

ПРОВАЛЫ КОНДАКТАНСА И СПИНОВАЯ ПРЕЦЕССИЯ В НЕОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

А. И. Малышев, А. С. Козулин*

*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 30 сентября 2014 г.

Рассматривается бесконечный волновод с неоднородностью — участком конечной длины со спин-орбитальным взаимодействием в случае, когда параметры Рашба и Дрессельхауза совпадают. В одномодовом приближении получены аналитические выражения для кондактанса системы при произвольном начальном спиновом состоянии. По результатам численных расчетов с учетом нескольких мод размерного квантования обнаружены и описаны провалы кондактанса, возникающие при локализации волн в неоднородности вследствие формирования в ней эффективной потенциальной ямы. Показано, что учет затухающих мод при прецессии спина носителя в эффективном магнитном поле не приводит к изменению направления среднего вектора спина на выходе из системы.

DOI: 10.7868/S0044451015070093

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активно исследуются системы, в которых совместное проявление зарядовых и спиновых степеней свободы носителей имеет принципиальное значение. Этот интерес обусловлен прежде всего возможностью создания новых полупроводниковых устройств на основе спинтроники, а также их возможным применением в квантовых вычислительных системах.

Одной из популярных моделей подобного рода устройств является предложенный еще в 1990 г. спин-полевой транзистор Датты–Даса (ТДД) [1]. В нем управление спиновым состоянием инжектируемых из ферромагнитных контактов спин-поляризованных носителей осуществляется с помощью изменения интенсивности спин-орбитального взаимодействия (СОВ) Рашба посредством приложения внешнего электрического поля. Таким образом, для реализации ТДД необходимо осуществить эффективную спиновую инжекцию и когерентное управление спином носителей. В упомянутой работе Датты и Даса [1] предлагалось осуществлять это посредством изменения параметра Рашба в квантовой ни-

ти, в которой может существовать только одна мода размерного квантования. Для этого, в свою очередь, необходимо изготовление весьма узкой квантовой нити, что по сей день остается довольно непростой задачей [2]. Так, например, для осуществления одномодового режима квантовая нить из GaAs должна иметь толщину порядка 10 нм, что технологически трудно воспроизводимо.

Особую актуальность в этой связи приобретает учет эффектов, возникающих при многомодовом рассмотрении. Так, например, в работе [3] показано, что взаимодействие мод играет важную роль в управлении спиновой прецессией в ТДД. При прохождении носителей через квантовую нить, в которой могут существовать несколько мод размерного квантования, спиновые состояния, отвечающие разным поперечным модам, могут перемешиваться, приводя к снижению спиновой когерентности инжектированных носителей [4].

К настоящему времени предложено уже несколько вариантов модификации ТДД. В частности, в работе [5] предлагается небаллистический спин-полевой транзистор, в котором помимо СОВ Рашба присутствует СОВ Дрессельхауза, причем параметры Рашба и Дрессельхауза равны. Ожидается, что такой транзистор будет устойчив к независимым от спина механизмам рассеяния. Рассматривались и

*E-mail: malyshev@phys.unn.ru

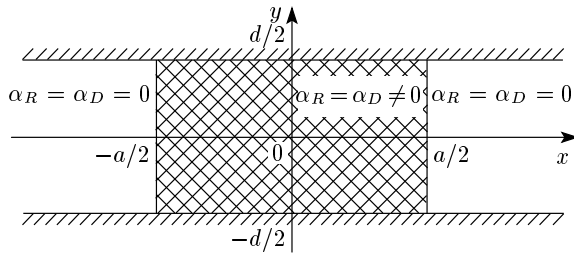


Рис. 1. Геометрия модельной системы. Двойной штриховкой выделена область с ненулевым спин-орбитальным взаимодействием

модификации ТДД, где присутствует исключительно СОВ Дрессельхауза (см., например, [6]).

Данная работа посвящена изучению многомодового транспорта двумерного электронного газа в волноводах с неоднородностью — областью конечной длины со спин-орбитальным взаимодействием в случае, когда параметры Рашба и Дрессельхауза совпадают (рис. 1). Системы, подобные исследуемой, рассматривались и ранее (см., например, работы [4, 7]).

Изучение свойств двумерного электронного газа при условии равенства параметров Рашба и Дрессельхауза представляет особый интерес. Дело в том, что подобные системы обладают дополнительной симметрией [8], что приводит к ряду новых эффектов [9–13]. Как теоретические [8, 14–17], так и экспериментальные [18, 19] исследования указывают на существование устойчивых спиновых конфигураций, которые могут служить основой для создания нового типа транзисторов [20]. Отметим также, что практическая реализация условия равенства параметров Рашба и Дрессельхауза не представляет принципиальной сложности [5, 19, 21, 22].

Работа построена следующим образом. В разд. 2 получено решение стационарного уравнения Шредингера для двумерного электронного газа в однородном волноводе с СОВ Рашба и Дрессельхауза. Раздел 3 включает в себя постановку задачи о рассеянии волновой функции на пространственном скачке параметров СОВ, а также сравнение результатов расчета кондактанса системы в одномодовом и многомодовом режимах. Раздел 4 посвящен обсуждению вопросов, связанных с прецессией спина носителя в эффективном магнитном поле, индуцированном СОВ.

