

Спин-зависимая туннельная проводимость в 2D-структурах в нулевом магнитном поле

И.В. Рожанский, Н.С. Аверкиев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, г. Санкт-Петербург, 194021, Россия
E-mail: igor@quantum.ioffe.ru

Статья поступила в редакцию 23 июля 2008 г.

Рассмотрено влияние спин-орбитального взаимодействия на туннелирование между двумерными электронными слоями. Получено общее выражение для туннельного тока с учетом эффектов Рашби и Дрессельхауза, а также упругого рассеяния носителей заряда на примесях. Показано, что конкретный вид зависимости туннельной проводимости от электрического напряжения между слоями чрезвычайно чувствителен к соотношению параметров Рашби и Дрессельхауза. Это позволяет определять параметры спин-орбитального взаимодействия и квантовое время рассеяния непосредственно при измерении туннельной проводимости без внешнего магнитного поля.

Розглянуто вплив спин-орбітальної взаємодії на тунелювання між двовимірними електронними шарами. Отримано загальний вираз для тунельного струму з урахуванням ефектів Рашби та Дрессельхауза, а також пружного розсіювання носіїв заряду на домішках. Показано, що конкретний вид залежності тунельної провідності від електричної напруги між шарами надзвичайно чутливий до співвідношення параметрів Рашби та Дрессельхауза. Це дозволяє визначити параметри спин-орбітальної взаємодії та квантовий час розсіювання безпосередньо при вимірі тунельної провідності без зовнішнього магнітного поля.

PACS: 73.63.Ns Квантовые стенки;
73.40.Gk Туннелирование;
71.70.Ej Спин-орбитальное взаимодействие, расщепление Зеемана и Штарка, эффект Яна–Теллера.

Ключевые слова: спин-зависимое туннелирование, спин-орбитальное взаимодействие, квантовые ямы.

1. Введение

В спин-орбитальном взаимодействии спин частицы может непосредственно проявляться без внешнего магнитного поля, поэтому этот эффект чрезвычайно привлекателен с точки зрения приложений спинтроники. Спин-орбитальное взаимодействие можно использовать для создания пространственно разделенных спин-поляризованных носителей заряда; оно может косвенно влиять на работу приборов, определяя, например, время спиновой когерентности. В двумерных системах наиболее важными являются два типа спин-орбитального взаимодействия, обусловленные линейными по волновому вектору частицы слагаемыми в гамильтониане — эффекты Рашби и Дрессельхауза. По существу, оба типа взаимодействия связаны с отсутствием инверсионной симметрии системы. Первое, характеризуемое параметром α ,

является следствием отсутствия центра инверсии дизайна структуры (эффект Рашби), а второе, характеризуемое параметром β , — следствием отсутствия центра инверсии в точечной группе симметрии материала (эффект Дрессельхауза). Особенно ярко оба типа взаимодействия проявляются, когда α и β сравнимы по величине. В этом случае возникает ряд интересных эффектов: энергетический спектр становится сильно анизотропным [1,2], время спиновой релаксации начинает зависеть от ориентации спина в плоскости квантовой ямы [3], в эффекте Шубникова–де Гааза должен наблюдаться магнитный пробой [4]. Расщепление энергетического спектра, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием, можно наблюдать экспериментально. Однако в большинстве случаев довольно трудно установить относительный вклад механизмов Рашби и Дрессельхауза. В то же время в

некоторых важных случаях время спиновой релаксации и спиновая поляризация существенно зависят от соотношения между α и β . В настоящей работе рассмотрим туннелирование между двумя двумерными электронными слоями, которое, как будет показано, очень чувствительно к соотношению между α и β . Особенность рассматриваемой системы заключается в резонансном характере туннелирования вследствие ограничений, накладываемых законами сохранения энергии и импульса. Без учета спин-орбитального взаимодействия туннельная проводимость отлична от нуля в узком диапазоне близких к нулю значений напряжения между слоями, ширина этой области определяется временем рассеяния на примесях [5], а также флуктуациями ширины слоев [6]. Такое поведение туннельной проводимости неоднократно наблюдалось в экспериментах [7–9]. Спин-орбитальное взаимодействие вызывает расщепление спектра электронов в слоях на две подзоны. При этом туннелирование с сохранением энергии и импульса в плоскости слоев может идти между различными подзонами при конечном напряжении, отвечающем энергии спин-орбитального расщепления. Однако, если параметры спин-орбитального взаимодействия одинаковы для левого и правого слоев, то переходы между разными подзонами запрещены вследствие ортогональности соответствующих спиновых состояний. В работе [10] указано, что туннелирование между разными подзонами становится возможно в случае, если параметры Рашбы в левом и правом слоях неодинаковы. Схема такой структуры предложена в [11], где параметры Рашбы, одинаковые по абсолютной величине, но противоположные по знаку, возникают вследствие дельта-легирования туннельного барьера по центру. Заряженная плоскость ионизованной примеси должна приводить к возникновению электрического поля разного знака для левого и правого слоев. Поскольку спин-орбитальное взаимодействие типа Рашбы пропорционально внешнему электрическому полю, это приведет к соотношению $\alpha^R = -\alpha^L$, где α^L и α^R — параметры взаимодействия Рашбы для левого и правого слоев соответственно. В этом случае резонансный пик туннельной проводимости должен возникать при напряжении между слоями U_0 , соответствующем энергии $eU_0 = \pm 2\alpha k_F$, где k_F — величина волнового вектора на поверхности Ферми. В настоящей работе рассмотрен общий случай произвольных вкладов взаимодействий Рашбы и Дрессельхауза и получено соответствующее выражение для туннельного тока. Показано, что различные соотношения между вкладами Рашбы и Дрессельхауза соответствуют различным видам зависимости туннельной проводимости от напряжения. В частности, рассмотрен наиболее распространенный случай, когда оба вклада сравнимы по

