для фигурирующих в (П.II.2) комбинаций параметров a_N^s, b_N^s из (6.12) следует, что

$$\begin{aligned}
a_N^s + b_N^s &= 2Z_N^{s(0)} + \frac{2\left[b_{C1}^{s''}t_{NC1}^{sp} + a_{C2}^{s''}t_{NC2}^{sp} - Z_N^{s(0)}(t_{NC2}^{sp} + t_{NC1}^{sp})\right]}{t_{NC1}^{sp} + t_{NC2}^{sp} + 2d_N/\tilde{\ell}_N^s},\\
a_N^s - b_N^s &= \frac{\left[Z_N^{s(0)}(t_{NC2}^{sp} - t_{NC1}^{sp}) + b_{C1}^{s''}t_{NC1}^{sp} - a_{C2}^{s''}t_{NC2}^{sp}\right]d_N/\tilde{\ell}_N^s + (b_{C1}^{s''} - a_{C2}^{s''})t_{NC2}^{sp}t_{NC1}^{sp}}{t_{NC1}^{sp} + t_{NC2}^{sp} + 2d_N/\tilde{\ell}_N^s}.
\end{aligned} \qquad (\text{П.II.3})$$

Здесь наряду с членами порядка $t^s_{NC} \ll 1$ удержаны слагаемые порядка другого малого параметра $-d_N/\ell_N$; как будет показано, соответствующие вклады в ряде случаев конкурируют при расчетах искомых величин.

Выражения (П.II.3) — приближение к формулировке граничных условий в виде соотношений типа (6.8): это связи между параметрами $b^{s''}_{C1}$ и $a^{s''}_{C2}$ (т. е. граничными значениями функций распределения (2.15) b^s_{C1} и a^s_{C2} в слоях C_1, C_2 в исходном приближении по малым t^{sp}_{CN} и d_N/ℓ_N) и параметрами a^s_N, b^s_N; через последние можно, воспользовавшись формулами (П.II.2), ввести в эти связи величины токов на поверхностях N-слоя.

Удобно по отдельности рассмотреть ситуацию при параллельной (P) и антипараллельной (AP) намагниченностях C-слоев с учетом упомянутых в разд. 5 свойств симметрии, упрощающих анализ.

P-конфигурация:

$$\begin{gathered} t^{sp}_{NC1} = t^{sp}_{NC2} \equiv t^{sp}_{NC}, \\ \Gamma^s_{C1} = \Gamma^s_{C2} \equiv \Gamma^s_C, \quad p^s_{C1} = p^s_{C2} \equiv p^s_C. \end{gathered} \tag{П.II.4}$$

В соответствии с симметрией задачи в данном случае

$$\gamma^{as}_{N,1} = \gamma^{as}_{N,2} \equiv \gamma^{as}(P), \quad b^{as}_N = -a^{as}_N. \tag{П.II.5}$$

Разностный (по s) электрохимический потенциал $Z^{as}_{N1,2}(P)$ в силу последнего из равенств (П.II.5) оказывается величиной первого порядка малости по параметру d_N/ℓ_N (согласно (П.II.2) $Z^{as(0)}_N(P) = 0$), таковой же является и величина инжектированной спиновой поляризации на границах N-слоя:

$$\delta n^{as}_{N1,2}(P) = \mp \frac{e d_N v^s_N}{\ell_N} \left\langle \frac{a^{as}_N}{v_z} \right\rangle^s_{N,>} \tag{П.II.6}$$

(использованы формулы (2.10) и (П.II.2); параметры N-слоя v^s_N, ν^s_N и пределы интегрирования в $\langle\,\rangle^s_{N,>}$ (2.4) не зависят от s). Значение разностного по s тока (или коэффициента инжекции $\gamma^{as}(P)$) определяется членами нулевого порядка по d_N/ℓ_N в (П.II.2).

Возможны три различных варианта соотношений между фермиевскими импульсами электронных s-групп p^s_N и p^s_C (2.1), определяющие области действия зеркальных коэффициентов прохождения t^{sp}_{CN} (2.24).