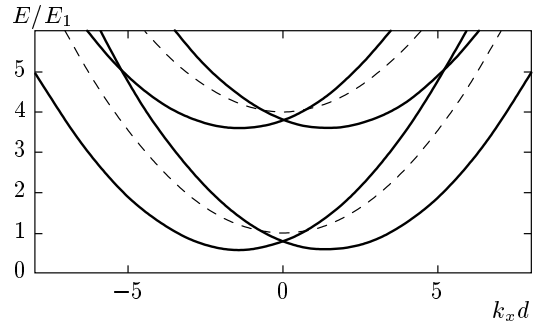


Рис. 2. Дисперсионные кривые для $\alpha_R = \alpha_D = 0$ (штриховые кривые) и $\alpha_R = \alpha_D \neq 0$ (сплошные кривые)

2. КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ РАШБА И ДРЕССЕЛЬХАУЗА

Рассмотрим двумерный электронный газ в бесконечном однородном волноводе с СОВ Рашба и Дрессельхауза в вырожденном случае, когда соответствующие константы α_R и α_D равны друг другу. Гамильтониан такой системы имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \frac{\alpha}{\hbar} (\hat{\sigma}_x - \hat{\sigma}_y) (\hat{p}_x + \hat{p}_y) + V(y), \quad (1)$$

где $\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y$ — матрицы Паули, $\alpha = \alpha_R = \alpha_D$. Выбирая гамильтониан в форме (1), мы предполагаем, что ось z , параллельная кристаллографическому направлению $[001]$, — направление роста структуры, ось x ориентирована вдоль волновода параллельно $[100]$, при этом ось y параллельна $[010]$ [23]. Будем считать, что потенциал конфайнмента $V(y)$ описывает бесконечно глубокую прямоугольную потенциальную яму ширины d .

Стационарное уравнение Шредингера с гамильтонианом (1) допускает простое аналитическое решение. Так, дисперсионные кривые имеют вид парабол (рис. 2):

$$E_{n,\lambda}(k_x) = E_n + \frac{\hbar^2}{2m} (k_x + \lambda k_0)^2 - \frac{\hbar^2 k_0^2}{m}. \quad (2)$$

Здесь $E_n = \pi^2 \hbar^2 n^2 / 2md^2$, $\lambda = \pm 1$ — квантовое число, определяющее спиновую поляризацию состояния, а также введено обозначение $k_0 = \sqrt{2} \alpha m / \hbar^2$. Волновая функция

$$\psi_{n,\lambda,k_x} = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(ik_x x) \exp(-i\lambda k_0 y) \times \\ \times \begin{pmatrix} 1 \\ \lambda \exp(-i\pi/4) \end{pmatrix} \varphi_n(y), \quad (3)$$

где $\varphi_n(y) = \sqrt{2/d} \sin \pi n(y/d + 1/2)$, описывает волны, бегущие вдоль канала. Фиксированным значениям энергии E и n отвечают четыре такие волны с волновыми векторами

$$k_{1,2}^{(\lambda)} = -\lambda k_0 \pm \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - E_n) + 2k_0^2}. \quad (4)$$

Сделаем замечание, касающееся спиновой поляризации состояний: изменение знака квантового числа λ приводит к изменению знаков x - и y -компонент спиновой плотности, определяемой как $\bar{s}_i(x, y) = (\hbar/2)\psi^\dagger \hat{\sigma}_i \psi$. При этом, как легко убедиться, $\bar{s}_z(x, y) \equiv 0$.

Введем также удобную для дальнейшего анализа наглядную величину — средний вектор спина

$$S_i(x) = \int_{-d/2}^{d/2} \bar{s}_i(x, y) dy. \quad (5)$$

Например, в бесконечном канале его компоненты не зависят от координаты x . Их нетрудно найти, используя выражение (3):

$$\mathbf{S}(x) = \frac{\hbar}{2} \lambda \begin{pmatrix} \sqrt{2} \\ -\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Таким образом, вектор имеет длину $\hbar/2$ и ориентирован в плоскости структуры вдоль направления $[1\bar{1}0]$.

3. КОНДАКТАНС НЕОДНОРОДНОГО ВОЛНОВОДА

3.1. Постановка задачи

Обратимся теперь к модели, представленной на рис. 1. Пусть слева падает плоская волна, несущая начальное спиновое состояние $|\sigma_0\rangle = (\chi_1 \chi_2)^T$ и отвечающая n -й моде размерного квантования. Параметры χ_1 и χ_2 при этом определяют спиновую поляризацию падающей волны, причем $|\chi_1|^2 + |\chi_2|^2 = 1$. При условии, что полная энергия равна E , такой волне отвечает волновой вектор $k_n = \sqrt{2m(E - E_n)}/\hbar$. Таким образом, волновая функция в левой области с учетом отраженных волн, распространяющихся в обратном направлении, имеет вид

$$\psi_1(x, y) = \exp(ik_n x) \varphi_n(y) \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} + \\ + \sum_{j=1}^N \exp(-ik_j x) \varphi_j(y) \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix}. \quad (7)$$