величине [12,13]. В этом случае особенности спектра собственных состояний в слоях приводят к значительному подавлению туннелирования во всем диапазоне напряжений. При этом рассеяние на примесях начинает играть ключевую роль — оно восстанавливает особенности вольт-амперной характеристики, несущие информацию о параметрах спин-орбитального взаимодействия. Таким образом, показано, что параметры α и β могут отчетливо проявляться в туннельном эксперименте, в отличие от других спиновых экспериментов, не требующем внешнего магнитного поля или поляризованного света.

2. Теория

Рассмотрим систему двух двумерных электронных слоев (квантовых ям), разделенных потенциальным барьером (см. рис. 1). Будем считать, что имеется только один уровень размерного квантования, температура равняется нулю, а ширина барьера не слишком мала, так, что волновые функции электронов в различных слоях перекрываются слабо. В рамках подхода Бардина [5,6,14] туннельный гамильтониан имеет вид:

$$H = H_0^L + H_0^R + H_T, \quad (1)$$

где H_0^L, H_0^R — «парциальные» гамильтонианы левого и правого слоев соответственно, а H_T — туннельный член. Выражения для этих слагаемых с учетом упругого рассеяния на примесях имеют следующий вид:

$$H_0^L = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_k^L c_{k\sigma}^{\dagger} c_{k\sigma}^L + \sum_{k,k',\sigma} V_{kk'}^L c_{k\sigma}^{\dagger} c_{k'\sigma}^L + H_{SO}^L, \quad (2)$$

$$H_T = \sum_{k,k',\sigma,\sigma'} T_{kk'\sigma\sigma'} (c_{k\sigma}^{L\dagger} c_{k'\sigma'}^R + c_{k'\sigma'}^{R\dagger} c_{k\sigma}^L).$$

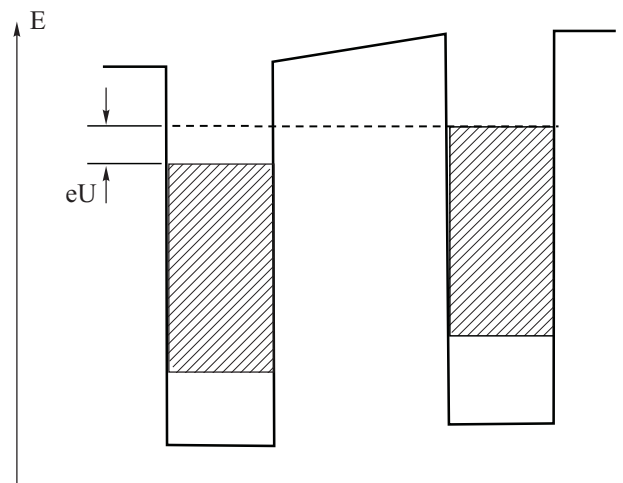


Рис. 1. Энергетическая диаграмма двумерных электронных слоев.

Здесь c^+ , c^- означают операторы рождения и уничтожения, индекс l обозначает слой, $l=R$ для правого слоя, $l=L$ для левого, \mathbf{k} — волновой вектор в плоскости слоев, σ — спиновая поляризация, принимающая значения $\sigma_+ = 1/2$, $\sigma_- = -1/2$, ε_k^l — энергия электрона с волновым вектором \mathbf{k} в плоскости в слое l . Выражение для ε_k^l имеет вид:

$$\varepsilon_k^l = \varepsilon + \varepsilon_0^l + \Delta^l, \quad (3)$$

где $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m$, m — эффективная масса электрона, ε_0^l — энергия размерного квантования, а Δ^l — сдвиг вследствие приложенного внешнего напряжения U , $\Delta^l = \pm eU/2$. Будем считать обе потенциальные ямы одинаковыми, так что $\varepsilon_0^L = \varepsilon_0^R$. Это не принципиальное упрощение, поскольку неэквивалентность ям приведет к сдвигу шкалы напряжений, что качественно не меняет результаты. Второе слагаемое в гамильтониане (2) описывает упругое рассеяние на примесях, где $V_{kk'}^l$ — матричный элемент оператора рассеяния. Константа $T_{kk'\sigma\sigma'}$ в (2) имеет смысл туннельного расщепления энергетических уровней из-за перекрытия волновых функций частиц левого и правого слоев. Ниже предполагается, что туннелирование происходит при $\mathbf{k} = \mathbf{k}'$ и $\sigma = \sigma'$, так что $T_{kk'\sigma\sigma'} = T\delta_{kk'}\delta_{\sigma\sigma'}$, где δ — символ Кронекера. Интеграл перекрытия обозначим прописной буквой t и будем считать, что прикладываемое к системе внешнее напряжение мало по сравнению с энергией Ферми электронов ε_F . Тогда $T \sim t\varepsilon_F$. Слагаемое H_{SO}^l описывает спин-орбитальную часть гамильтониана, в которой имеются два линейных по k слагаемых, отвечающих взаимодействию типа Рашбы с константой α и взаимодействию типа Дрессельхауза, описываемого константой β :

$$H_{SO} = \alpha(k_y\sigma_x - k_x\sigma_y) + \beta(k_x\sigma_x - k_y\sigma_y), \quad (4)$$