1). Вариант 1.

$$p^s_N < p^-_C < p^+_C: \quad \theta^s_{\min(NC)} = \theta^s_N. \tag{П.II.7}$$

При выполнении (П.II.7) коэффициенты $t^{sp}_{CN} \neq 0$ во всей области импульсов в слое C, и из (П.II.3) следует

$$a^s_N - b^s_N = \frac{t^s_{NC}(b^{s''}_{C1} - a^{s''}_{C2})}{2}, \tag{П.II.8}$$

так что формула для тока (П.II.2) принимает вид

$$\frac{J}{2}\,(1 + \gamma^{as}(P)) = \frac{t^s_{NC}\Xi^s_N}{2}(a^{s''}_{C2} - b^{s''}_{C1}) \tag{П.II.9}$$

(поправки следующего порядка малости здесь в данном случае несущественны и опущены). Из равенства определенной по (П.II.9) величины $a^{as''}_{C2} - b^{s''}_{C1}$ ее же значению, найденному так же, как в разд. 3, с использованием (3.19), находится параметр $\gamma^{as}(P)$. Величина $\delta n^{as}_N(P)$ находится аналогичным образом с использованием (П.II.8), (П.II.5), (П.II.6). Сопротивление $R_\perp(P)$ определяется по (6.18) с помощью (П.II.9). Отличие результатов от приведенных в разд. 5 — в замене $(i\Xi)^s_{CN}$ на $t^s_{CN}\Xi_N/2$ в выражениях, содержащих в контактных членах параметры R^{st0}_{CN} (3.2).

2) Вариант 2.

$$\begin{gathered} p^-_C < p^s_N < p^+_C; \quad \theta^-_{\min(NC)} = \theta^-_C, \\ \theta^+_{\min(NC)} = \theta^+_N. \end{gathered} \tag{П.II.10}$$

Согласно (П.II.3)

$$\begin{aligned} a^+_N - b^+_N &= \frac{t^+_{CN}}{2}(b^{+''}_{C1} - a^{+''}_{C2})\theta^+_N, \\ a^-_N - b^-_N &= \frac{t^-_{CN}}{2}(b^{-''}_{C1} - a^{-''}_{C2})\theta^-_C, \end{aligned} \tag{П.II.11}$$

так что для токов с различной спиновой проекцией из (П.II.2) следует

$$\begin{aligned} \frac{J}{2}\,(1 + \gamma^a(P)) &= e^2\langle (b^+_N - a^+_N) v_z\rangle^+_{N,>} = \\ &= \frac{t^+_{CN}\Xi^+_N}{2}(a^{+''}_{C2} - b^{+''}_{C1}), \\ \frac{J}{2}\,(1 - \gamma^a(P)) &= e^2\langle (b^-_N - a^-_N) v_z\rangle^-_{N,>} = \\ &= \frac{t^-_{CN}\Xi^-_C}{2}(a^{-''}_{C2} - b^{-''}_{C1}). \end{aligned} \tag{П.II.12}$$

Вычисления приводят к формулам разд. 5 для «тонкого» N-слоя, в которых в R^{st0}_{CN} (3.2) нужно использовать $(t\Xi)^+_{CN} = t^+_{CN}\Xi_N/2$, $(t\Xi)^-_{CN} = t^-_{CN}\Xi^-_C$.

3) Вариант 3.

$$p^-_C < p^+_C < p^s_N: \quad \theta^s_{\min(NC)} = \theta^s_C. \tag{П.II.13}$$

Очевидно, что в данном случае тоже применимы формулы разд. 5 для «тонкого» N-слоя, где в параметрах R^{st0}_{CN} следует использовать кондактансы C-слоя Ξ^s_C: $(t\Xi)^s_{CN} = t^s_{CN}\Xi^s_C$.

AP-конфигурация:

$$t^{sp}_{NC1} = t^{-sp}_{NC2} \equiv t^{sp}_{NC},\\ \Gamma^s_{C1} = \Gamma^{-s}_{C2} \equiv \Gamma^s_C, \quad p^s_{C1} = p^{-s}_{C2} \equiv p^s_C. \tag{П.II.14}$$

В этом случае

$$\gamma^{as}_{N,1} = -\gamma^{as}_{N,2} \equiv \gamma^{as}(AP), \quad b^{as}_N = a^{as}_N. \tag{П.II.15}$$

В отличие от ситуации при P-порядке, здесь $Z^{as(0)}_N \neq 0$: в нулевом приближении по d_N/ℓ_N согласно (П.II.2)

$$Z^{as(0)}_N = \frac{4}{(1+q_N)\nu_N}\langle a^{as(0)}_N\rangle^s_{N,>}. \tag{П.II.16}$$

Эта величина определяет пропорциональные ей значения коэффициента инжекции $\gamma^{as}(AP)$ и неравновесной концентрации δn^{as}_N (2.8):

$$J\gamma^{as}(AP) = -\frac{2d_N\Xi_N q_N}{\ell_N\nu^s_N}\langle a^{as(0)}_N\rangle^s_{N,>},\\ \delta n^{as}_N = \frac{3L^2_{fN}e\nu_N R^0_N}{2\ell_N d_N}J\gamma^{as}. \tag{П.II.17}$$