В области неоднородности с СОВ волновая функция имеет вид суперпозиции волн (3):

$$\psi_2(x, y) = \\ = \sum_{\lambda=\pm 1} \sum_{j=1}^N \left(C_{j,\lambda} \psi_{j,\lambda,k_1^{(\lambda)}} + D_{j,\lambda} \psi_{j,\lambda,k_2^{(\lambda)}} \right). \quad (8)$$

В правой области распространяются лишь прошедшие волны, бегущие в положительном направлении оси x :

$$\psi_3(x, y) = \sum_{j=1}^N \exp(ik_j x) \varphi_j(y) \begin{pmatrix} F_j \\ G_j \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Здесь N — число мод, учитываемых при моделировании. Сшивая между собой решения (7)–(9), путем умножения соответствующих равенств на ортогональные функции $\varphi_i(y)(1 \ 0)^T$ и $\varphi_i(y)(0 \ 1)^T$ с последующим интегрированием по переменной y нетрудно получить неоднородную систему из $8N$ линейных уравнений относительно $8N$ неизвестных коэффициентов $A_j, B_j, C_{j,\pm 1}, D_{j,\pm 1}, F_j, G_j$.

В одномодовом приближении ($N = 1$) такая система допускает аналитическое решение. При этом полный кондактанс, найденный по формуле Ландауэра, имеет вид

$$G = \frac{e^2}{h} \frac{1}{1 + \left(\frac{\phi^2 - 1}{2\phi} \right)^2 \sin^2(a\phi k_1)}, \quad (10)$$

где h — постоянная Планка, $\phi = \sqrt{1 + 2(k_0/k_1)^2}$, a — длина неоднородности. Обратим внимание на то, что этот результат не зависит от спиновой поляризации «входного» состояния.

При многомодовом рассмотрении выражение для полного кондактанса системы в режиме линейного отклика при нулевой температуре имеет вид

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_{m=1}^R \sum_{n=1}^R \frac{k_n}{k_m} (|F_n|^2 + |G_n|^2), \quad (11)$$

где значение R отвечает максимальному номеру моды, для которой волновые числа k_i являются действительными [4]. Осуществляя в выражении (11) суммирование только с коэффициентами $\{F_n\}$ или

$\{G_n\}$ по отдельности, можно получить выражения для кондактансов G^+ и G^- , характеризующих транспортные свойства носителей, инжектированных в левый канал с некоторым начальным спиновым состоянием σ_0 и рассеявшихся в состояния со спином соответственно «вверх» и «вниз». Существует и величина, характеризующая преобладание прохождения носителей с определенной ориентацией спина, — спиновая поляризация:

$$P_z = \frac{G^+ - G^-}{G^+ + G^-}. \quad (12)$$

Прежде чем перейти непосредственно к анализу расчетных данных, необходимо определиться также и с используемыми единицами измерений. Так, примем безразмерные постоянную Планка и эффективную массу носителей за единицу. Выбрав ширину волновода d за единицу длины, определим тем самым единицу энергии $\epsilon_0 = \hbar^2/md^2$ и единицу измерения константы СОВ $\alpha_0 = \hbar^2/md$.

3.2. Провалы кондактанса

На рис. 3 представлены зависимости полного кондактанса от энергии носителей. Серая кривая — результат расчетов в рамках одномодового приближения (10), а черная кривая — результат численного моделирования при учете $N = 19$ мод. Легко заметить, что многомодовое рассмотрение приводит к двум эффектам. Так, например, минимумы графика

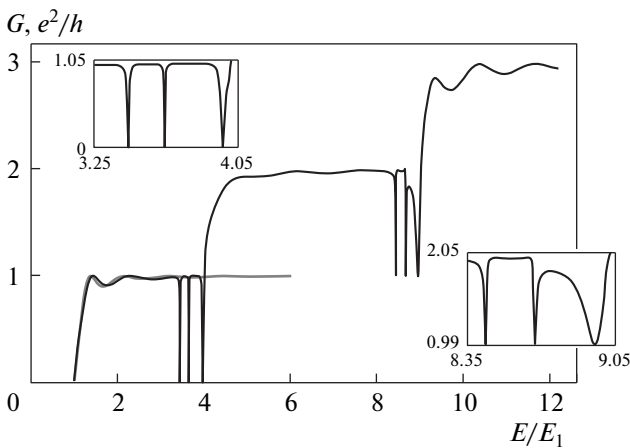


Рис. 3. Зависимости полного кондактанса от энергии носителей при одномодовом (серая кривая) и многомодовом (черная) рассмотрении для волновода с $a = 3d$, $\alpha_R = \alpha_D = 1.5\alpha_0$. Начальное спиновое состояние носителей $|\sigma_0\rangle = (1\ 0)^T$. На вставках показаны увеличенные фрагменты графика вблизи открытия второй и третьей мод

проводимости становятся менее глубокими и смещаются в сторону больших энергий. Но более интересен другой, качественный эффект: в многомодовом режиме на зависимости проводимости от энергии носителей появляются резкие провалы типа резонансов Фано (см., например, работу [24]), возникающие вследствие локализации волн в области с СОВ, что вызвано формированием в ней эффективной потенциальной ямы [4, 25, 26]. И действительно, распределения плотности вероятности, соответствующие провалам кондактанса вблизи открытия второй моды в области без СОВ, представленные на рис. 4, имеют очевидное сходство с распределениями плотности вероятности для стационарных состояний в прямоугольной потенциальной яме.