где k_x, k_y — проекции волнового вектора на взаимно перпендикулярные оси x и y в плоскости слоев, σ_x, σ_y — матрицы Паули. Переходя к записи в представлении вторичного квантования, получаем:

$$H_{SO}^l = \alpha^l \sum_k (k_y - ik_x) c_{k\sigma_+}^{l+} c_{k\sigma_-}^l + (k_y + ik_x) c_{k\sigma_-}^{l+} c_{k\sigma_+}^l + \beta^l \sum_k (k_x - ik_y) c_{k\sigma_+}^{l+} c_{k\sigma_-}^l + (k_x + ik_y) c_{k\sigma_-}^{l+} c_{k\sigma_+}^l. \quad (5)$$

Заметим, что гамильтониан (1) не содержит матричных элементов оператора рассеяния, связывающих разные слои, т.е. величин типа $V_{kk'}^{LR}, V_{kk'}^{RL}$. В то же время в результате вторичного квантования поля примесей вида (короткодействующий потенциал):

$$V(\mathbf{r}) = \sum_a V_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a),$$

где индекс a означает суммирование по примесям с координатами центров \mathbf{r}_a , δ — дельта-функция, такие недиагональные по индексам слоев величины, конечно, возникнут наряду с диагональными величинами V^L, V^R . Покажем, однако, что матричные элементы $V^{ll'}$, содержащие разные индексы слоев, параметрически малы как по сравнению с внутрислоевыми матричными элементами V^L, V^R , так и с туннельным слагаемым H_T . Действительно, введем квадратичные формы матричных элементов оператора рассеяния на примеси:

$$A_{kk'}^l \equiv |V_{k'k}^l|^2 \quad B_{kk'}^{ll'} \equiv V_{k'k}^l V_{kk'}^{l'}. \quad (7)$$

Поскольку $A_{kk'}^l$ и $B_{kk'}^{ll'}$ входят линейно в конечное выражение для тока, их можно отдельно усреднить по пространственному положению примесей. Введем величины $A \equiv \langle A_{kk'}^l \rangle$ и $B \equiv \langle B_{kk'}^{ll'} \rangle$, усредненные по примесям. Поскольку мы рассматриваем параболический спектр, рассеяние на короткодействующем потенциале и одинаковые слои, A и B не зависят от k, k', l . Из (6) и (7) можно увидеть, что A имеет смысл обратного времени рассеяния электронов в каждом слое:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} v \langle |V_{kk'}^l|^2 \rangle = \frac{2\pi}{\hbar} v A, \quad (8)$$

где v — двумерная плотность состояний. Важно, что корреляторы A и B имеют разную параметрическую зависимость от туннельной прозрачности t . Действительно, матричные элементы, вычисленные на волновых функциях разных слоев, содержат дополнительную малость, связанную с малостью перекрытия этих волновых функций. Усреднение по положениям примесей обоих корреляторов дает:

$$\frac{B}{A} \sim t^2 \sim T^2. \quad (9)$$

Поскольку матричные элементы $V^{ll'} \sim \sqrt{B}$, а матричные элементы $V^l \sim \sqrt{A}$, то, учитывая (9), имеем:

$$\frac{V^{ll'}}{V^l} \sim t \ll 1.$$

Межслоевые матричные элементы $V^{ll'}$ параметрически малы также и по сравнению с туннельным членом в гамильтониане (1), поскольку из (8), (9) следует, что $V^{ll'} \sim t(\hbar/\tau)$ ($l \neq l'$), в то время как $T \sim t\varepsilon_F$, поэтому:

$$\frac{V^{ll'}}{T} \sim \frac{\hbar}{\varepsilon_F \tau} \ll 1.$$

Таким образом, в рамках теории возмущений первого порядка в гамильтониане (2) следует учитывать только диагональные по слоям матричные элементы взаимодействия с примесями V^L, V^R .

Для туннельной проводимости аналогично случаю обычной проводимости можно получить формулу

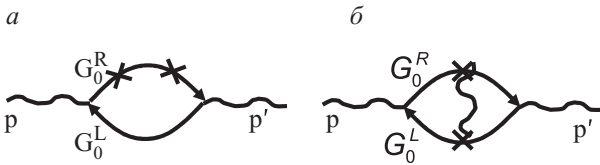


Рис. 2. Два типа диаграмм для расчета туннельного тока.