Далее следует использовать граничные соотношения (П.II.3) и выразить из этих уравнений значения параметров $a^{as}_N + b^{as}_N = 2a^{as}_N$ (для их подстановки в (П.II.17)), а также набора $a_N - b_N$, который согласно (П.II.2) определяет полный ток

$$J = -e^2\langle v_z(a^{(0)}_N - b^{(0)}_N)\rangle^s_{N,>} \tag{П.II.18}$$

(в формуле для полного тока (П.II.2) достаточно удержать лишь члены нулевого приближения по d_N/ℓ_N). Правые части (П.II.17) и (П.II.18) в итоге выражаются через параметры C-слоев $a^{s''}_{C2}, b^{s''}_{C1}$, с помощью которых, как и в P-случае, определяются все искомые величины. Вычисления здесь, однако, более громоздки — вследствие уже упоминавшейся скачкообразной зависимости ряда величин от импульса, навязываемой свойствами коэффициентов прохождения t^{sp}_{CN}. Наиболее проста ситуация при выполнении (П.II.7), так как в актуальной в данном случае области $|\mathbf{p}| \le p^s_N$ таковых разрывов нет.

1) *Вариант 1 (П.II.7).*

Коэффициент инжекции $\gamma^a(AP)$ выражается формулой (5.9), поперечное сопротивление — формулой (5.2), в которых изменены значения членов, связанных с рассеянием на поверхностях:

$$\gamma^a(AP) = \\ = \frac{R^a_C}{R^t + 3R^0_C L_{fC}/4\ell_C + 3R^0_N L^2_{fN}/2\ell_N d_N},\\ R^t = R^{t0}_{CN} + \frac{2R^0_N}{t_{NC}}\left(\frac{\ell_N t_{NC}}{4d_N\lambda} - 1\right),\\ R^{t0}_{CN} = \frac{t_{CN}R^0_N}{2t^+_{CN}t^-_{CN}}, \quad R^{at0}_{CN} = \frac{t^a_{CN}R^0_N}{2t^+_{CN}t^-_{CN}},\\ \lambda = 1 - \frac{2d_N}{\ell_N t_{NC}}\ln\left(1 + \frac{\ell_N t_{NC}}{2d_N}\right). \tag{П.II.19}$$

Значение множителя λ определяется соотношением двух малых параметров — d_N/ℓ_N и t_{CN}. Если наименьшим из них оказывается коэффициент прохождения поверхности раздела (т. е. $t_{CN} \ll d_N/\ell_N$), то последний член в R^t может быть опущен, сама же величина R^t может быть вполне соизмеримой с диффузионными слагаемыми в знаменателе формулы для γ^a. При противоположном неравенстве ($t_{CN} \gg d_N/\ell_N$), напротив, величину знаменателя определяют диффузионные слагаемые, а вклад поверхностного рассеяния (первый член) несуществен.

В условиях (П.II.10) и (П.II.13) результаты более громоздки. Они тоже зависят от обоих малых параметров, используемых при анализе задачи, а именно, t^s_{CN} и d_N/ℓ_N, но здесь важно и различие фермиевских импульсов p^s_N и p^s_C, вследствие чего критерии предельных случаев определяются отношением параметров $p^s_C t_{NC}/p_N$ и d_N/ℓ_N.

2) *Вариант 2 (П.II.10).* Ниже приведены результаты для двух предельных случаев, достаточно полно характеризующих рассматриваемую ситуацию.

$$\text{2а)} \quad p^-_C t_{NC}/p_N \ll d_N/\ell_N. \tag{П.II.20}$$

В этом случае поверхностные вклады в величины γ^a и $R_\perp$ таковы:

$$R^t = R^{t0}_{CN} = \frac{(t^+_{CN}p^s_N + t^-_{CN}p^-_C)R^0_N}{2t^+_{CN}t^-_{CN}p^-_C},\\ R^{at0}_{CN} = \frac{(t^+_{CN}p^s_N - t^-_{CN}p^-_C)R^0_N}{2t^+_{CN}t^-_{CN}p^-_C}. \tag{П.II.21}$$

$$\text{2б)} \quad p^-_C t_{NC}/p_N \gg d_N/\ell_N. \tag{П.II.22}$$

Слагаемое R^t в знаменателе γ^a (П.II.19) может быть, как в предыдущем случае, опущено, прочие величины таковы:

$$R^{t0}_{CN} = \frac{t_{CN}}{2t^+_{CN}t^-_{CN}\Xi^-_C},\\ R^{at0}_{CN} = \frac{p^s_N t_{CN} - 2p^-_C t^-_{CN}}{4t^+_{CN}t^-_{CN}p^s_N\Xi^-_C}. \tag{П.II.23}$$

