Известия НАН Армении, Физика, т.61, №4, с.571–580 (2026)

УДК 539.1
DOI: 10.54503/0002-3035-2026-61.4-571

СПИН-ЗАВИСИМОЕ МНОГОКАНАЛЬНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНА В НАНОСТЕРЖНЕ С УЧЕТОМ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Д.А. БАДАЛЯН, А.Ж. МУРАДЯН*

Ереванский государственный университет, НИИ физики, Ереван, Армения

*e-mail: muradyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 2 сентября 2026 г.)

Исследовано многоканальное квантовое туннелирование электрона через потенциальный барьер примеси в наностержне с учетом спин-орбитального взаимодействия в рамках модели Дрессельхауса. Определены коэффициенты туннелирования и спиновой поляризации для неполяризованного входного потока электронов. Влияние спин-орбитального взаимодействия на многоканальное рассеяние возрастает обратно пропорционально линейным размерам наностержня. Это позволяет контролировать поляризационные характеристики туннельного тока в широком диапазоне, достигая значения 40% для всего потока, и обеспечивать полную поляризацию на высокоэнергетических каналах поперечного движения.

1. Введение

Спин-орбитальное взаимодействие играет важную роль во многих явлениях, происходящих в низкоразмерных полупроводниковых структурах [1–4]. Оно приводит к расщеплению энергетических зон кристалла, если решетка лишена центра инверсии или неоднородна по составу. Если это имеет место у поверхности Ферми, то в характерных свойствах материала происходят значительные изменения. В качестве примеров достаточно указать эффект Дрессельхауса [5, 6], эффект Рашбы [7, 8], спиновую релаксацию по механизму Дьяконова–Переля [9, 10], спиновый эффект Холла [9, 11], явление оптической ориентации [12, 13] и др.

С точки зрения разработки различных устройств важным аспектом является выяснение влияния спин-орбитального взаимодействия на квантовый транспорт спин-поляризованных носителей и прохождение частиц через потенциальный барьер [14]. Исследование туннелирования электронов через одномерный прямоугольный барьер, изготовленный из материала с дрессельхаусовским спин-орбитальным взаимодействием, показало, в частности, что разница в вероятностях прохождения частиц для противоположных направлений спина в зависимости от ширины барьера составляет несколько процентов. Значительно большую поляризацию спина можно получить, если вместо одиночного барьера рассматривать резонансное туннелирование через двухбарьерную структуру [15].

Более точные аналитические результаты могут быть получены в квазиодномерных моделях [16–18], в которых в соответствии с реальностью поперечные размеры не исключаются, а ограничиваются боковой поверхностью

наностержня. В этом случае при рассеянии на барьере частица может перейти на другой квантовый уровень поперечной степени свободы и тем самым образовать новый канал рассеяния со своим значением волнового вектора продольного движения. То есть, рассеяние в квазиодномерной системе, в отличие от одномерной, является многоканальным. В этой связи представляет интерес влияние многоканального рассеяния (с учетом спин-орбитального взаимодействия) на туннелирование и степень поляризации электрона в наностержне, что и является целью данной работы.

2. Модель и основные уравнения

Рассмотрим полупроводниковую квантовую проволоку, изготовленную из материала со структурой цинковой обманки, в которой может происходить спин-орбитальное взаимодействие. Геометрически проволока представляет собой наностержень с прямоугольным сечением, стенки которого считаются непроницаемыми. Наностуктура разделена на две части тонким слоем изолятора (δ –легированная примесь). Электрон с энергией E налетает на примесь слева. Потенциал примеси является определенной функцией координат: $U = U(x, y, z)$, где ось z направлена вдоль наностержня, а оси x и y перпендикулярны боковым стенкам.

Гамильтониан спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауза [5], усредненный по состоянию поперечного движения электрона ($\langle \hat{k}_x \rangle = \langle \hat{k}_y \rangle = 0$), можно представить в виде

$$\hat{H}_D = \gamma_D \hat{k}_z \left(\hat{k}_x{}^2 - \hat{k}_y{}^2 \right) \hat{\sigma}_z , \tag{1}$$

где γ_D – коэффициент Дрессельхауза, зависящий от материала наностержня, $\hat{\boldsymbol{k}} = \hat{\boldsymbol{p}} / \hbar = -i\nabla$ – оператор волнового вектора, $\hat{\sigma}_z$ – матрица Паули.