Рассмотрим последний эффект более подробно. Анализ показывает, что ответ на вопрос о расположении провалов кондактанса и их количестве обнаруживает хорошее сходство с решением известной модельной задачи квантовой механики о нахождении уровней дискретного спектра в прямоугольной потенциальной яме конечной глубины [27]. В качестве ширины ямы здесь выступает длина неоднородности a , а ее глубина U может быть найдена из выражения (2) как $E_n - E_{n,\lambda}(-\lambda k_0)$:

$$U = \frac{\hbar^2 k_0^2}{m} = 2 \frac{ma^2}{\hbar^2}. \quad (13)$$

На рис. 5 сплошными кривыми показаны значения энергии уровней дискретного спектра в одномерной прямоугольной потенциальной яме в зависимости от ее глубины, тогда как точки соответствуют значениям энергии, отвечающим провалам кондактанса, наблюдающимся в интервале энергий вблизи открытия второй моды (см. рис. 3). Отмечая хорошее качественное согласие в расположении точек и кривых, обратим внимание, что при большей длине неоднородности (см. рис. 5б) это согласие становится не только качественным, но и количественным. Этот факт, по-видимому, объясняется тем, что с возрастанием отношения a/d рассматриваемая система по характеру становится ближе к одномерной.

Замеченное сходство двух физических систем позволяет предполагать, что число провалов кондактанса, наблюдаемых в известном интервале энергии, равно q при условии, что

$$q - 1 < 2\alpha \frac{ma}{\pi\hbar^2} \leq q. \quad (14)$$

Из последнего неравенства прямо следует, что в узком интервале энергии перед открытием каждой новой моды при любых параметрах системы ее

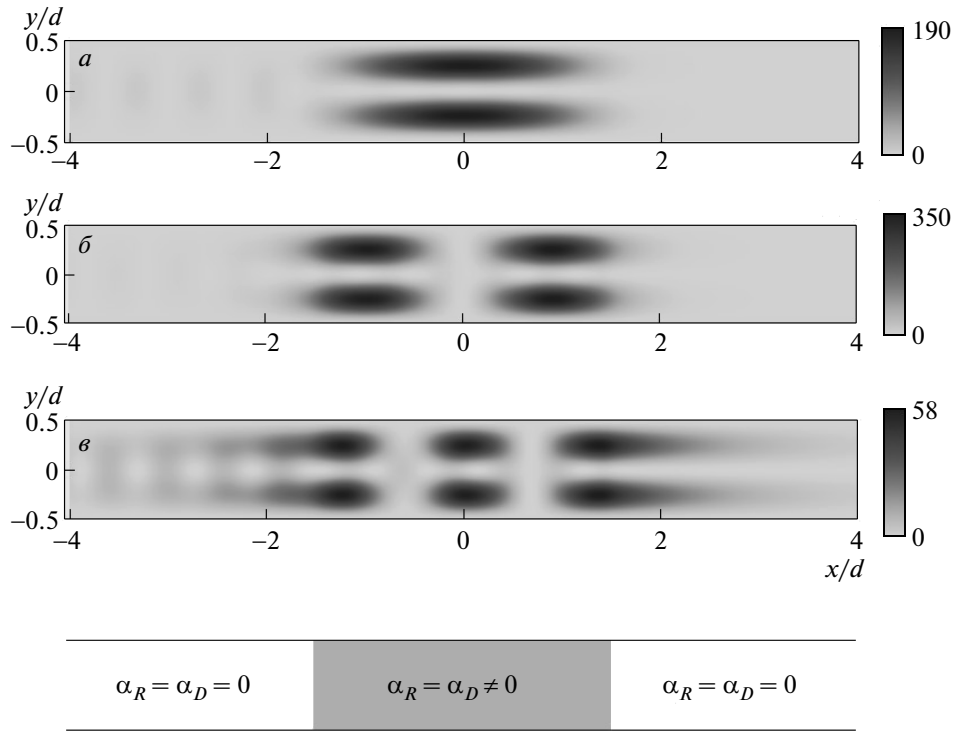


Рис. 4. Распределения плотности вероятности в волноводе при значениях энергии $E = 3.440E_1$ (а), $E = 3.642E_1$ (б), $E = 3.965E_1$ (в), отвечающих провалам кондактанса вблизи открытия второй моды. Параметры волновода те же, что и для рис. 3