Кубо [15]. Формула Кубо учитывает туннелирование как возмущение, при этом в главном порядке туннельный ток оказывается пропорционален T^2 . Для вычисления туннельного тока воспользуемся методом функций Грина. Выражение для туннельного тока через функции Грина отдельных слоев имеет вид:

$$I = \frac{eT^2W}{4\pi^3\hbar^3} \operatorname{Re} \left\{ \operatorname{Tr} \int G_{0V}^R(\mathbf{p}, \varepsilon - eU) G_{0V}^L(\mathbf{p}, \varepsilon) d\mathbf{p} d\varepsilon \right\}, \quad (10)$$

где p — импульс электрона в плоскости слоя, G_{0V}^R, G_{0V}^L — функции Грина для правого и левого слоев соответственно. Индекс V означает, что эти функции Грина учитывают рассеяние на примесях. Задача состоит в выражении функций G_{0V}^L через функции Грина G_0^L двумерного электронного газа со спин-орбитальным взаимодействием без рассеяния на примесях. Этот расчет сводится к суммированию диаграмм двух типов, представленных на рис. 2. Ветви соответствуют невозмущенным функциям Грина G_0^L , а кресты — матричным элементам $V_{kk'}^L$. Лестничные диаграммы типа b дают вершинные поправки [5,11]. Однако лестничные диаграммы не дают существенного вклада в туннельный ток. Можно показать, что для гамильтониана (2) верхние ветви диаграмм на рис. 2 (соответствующие G_0^R) будут содержать только $V_{kk'}^R$, в то время как нижние — только $V_{kk'}^L$. Поэтому диаграммы типа a содержат только квадратичные формы внутрислоевого коррелятора $A_{kk'}$ (7), а диаграммы типа b — только межслоевого коррелятора $B_{kk'}$. Однако из (9) следует, что с учетом усреднения по примесям (при произвольной степени их пространственной корреляции) межслоевой коррелятор имеет более высокий порядок малости по туннельному параметру T , и поэтому должен быть

опущен при вычислениях в главном порядке. Таким образом, выражение для туннельного тока с учетом рассеяния на примесях получается в результате суммирования только диаграмм типа a , поэтому в него входит только время рассеяния на примеси в одном слое и в отличие от [11] не входит время, отвечающее процессу рассеяния на примесях, расположенных в разных слоях.

Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению спектра собственных состояний на две подзоны. В базисе собственных состояний данного слоя функция Грина представляет собой диагональную матрицу 2×2 :

$$G_{0V} = \begin{bmatrix} G_- & 0 \\ 0 & G_+ \end{bmatrix},$$

где

$$G_{\pm}(\varepsilon, k) = \frac{1}{\varepsilon + \varepsilon_F - \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \xi + i \frac{\hbar}{2\tau} \operatorname{sgn} \varepsilon}, \quad (11)$$

$$\xi = \sqrt{(\alpha^2 + \beta^2)k^2 + 4\alpha\beta k_x k_y}. \quad (12)$$

α и β — соответственно параметры спин-орбитального взаимодействия Рашбы и Дрессельхауза в данном слое, а ε_F — уровень Ферми слоев в отсутствие приложенного напряжения. Время рассеяния τ определяется выражением (8). Переходя в общий для обоих слоев исходный спиновый базис $\sigma = \pm 1/2$, получаем:

$$G_{0V} = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} G_- + G_+ & \gamma^{-1}(G_- - G_+) \\ (\gamma^*)^{-1}(G_- - G_+) & G_- + G_+ \end{bmatrix}, \quad (13)$$

где

$$\gamma = \frac{e^{-i\phi}\beta - i\alpha e^{i\phi}}{|e^{-i\phi}\beta - i\alpha e^{i\phi}|}, \quad \phi = \operatorname{arctg} \frac{k_y}{k_x}.$$

Подставляя эти выражения для каждого из слоев в (10), после интегрирования по $|k|$ с учетом $\varepsilon_F \gg \alpha k_F$ приходим к следующему выражению:

$$I = \frac{e^2 T^2 v W U}{4\pi\tau} \int_0^{2\pi} d\phi \left[\left(\frac{1}{(eU + \xi^-)^2 + (\hbar/\tau)^2} + \frac{1}{(eU - \xi^-)^2 + (\hbar/\tau)^2} \right) (1 + \operatorname{Re} \gamma^L \gamma^{R*}) + \left(\frac{1}{(eU - \xi^+)^2 + (\hbar/\tau)^2} + \frac{1}{(eU + \xi^+)^2 + (\hbar/\tau)^2} \right) (1 - \operatorname{Re} \gamma^L \gamma^{R*}) \right], \quad (13)$$

где $\xi_{\pm}^R = \xi^R(k_F) \pm \xi^L(k_F)$. Интеграл по ϕ в (13) вычисляется аналитически методами теории функций комплексной переменной. Однако общее выражение

для произвольных параметров Рашбы и Дрессельхауза α^L, β^L оказывается довольно громоздким и здесь не приводится. Вместо этого обсудим наиболее важные

предельные случаи и приведем некоторые примеры для произвольного случая. Отметим, что конечное выражение для туннельного тока может быть получено и другой методикой, дающей точно такой же ответ, однако более громоздкой в промежуточных вычислениях [16]. Результаты расчетов можно проверить в предельном случае, когда отсутствует рассеяние на примесях. В этом случае возможно простое вычисление с помощью золотого правила Ферми. Пример такого сравнения приведен в [16].