3) *Вариант 3* (*П.II.13*). Приведем результаты для предельных соотношений, подобных использованным выше.

$$3а) \quad p_C^s t_{NC}/p_N \ll d_N/\ell_N. \qquad (\text{П.II.24})$$

Параметры R^t, R_{CN}^{at0}, R_{CN}^{t0} таковы:

$$R^t = R_{CN}^{t0} = \frac{p_c^+ t_{CN}^+ + p_C^- t_{CN}^-}{2t_{CN}^+ t_{CN}^- p_C^-} R_N^0,$$

$$R_{CN}^{at0} = \frac{p_c^+ t_{CN}^+ - p_C^- t_{CN}^-}{2t_{CN}^+ t_{CN}^- p_C^-} R_N^0,$$

$$3б) \quad p_C^s t_{NC}/p_N \gg d_N/\ell_N. \qquad (\text{П.II.25})$$

Как и в ситуации при соотношении (П.II.22), в знаменателе γ^a (П.II.19) следует сохранить лишь диффузионные вклады. Значения прочих параметров таковы:

$$\begin{aligned} R_{CN}^{t0} &= \frac{t_{CN}}{2t_{CN}^+ t_{CN}^- \Xi_C^-}, \\ R_{CN}^{at0} &= \frac{p_C^+ t_{CN} - 2p_c^- t_{CN}^-}{4t_{CN}^+ t_{CN}^- p_C^+ \Xi_C^-}. \end{aligned} \qquad (\text{П.II.26})$$

Во всех рассмотренных разновидностях AP-конфигурации значения неравновесной спиновой поляризации выражаются через приведенные выше выражения для коэффициентов инжекции по формуле (П.II.17).

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 1 (2004).
2. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A **153**, 699 (1936).
3. E. I. Rashba, Phys. Rev. B **62**, R16267 (2000).
4. E. I. Rashba, Eur. Phys. J. B **29**, 513 (2002).
5. P. R. Hammar, B. R. Bennet, M. J. Yang, and M. Johnson, Phys. Rev. Lett. **83**, 203 (1999).
6. S. Gardelis, C. G. Smith, C. H. W. Barnes et al., Phys. Rev. B **60**, 7764 (1999).
7. G. Schmidt, D. Ferrand, L. Mollenkamp et al., Phys. Rev. B **62**, R4790 (2000).
8. T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).
9. Ф. М. Морс, Г. Фешбах, *Методы теоретической физики*, Изд-во иностр. лит., Москва (1960), т. 2.
10. Б. Дэвисон, *Теория переноса нейтронов*, Атомиздат, Москва (1960).
11. R. Landauer, IBM J. Res. Dev. **1**, 2323 (1957).
12. G. E. W. Bauer, Phys. Rev. Lett. **69**, 1676 (1992).
13. K. M. Schep, P. J. Kelly, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. Lett. **74**, 586 (1995).
14. Ю. В. Шарвин, ЖЭТФ **48**, 984 (1965).
15. A. M. Bratkovsky, Phys. Rev. B **56**, 2544 (1997).
16. S. Zhang and P. M. Levy, Phys. Rev. B **57**, 5336 (1998).
17. M. D. Stiles and D. R. Penn, Phys. Rev. B **61**, 3200 (2000).
18. K. M. Schep, J. B. A. N. van Hoof, P. J. Kelly et al., Phys. Rev. B **56**, 10305 (1997).
19. K. Xia, P. J. Kelly, G. E. W. Bauer et al., Phys. Rev. B **63**, 046407 (2001).
20. A. Shpiro and P. M. Levy, Phys. Rev. B **63**, 014419 (2000).
21. B. Laikhtman and S. Luryi, Phys. Rev. B **49**, 17177 (1994).
22. V. Ya. Kravchenko and E. I. Rashba, Phys. Rev. B **67**, R12131 (2003).
23. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиот, Письма в ЖЭТФ **76**, 189 (2002).
24. В. Я. Кравченко, ЖЭТФ **121**, 703 (2002).
25. K. Fuchs, Proc. Camb. Phil. Soc. **34**, 100 (1938).
26. H. Sondheimer, Adv. Phys. **1**, 1 (1952).
27. А. Г. Аронов, Письма в ЖЭТФ **24**, 37 (1976).
28. V. V. Osipov and A. M. Bratkovsky, Phys. Rev. B **70**, 205312 (2004).
29. V. V. Osipov and A. M. Bratkovsky, Phys. Rev. B **72**, 115322 (2005).
30. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*, Физматлит, Москва (1963).
31. Л. Бриллюэн, М. Пароди, *Распространение волн в периодических структурах*, Изд-во иностр. лит., Москва (1959).