кондактанс имеет хотя бы один провал. В подтверждение этого рассмотрим подробнее ситуацию, когда $q = 1$. На рис. 6 точками показаны значения ширины единственного провала кондактанса δ , определяемой на уровне $0.5e^2/h$, в том же интервале энергий, что и на рис. 5, в зависимости от параметра СОВ при трех различных значениях длины неоднородности a в двойном логарифмическом масштабе. Легко видеть, что при малых значениях a представленные зависимости хорошо аппроксимируются линейными функциями с приблизительно одинаковыми угловыми коэффициентами. Таким образом, при слабом СОВ имеет место зависимость $\delta \propto a^r$, где значение показателя r близко к четырем (подобная зависимость наблюдалась, например, в работе [28] для ширины резонансов Фано, вызванных СОВ). В результате можем заключить, что даже в случае, когда $ama/\pi\hbar^2 \ll 1$, рассматриваемые провалы кондактанса имеют конечную ширину.

4. ПРЕЦЕССИЯ СПИНА В ЭФФЕКТИВНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Проанализируем теперь ориентацию среднего вектора спина на выходе из системы. Представлен-

ные ниже результаты получены для энергий носителей, при которых в каналах без СОВ может существовать только одна делокализованная мода.

Пусть носители инжектируются в систему слева с начальным спиновым состоянием

$$|\sigma_0\rangle = \begin{pmatrix} \cos(\theta_{in}/2) \\ \exp(i\varphi_{in}) \sin(\theta_{in}/2) \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где θ_{in} и φ_{in} — сферические углы, определяющие направление среднего вектора спина \mathbf{S} (см. определение (5)). При прохождении через неоднородность с СОВ спиновое состояние носителей меняется, приводя к отличной от начальной ориентации вектора \mathbf{S} в правой части волновода. Это изменение также удобно характеризовать сферическими углами θ_{out} и φ_{out} , которые средний вектор спина образует с осями координат соответственно x и z .

В одномодовом приближении для начального спинового состояния (15) могут быть получены следующие выражения для компонент среднего вектора спина в правой части волновода:

$$\begin{aligned}
 S_x &= \frac{\hbar}{2} \frac{\sin \theta_{in} \left[\cos \left(\varphi_{in} + \frac{\pi}{4} \right) + \cos(2ak_0) \cos \left(\varphi_{in} - \frac{\pi}{4} \right) \right] - \cos \theta_{in} \sin(2ak_0)}{\sqrt{2} \left[1 + \left(\frac{\phi^2 - 1}{2\phi} \right)^2 \sin^2(a\phi k_1) \right]}, \\
 S_y &= -\frac{\hbar}{2} \frac{\sin \theta_{in} \left[\cos \left(\varphi_{in} + \frac{\pi}{4} \right) - \cos(2ak_0) \cos \left(\varphi_{in} - \frac{\pi}{4} \right) \right] + \cos \theta_{in} \sin(2ak_0)}{\sqrt{2} \left[1 + \left(\frac{\phi^2 - 1}{2\phi} \right)^2 \sin^2(a\phi k_1) \right]}, \\
 S_z &= \frac{\hbar}{2} \frac{\cos \theta_{in} \cos(2ak_0) + \sin \theta_{in} \cos \left(\varphi_{in} - \frac{\pi}{4} \right) \sin(2ak_0)}{1 + \left(\frac{\phi^2 - 1}{2\phi} \right)^2 \sin^2(a\phi k_1)}.
 \end{aligned} \tag{16}$$

В свою очередь, аналитические выражения для спин-зависимых кондактансов и спиновой поляризации в одномодовом приближении имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 G^+ &= \frac{e^2}{h} \frac{1 + \cos \theta_{in} \cos(2ak_0) + \sin \theta_{in} \sin(2ak_0) \cos(\varphi_{in} - \pi/4)}{2 \left[1 + \left(\frac{\phi^2 - 1}{2\phi} \right)^2 \sin^2(a\phi k_1) \right]}, \\
 G^- &= \frac{e^2}{h} \frac{1 - \cos \theta_{in} \cos(2ak_0) - \sin \theta_{in} \sin(2ak_0) \cos(\varphi_{in} - \pi/4)}{2 \left[1 + \left(\frac{\phi^2 - 1}{2\phi} \right)^2 \sin^2(a\phi k_1) \right]}, \\
 P_z &= \cos \theta_{in} \cos(2ak_0) + \sin \theta_{in} \sin(2ak_0) \cos(\varphi_{in} - \pi/4).
 \end{aligned} \tag{17}$$

Отметим, что при этом сумма G^+ и G^- есть полный кондактанс системы (10).

Изменение спинового состояния носителя при прохождении через неоднородность может быть объяснено прецессией спина в эффективном магнитном поле \mathbf{V}_{eff} , компоненты которого определяются СОВ. Вследствие равенства параметров Рашба и Дрессельхауза поле \mathbf{V}_{eff} в любой точке неоднородности оказывается коллинеарным направлению $[1 \bar{1} 0]$ (см., например, работы [12, 23]). По этой причине средний вектор спина, изначально ориентированный так, что $\theta_{in} = \pi/2$ и $\varphi_{in} = -\pi/4$ или $\varphi_{in} = 3\pi/4$ (см. (16)), оказываясь коллинеарным вектору \mathbf{V}_{eff} , не прецессирует; при этом прохождение носителя через неоднородность не приводит к изменению его спинового состояния. Заметим также, что из выражений (17) следует, что для данных начальных спиновых состояний $G^+ = G^-$ и $P_z = 0$.