3. Результаты и обсуждение

Общее выражение (13) можно упростить для ряда конкретных случаев. При этом оказывается, что зависимость туннельной проводимости от напряжения, приложенного к слоям, может иметь качественно различный вид в зависимости от соотношения между параметрами Рашбы и Дрессельхауза. Сначала рассмотрим случай, когда спин-орбитальное взаимодействие полностью отсутствует. Этот случай оказывается эквивалентен наличию строго одинакового спин-орбитального взаимодействия в слоях. Затем будут рассмотрены случаи, когда спин-орбитальное взаимодействие различно в левом и правом слоях, в частности, когда преобладает один тип спин-орбитального взаимодействия (например, Рашбы) и, наконец, случай, когда имеются оба типа взаимодействия и они сравнимы по величине. Как будет показано ниже, наличие различного спин-орбитального взаимодействия в слоях приводит к нетривиальной зависимости дифференциальной проводимости между слоями $G = dI/dU$ от напряжения. Эта зависимость может содержать один или несколько резонансных пиков, положения которых связаны с энергией спин-орбитального расщепления, а ширина — со временем рассеяния на примесях. При этом важную роль играет отношение этих величин:

$$\eta = \frac{\mu k_F \tau}{\hbar}, \quad (14)$$

где μ — характерный параметр спин-орбитального взаимодействия. Величина η показывает, разрешимы ли отдельные пики или рассеяние на примесях не позволяет различить детали, связанные со спин-орбитальным взаимодействием. Все обсуждаемые ниже результаты расчетов приведены на рис. 3 для трех различных значений параметра η . Ниже обсудим, какие значения этого параметра отвечают реальной экспериментальной ситуации.

3.1. Без учета спин-орбитального взаимодействия

В отсутствие спин-орбитального взаимодействия ($\alpha^R = \alpha^L = 0, \beta^R = \beta^L = 0$) энергетический спектр каждого слоя представляет собой параболид:

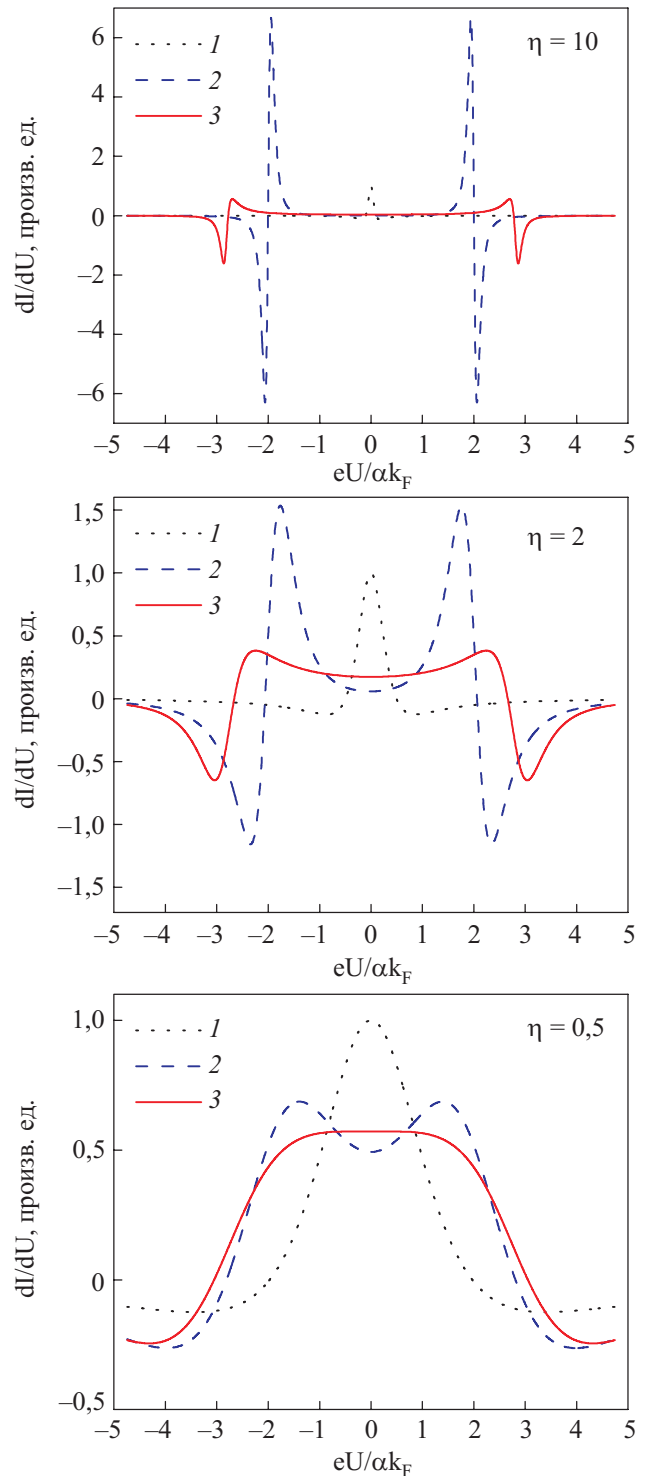


Рис. 3. Туннельная проводимость, рассчитанная для различных параметров спин-орбитального взаимодействия и различных параметров η .