Одной из величин, характеризующих прецессию спина носителя в эффективном магнитном поле, является пространственный период спиновой прецессии L [8, 23], который в нашем случае может быть получен из следующих соображений. Рассматривая суперпозицию двух волн, $\psi_{1,1,k_1^+}$ и $\psi_{1,-1,k_1^-}$ (см. выражения (3), (4)), распространяющихся в положительном направлении оси x , заметим, что она обладает

пространственным периодом $2\pi/(k_1^- - k_1^+) \equiv \pi/k_0$, откуда

$$L = \frac{\pi \hbar^2}{\sqrt{2} m \alpha}. \tag{18}$$

Заметим в этой связи, что, как показывает анализ выражений (16), величины $\text{tg} \varphi_{out} = S_y/S_x$ и $\cos \theta_{out} = S_z/|\mathbf{S}|$, характеризующие направление среднего вектора спина на выходе из системы, являются периодическими функциями длины неоднородности a как раз с периодом L и, кроме того, не зависят от энергии носителей.

Обратим внимание, что выражения (16)–(18) получены в рамках одномодового приближения. Проследим далее, как на обсуждаемых выше результатах скажется учет более высоких мод. Так, на рис. 7 представлены графики зависимостей компонент среднего вектора спина S_i на выходе из системы, его модуля $|\mathbf{S}|$, а также углов θ_{out} и φ_{out} от длины неоднородности. Пунктирные кривые здесь отвечают одномодовому приближению и построены с помощью аналитических выражений (16), а сплошные кривые являются результатами численных расчетов с учетом состояний одиннадцати мод размерного квантования. Значение энергии носителей при моделировании было выбрано в области появления провалов кондактанса вблизи открытия второй моды.

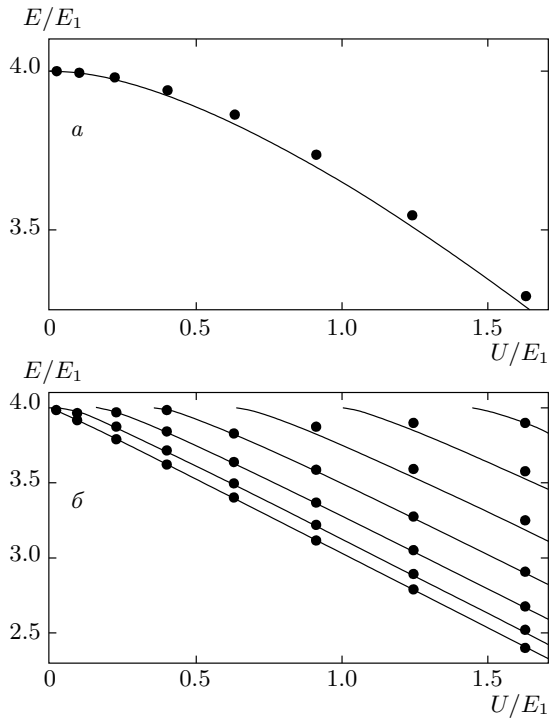


Рис. 5. Кривые — энергетические уровни дискретного спектра для одномерной прямоугольной потенциальной ямы шириной $a = 0.5d$ (*a*), $a = 5d$ (*b*) в зависимости от ее глубины, точки — значения энергии, отвечающие провалам кондактанса, наблюдающимся в интервале энергий вблизи открытия второй моды

Легко заметить, что по отношению к величинам S_i и $|\mathbf{S}|$ многомодовое рассмотрение приводит к существенным отклонениям от результатов одномодового приближения. В то время как пунктирные кривые ведут себя плавно, напоминая графики тригонометрических функций, поведение сплошных кривых носит нерегулярный характер с резкими провалами или пиками. Особенно сильно наблюдаемые различия проявляются на зависимости модуля среднего вектора спина $|\mathbf{S}|$ от длины неоднородности: в одномодовом приближении она является строго периодической с периодом $\pi/\phi k_1$.

Несмотря на обнаруженные качественные различия графиков зависимостей S_i и $|\mathbf{S}|$ от длины неоднородности a при одно- и многомодовом подходе, соответствующие кривые для углов θ_{out} и φ_{out} полностью совпадают. Это позволяет утверждать, что учет более высоких мод оказывает влияние лишь на модуль среднего вектора спина на выходе из системы, не меняя его направления в пространстве. Таким образом, и при многомодовом рассмотрении

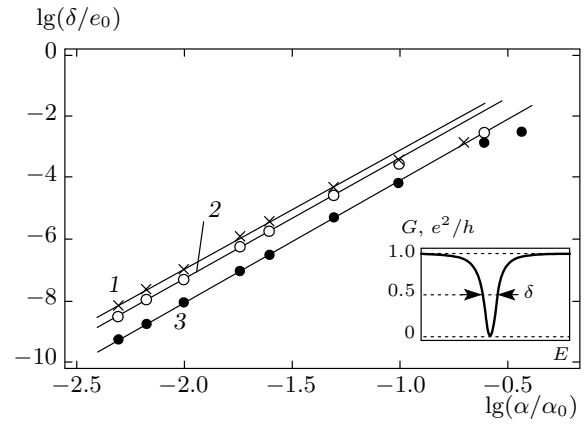


Рис. 6. Зависимости ширины единственного провала кондактанса от параметра СОВ при значениях длины неоднородности $a = 7.5d$ (1), $5d$ (2), $2.5d$ (3) в двойном логарифмическом масштабе. Угловые коэффициенты аппроксимирующих прямых, найденных методом наименьших квадратов по первым пяти точкам, составляют (снизу вверх) 3.98, 3.94 и 3.88. На вставке показано определение ширины провала δ

оказывается возможным говорить о прецессии спина в эффективном магнитном поле, имея при этом в виду, что модуль среднего вектора спина при прохождении через неоднородность может, вообще говоря, значительно изменяться.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследованы транспортные свойства волновода с СОВ Рашба и Дрессельхауза в вырожденном случае, когда их вклады одинаковы. Решение задачи о рассеянии волновой функции на скачке параметров СОВ позволяет вычислять спин-зависимые транспортные характеристики системы.

В рамках одномодового приближения получены удобные для анализа аналитические выражения для полного кондактанса и его спин-зависимых составляющих, а также для компонент среднего вектора спина при произвольном начальном спиновом состоянии. Одним из интересных эффектов, возникающих при многомодовом рассмотрении, является появление резких провалов кондактанса типа резонансов Фано, связанных с локализацией волн в СОВ-неоднородности вследствие формирования в ней эффективной потенциальной ямы. Представленное в работе сопоставление с известной задачей