$$\varepsilon^l(k^l) = \varepsilon_0 + \frac{\hbar^2(k^l)^2}{2m} \pm \frac{eU}{2}. \quad (15)$$

Для туннелирования необходимо одновременное сохранение энергии и импульса в плоскости слоев:

$$\varepsilon^R = \varepsilon^L \quad k^R = k^L. \quad (16)$$

Оба условия одновременно выполнены только при $U = 0$, так что отличное от нуля напряжение не вызывает туннельного тока, несмотря на то, что напротив занятых электронами состояний в одном слое оказываются свободные состояния в другом. Ограничение, связанное с сохранением импульса в (16), может быть ослаблено, если электрон рассеивается на примеси. Соответственно, следует ожидать отличный от нуля туннельный ток в некотором диапазоне напряжений вблизи нуля. Для этого случая общая формула (13) существенно упрощается, так как $\gamma^R = \gamma^L = 1$, а $\xi^- = \xi^+ = 0$. В итоге получаем известный результат [5]:

$$I = 2e^2 T^2 v W U \frac{1/\tau}{(eU)^2 + (\hbar/\tau)^2}. \quad (17)$$

Дифференциальная туннельная проводимость G имеет резонансный пик при $U = 0$, уширенный в меру \hbar/τ . Такая зависимость наблюдалась экспериментально [7,8].

3.2. Одинаковое спин-орбитальное взаимодействие в слоях

Если спин-орбитальное взаимодействие одинаково в обоих слоях, то в выражении (13) $\xi^- = 0$, а последнее слагаемое в квадратных скобках равно нулю, так как $\gamma^L \gamma^{R*} = 1$. Таким образом, результат не отличим от случая без спин-орбитального взаимодействия. Физически это означает, что, хотя спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению подзон размерного квантования, переходы между различными подзонами запрещены в силу ортогональности состояний. При этом, поскольку взаимодействие в точности одинаково в левом и правом слоях, неважно идет ли речь о подзонах в одном и том же слое или в разных слоях. Этот случай представлен на рис. 3, кривая 1. Для сравнения с другими случаями здесь предполагается, что в слоях имеется одинаковое взаимодействие, характеризуемое параметром $\mu = \alpha$, так что расщепление подзон на уровне Ферми есть $\Delta\varepsilon = \alpha k_F$.

3.3. Спин-орбитальное взаимодействие одного типа

Для определенности рассмотрим случай, когда имеется только взаимодействие типа Рашбы. Если в обоих слоях параметры Рашбы равны, $\alpha^R = \alpha^L \equiv \alpha$, то спиновые состояния в этих подзонах ортогональны и переходы между слоями оказываются запрещены точно так же, как и в случае без спин-орбитального взаимодействия. Однако, если параметры Рашбы противоположны по знаку, т.е. $\alpha^R = -\alpha^L$, $\alpha = |\alpha^R|$, то спиновые поляризации в первой подзоне правого слоя и второй подзоне левого слоя одинаковы, и туннели-

рование разрешено именно между этими подзонами, при этом оно запрещено между первыми и вторыми подзонами, в том числе и при нулевом смещении $U = 0$. Эта ситуация, отмеченная в [10,11], приводит к возникновению пиков проводимости при ненулевом напряжении. Величина спин-орбитального расщепления может быть определена по положению пика. Для рассматриваемого случая в формуле (13) следует положить $\gamma^L \gamma^{R*} = -1$, $\xi^- = 0$; $\xi^+ = 2\alpha k$, что приводит к следующей формуле для туннельного тока:

$$I = \frac{2e^2 T^2 v W U \hbar \tau^{-1} [\delta^2 + e^2 U^2 + (\hbar/\tau)^2]}{[(eU - \delta)^2 + (\hbar/\tau)^2][(eU + \delta)^2 + (\hbar/\tau)^2]}, \quad (18)$$

где $\delta = 2\alpha k_F$. Этот результат, представленный на рис. 3 кривой 2, согласуется с полученным в работе [11] для некоррелированного расположения примесей. Однако, согласно (9), межслоевой коррелятор B имеет более высокий порядок малости по туннелированию t , чем внутрислоевой коррелятор A . Поэтому, на наш взгляд, результат (18) справедлив для произвольной степени пространственной корреляции примесей. Случай, когда в системе имеется только взаимодействие Дрессельхауза приводит к точно такому же результату. Однако случай разных по величине параметров взаимодействия Дрессельхауза, по-видимому, более сложно реализовать практически, так как это потребует изготовления слоев из различных материалов.

3.4. Интерференция спин-орбитальных взаимодействий

Наличие слагаемого Дрессельхауза в дополнение к слагаемому Рашбы в спин-орбитальной части гамильтониана приводит к нетривиальным изменениям проводимости. Будем считать слагаемое Дрессельхауза одинаковым для левого и правого слоев: $\beta^L = \beta^R \equiv \beta$, а слагаемые Рашбы, как и в предыдущем случае различающиеся знаком, так, что $\alpha^L = -\alpha^R \equiv \alpha$. Вначале исследуем случай, когда оба типа взаимодействия одинаковы по величине, т.е. $\alpha = \beta$. Соответствующие энергетические спектры и ориентации спина во всех подзонах различны, спиновые состояния подзон левого и правого слоев не ортогональны [16], поэтому переходы всегда разрешены, при условии, конечно, выполнения (16). Выполнение последнего условия в этом случае, однако, оказывается чрезвычайно чувствительным к величине времени рассеяния [16], так что при слабом рассеянии, т.е. большой величине параметра η туннелирование существенно подавляется во всем диапазоне напряжений, в то время как при малых η туннельная проводимость возрастает. Общая формула (13) в этом случае имеет вид:

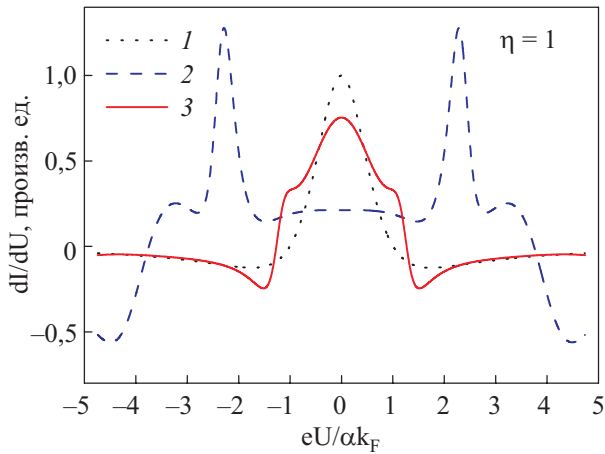


Рис. 4. Туннельная проводимость для различных параметров спин-орбитального взаимодействия: $\alpha_R = \alpha_L = \beta$ (кривая 1), $\alpha_R = -2\alpha_L = \beta$ (кривая 2), $\alpha_R = 2\alpha_L = \beta$ (кривая 3).

$$I = eT^2 W v U \left[\frac{G_-(G_-^2 - \delta^2)}{\sqrt{F_-(\delta^4 + F_-)}} - \frac{G_+(G_+^2 - \delta^2)}{\sqrt{F_+(\delta^4 + F_+)}} \right], \quad (19)$$

где

$$G_{\pm} = eU \pm i \frac{\hbar}{\tau} \quad F_{\pm} = G_{\pm}^2 (G_{\pm}^2 - 2\delta^2), \quad \delta = 2\alpha k_F.$$

Соответствующая зависимость представлена кривой 3 на рис. 3. Как видно, туннельная проводимость действительно существенно подавлена во всем диапазоне напряжений. Эта ситуация качественно отличается от рассмотренных ранее случаев, в которых рассеяние приводило к уширению резонансных пиков. В данном же случае ослабление ограничений по сохранению импульса вследствие рассеяния увеличивает туннельную проводимость и восстанавливает особенности вольт-амперной характеристики, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием.

В общем случае для произвольных параметров α и β конкретная форма зависимости туннельной проводимости от напряжения очень чувствительна к их значениям. Причиной такой чувствительности, по сути, является «интерференция» угловых зависимостей собственных спиновых состояний в слоях. Некоторые примеры такой «интерференции» показаны на рис. 4.

3.5. Спин-орбитальное взаимодействие и время рассеяния в реальных структурах

На рис. 3 приведены зависимости туннельной дифференциальной проводимости для трех различных значений параметра η . Значение $\eta = 10$ отвечает пренебрежимо малому рассеянию по сравнению со спин-орбитальным расщеплением, соответствующие

туннельные характеристики приобретают ярко выраженный резонансный характер. При $\eta = 0,5$ все три случая становятся уже слабо отличимы друг от друга, и это значение следует рассматривать как критическое с точки зрения эксперимента. Оценим величину η для реальной экспериментальной ситуации. Для структур на основе AlGaAs характерны следующие величины: $\varepsilon_F = 10$ мэВ, $\alpha^L k_F \approx 0,6$ мэВ, а время рассеяния в реальных структурах для туннельных экспериментов вполне может достигать $\tau = 10^{-12}$ с [8]. Это соответствует $\eta \approx 1$, то есть в таких структурах следует ожидать достаточно хорошо различимые особенности, связанные со спин-орбитальным взаимодействием. В структурах на основе GaSb спин-орбитальное расщепление существенно выше, так, можно было бы ожидать $\eta \approx 8$ при том же времени рассеяния. Одновременно это означает, что хорошо различимая картина в таких структурах должна наблюдаться даже при $\tau \approx 10^{-13}$ с.