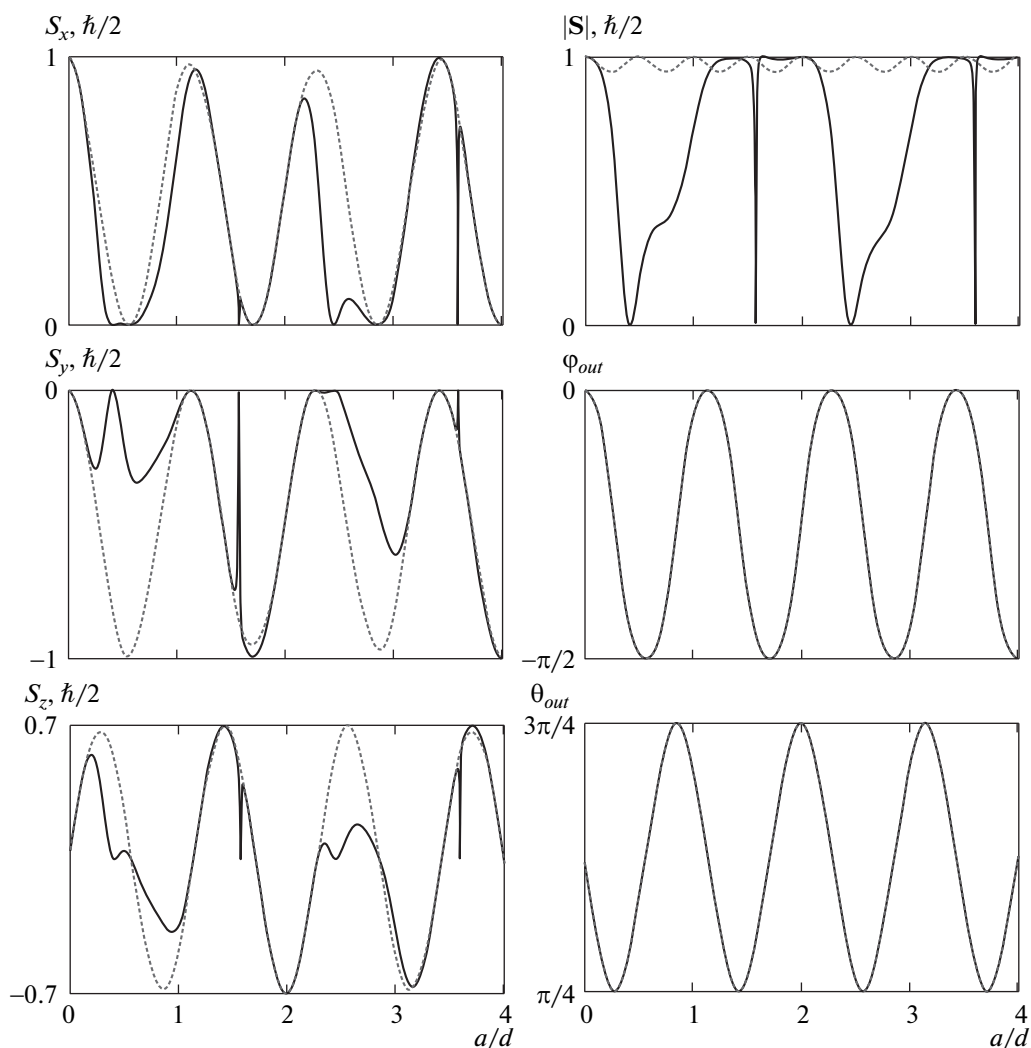


Рис. 7. Зависимости проекций среднего вектора спина S_i на выходе из системы, его модуля $|S|$, углов θ_{out} и φ_{out} от длины неоднородности a при $N = 1$ (пунктирные кривые) и $N = 11$ (сплошные кривые). Здесь $\theta_{in} = \pi/2$, $\varphi_{in} = 0$, $E = 3.445E_1$, $\alpha = 7\pi\alpha_0/8\sqrt{2}$

об уровнях дискретного спектра в прямоугольной потенциальной яме, ширина которой равна длине неоднородности, а глубина определяется параметром СОВ, позволяет с хорошей точностью предсказывать количество этих провалов и их расположение. Кроме того, найденная аналогия позволяет утверждать, что при любых параметрах неоднородности на зависимости кондактанса от энергии носителей (вблизи открытия каждой новой моды) должен существовать хотя бы один провал.

Другой эффект, найденный нами при многомодовом рассмотрении, связан с возможными сильными изменениями модуля среднего вектора спина на выходе из системы при том, что его направление

остается неизменным по отношению к одномодовому приближению. Следовательно, и при многомодовом рассмотрении оказывается возможным говорить о прецессии спина в эффективном магнитном поле, индуцированном СОВ.

Ввиду важности учета многомодовых эффектов с прикладной точки зрения, результаты настоящей работы могут представлять интерес для дальнейших как теоретических, так и экспериментальных исследований в области спинтроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-02-00717).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
2. B. H. Wu and J. C. Cao, Phys. Rev. B **73**, 245412 (2006).
3. F. Mireles and G. Kirczenow, Phys. Rev. B **64**, 024426 (2001).
4. L. Zhang, P. Brusheim, and H. Q. Xu, Phys. Rev. B **72**, 045347 (2005).
5. J. Schliemann, J. C. Egues, and D. Loss, Phys. Rev. Lett. **90**, 146801 (2003).
6. S. Bandyopadhyay and M. Cahay, Appl. Phys. Lett. **85**, 1814 (2004).
7. Xi Fu, Z. Chen, F. Zhong, and G. Zhou, Physica B **405**, 4785 (2010).
8. B. A. Bernevig, J. Orenstein, and S.-C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **97**, 236601 (2006).
9. С. А. Тарасенко, Н. С. Аверкиев, Письма в ЖЭТФ **75**, 669 (2002).
10. N. S. Averkiev, M. M. Glazov, and S. A. Tarasenko, Sol. St. Comm. **133**, 543 (2005).
11. N. S. Averkiev and L. E. Golub, Phys. Rev. B **60**, 15582 (1999).
12. N. S. Averkiev, and L. E. Golub, Semicond. Sci. Technol. **23**, 114002 (2008).
13. F. G. Pikus and G. E. Pikus, Phys. Rev. B **51**, 16928 (1995).
14. M.-H. Liu, K.-W. Chen, S.-H. Chen et al., Phys. Rev. B **74**, 235322 (2006).
15. B. A. Bernevig and J. Hu, Phys. Rev. B **78**, 245123 (2008).
16. V. A. Slipko, I. Savran, and Yu. V. Pershin, Phys. Rev. B **83**, 193302 (2011).
17. V. A. Slipko, A. A. Hayeva, and Yu. V. Pershin, Phys. Rev. B **87**, 035430 (2013).
18. J. D. Koralek, C. P. Weber, J. Orenstein et al., Nature **458**, 610 (2009).
19. M. Konda, V. Lechner, Y. Kunihashi et al., Phys. Rev. B **86**, 081306(R) (2012).
20. Y. Kunihashi, M. Konda, H. Sanada et al., Appl. Phys. Lett. **100**, 113502 (2012).
21. S. Gignleberger, L. E. Golub, V. V. Bel'kov et al., Phys. Rev. B **75**, 035327 (2007).
22. V. Lechner, L. E. Golub, P. Olbrich et al., Appl. Phys. Lett. **94**, 242109 (2009).
23. S. D. Ganichev and L. E. Golub, Phys. St. Sol. (b) **251**, 1801 (2014).
24. Y. S. Joe, A. M. Satanin, and C. S. Kim, Phys. Scripta **74**, 259 (2006).
25. H. Xu and W. Sheng, Phys. Rev. B **57**, 11903 (1998).
26. I. A. Shelykh, and N. G. Galkin, Phys. Rev. B **70**, 205328 (2004).
27. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Физматлит, Москва (2006), с. 93.
28. Г. Г. Исупова, А. И. Малышев, Письма в ЖЭТФ **94**, 597 (2011).