Таким образом, возможно определить величины обоих типов взаимодействия в туннельном эксперименте, если только удастся создать различие параметров одного из них в слоях. Так, различие параметров Дрессельхауза означает использование различных материалов для левого и правого слоев или, более реалистично, твердых растворов различного состава. Очевидно, разные значения параметров Рашбы достичь гораздо проще. Поскольку механизм Рашбы непосредственно связан с внешним электрическим полем в структуре, то различие параметров α^L , α^R означает просто различное электрическое поле в правом и левом слоях. Выше был рассмотрен случай равных по величине, но противоположных по знаку параметров $\alpha^L = -\alpha^R$, что соответствует наличию электрического поля, направленного по нормали к плоскости слоев в противоположные стороны в левом и правом слоях. Именно такая ситуация возникнет, если поместить в центр барьера заряженную плоскость. Такую плоскость из ионизованных примесей можно создать с помощью δ -легирования в центральной части барьера, как предложено в [10,11]. Недостатком такой реализации может быть влияние дельта-слоя на туннелирование. Впрочем, для создания электрического поля противоположного знака вместо одного дельта-слоя в средней части можно создать два дельта-слоя с внешних сторон слоев.

4. Заключение

Таким образом, показано, что в системе двух двумерных электронных слоев, разделенных потенциальным барьером, спин-орбитальное взаимодействие может непосредственно проявляться в туннельной проводимости. Различие спиновой структуры собст-

венных состояний в слоях приводит к своего рода «интерференции» и сказывается на скорости туннельных переходов. Конкретный вид зависимости туннельной проводимости от напряжения оказывается чувствителен к параметрам спин-орбитального взаимодействия. Таким образом, эти параметры и, в особенности соотношения между вкладами Рашбы и Дрессельхауза, могут быть извлечены непосредственно из туннельной вольт-амперной характеристики. Следует подчеркнуть, что, в отличие от множества других спиновых экспериментов, данное проявление спин-орбитального взаимодействия не связано с внешним магнитным полем или ориентацией носителей заряда поляризованным светом. Расчеты показывают, что интерференционная картина может быть достаточно хорошо разрешена для структур на основе GaAs с характерными временем рассеяния $\sim 10^{-12}$ с. Необходимым условием возникновения спин-орбитальных особенностей в туннельной проводимости является различная величина параметров спин-орбитального взаимодействия какого-либо типа (Рашбы или Дрессельхауза) в слоях.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант РФФИ №08-02-00069-а), программами президиума РАН и ОФН РАН, правительством Санкт-Петербурга (грант для молодых кандидатов наук N 4-05/197).

1. E.A. de Andrada e Silva, *Phys. Rev.* **B46**, 1921 (1992).
2. B. Jusserand, D. Richards, G. Allan, C. Priester, and B. Etienne, *Phys. Rev.* **B51**, 4707 (1995).
3. N.S. Averkiev, L.E. Golub, A.S. Gurevich, V.P. Evtikhiev, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, A.S. Shkolnik, and Yu.P. Efimov, *Phys. Rev.* **B74**, 033305 (2006).
4. N.S. Averkiev, M.M. Glazov, and S.A. Tarasenko, *Solid State Commun.* **133**, 543 (2007).
5. L. Zheng and A.H. MacDonald, *Phys. Rev.* **B47**, 10619 (1993).
6. F.T. Vasko, O.G. Balev, and N. Studart, *Phys. Rev.* **B62**, 12940 (2000).
7. S.Q. Murphy, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev.* **B52**, 14825(1995).
8. N. Turner, J.T. Nicholls, E.H. Linfield, K.M. Brown, G.A.C. Jones, and D.A. Ritchie, *Phys. Rev.* **B54**, 10614 (1996).
9. В.Г. Попов, Ю.В. Дубровский, Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, Д.К. Мауд, Ж.-К. Портал, Т.Г. Андерссон, Ж. Тордсон, *ФТП* **32**, 602 (1998).
10. O.E. Raichev and P. Debray, *Phys. Rev.* **B67**, 155304 (2003).
11. V.A. Zyuzin, E.G. Mishchenko, and M.E. Raikh, *Phys. Rev.* **B74**, 205322 (2006).
12. S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, L.E. Golub, and E.L. Ivchenko, P. Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. De Boeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 256601 (2004).
13. S. Giglberger, L.E. Golub, V.V. Bel'kov, S.N. Danilov, D. Schuh, C. Gerl, F. Rohlfing, J. Stahl, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl, and S.D. Ganichev, *Phys. Rev.* **B75**, 035327 (2007).
14. T. Jungwirth and A.H. MacDonald, *Phys. Rev.* **B53**, 7403 (1996).
15. G.D. Mahan, *Many-Particle Physics*, Plenum, New York, (1981).
16. I.V. Rozhansky and N.S. Averkiev, *Phys. Rev.* **B77**, 115309 (2008).

Spin-dependent tunneling conductance in 2D structures in zero magnetic field

I.V. Rozhansky and N.S. Averkiev

The influence of spin-orbit interaction on the tunneling between two 2D electron layers is considered. A general expression for tunneling current is obtained with account for Rashba and Dresselhaus effects and elastic scattering by impurities. It is demonstrated that a particular dependence of tunneling conductance on external voltage is very sensitive to the relation between Rashba and Dresselhaus contributions. This makes it possible to determine the parameters of spin-orbit interaction and electron quantum lifetime just when measuring the on tunneling between low-dimensional electron layers without any external magnetic field.

PACS: 73.63.Hs Quantum wells;
73.40.Gk Tunneling;
71.70.Ej Spin-orbit coupling, Zeeman and Stark splitting, Jahn-Teller effect.

Keywords: spin-dependent tunneling, spin-orbit interaction, quantum wells.