Уравнение Паули для электрона с учетом диагонального характера взаимодействия (1) можно представить в виде двух независимых уравнений Шредингера

$$\hat{H}^{\pm} \Psi^{\pm} = E \Psi^{\pm} , \tag{2}$$

где волновая функция Ψ^{+} (Ψ^{-}) описывает состояние, в котором спин электрона направлен по (против) оси z ,

$$\hat{H}^{\pm} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \pm \gamma_{\mathrm{D}} \left(\hat{k}_{\mathrm{x}}{}^2 - \hat{k}_{\mathrm{y}}{}^2 \right) \hat{k}_{\mathrm{z}} + U(\boldsymbol{r}) , \tag{3}$$

где m – приведенная масса электрона в полупроводниковом материале наностержня. С учетом (3) для уравнений (2) получим:

$$\left[\Delta + \chi^2 \mp g \left(\hat{k}_x{}^2 - \hat{k}_y{}^2 \right) \hat{k}_z - V(\boldsymbol{r}) \right] \Psi^{\pm}(\boldsymbol{r}) = 0 , \tag{4}$$

где $\chi^2 = \left(2m / \hbar^2 \right) E$, $g = \left(2m / \hbar^2 \right) \gamma_D$, $V(\boldsymbol{r}) = \left(2m / \hbar^2 \right) U(\boldsymbol{r})$.

Из условия непроницаемости боковых стенок наностержня имеем

$$\Psi^{\pm}\left(-L_x / 2, y, z \right) = \Psi^{\pm}\left(L_x / 2, y, z \right) = 0 , \tag{5a}$$

$$\Psi^{\pm}\left(x,-L_y/2,z\right)=\Psi^{\pm}\left(x,L_y/2,z\right)=0, \tag{5b}$$

где L_x и L_y — длины сторон прямоугольного сечения наностержня по осям x и y. Общее решение уравнения (4), удовлетворяющее граничным условиям (5a) и (5b), можно искать в виде разложения по полной системе собственных функций электрона $\psi_{i,j}\left(x,y\right)$ в двумерной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками:

$$\Psi^{\pm}\left(x,y,z\right)=\sum_{i,j=0}^{\infty}\Phi_{i,j}^{\pm}\left(z\right)\psi_{i,j}\left(x,y\right), \tag{6}$$

где

$$\psi_{i,j}\left(x,y\right)=\frac{2}{\sqrt{L_xL_y}}\cos\left(\chi_{x,i}x\right)\cos\left(\chi_{y,j}y\right), \tag{7}$$

$$\chi_{x,i}=\frac{\pi\left(2i+1\right)}{L_x},\ \chi_{y,j}=\frac{\pi\left(2j+1\right)}{L_y},\quad -\frac{L_x}{2}\le x\le\frac{L_x}{2},\ -\frac{L_y}{2}\le y\le\frac{L_y}{2}. \tag{8}$$

Чтобы получить уравнение для компонент продольной волновой функции $\Phi_{i,j}^{\pm}\left(z\right)$, подставим выражение (6) в уравнение (4). После стандартных вычислений получим следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{d^2\Phi_{i,j}^{\pm}\left(z\right)}{dz^2}\pm i\lambda_{i,j}\frac{d\Phi_{i,j}^{\pm}\left(z\right)}{dz}+\kappa_{i,j}^2\Phi_{i,j}^{\pm}\left(z\right)-\sum_{i',j'=0}^{\infty}V_{ij,i'j'}\left(z\right)\Phi_{i',j'}^{\pm}\left(z\right)=0, \tag{9}$$

где введены обозначения

$$\lambda_{i,j}=g\left(\chi_{xi}^2-\chi_{yj}^2\right),\quad \kappa_{i,j}^2=\chi^2-\chi_{xi}^2-\chi_{yj}^2,$$

$$V_{ij,i'j'}\left(z\right)=\int_{-L_x/2}^{L_x/2}\int_{-L_y/2}^{L_y/2}\psi_{i,j}\left(x,y\right)V\left(x,y,z\right)\psi_{i',j'}\left(x,y\right)dxdy.$$

В уравнениях (9) каналы рассеяния нумеруются парами квантовых чисел i, j, стремящихся к бесконечности. Те же пары нумеруют уровни поперечной энергии электрона, которые определяются формулой $\varepsilon_{i,j}=\hbar^2\left(\chi_{xi}^2+\chi_{yj}^2\right)/2m$. Исходя из этого, удобно заменить пару квантовых чисел $\left(i,j\right)$ одним индексом n, который принимает последовательные значения $0,1,2,\cdots,\infty$ в соответствии с ростом значений поперечной энергии.

3. Амплитуды многоканального рассеяния

Если дефект достаточно тонкий [19], то его потенциал можно записать как

$$V\left(x,y,z\right)=\delta\left(z\right)W\left(x,y\right), \tag{10}$$

где $\delta\left(z\right)$ – дельта-функция Дирака. Тогда система (9) примет вид

$$\frac{d^2\Phi_n^{\pm}\left(z\right)}{dz^2}\pm i\lambda_n\frac{d\Phi_n^{\pm}\left(z\right)}{dz}+\kappa_n^2\Phi_n^{\pm}\left(z\right)-\delta\left(z\right)\sum_{n'=0}^{\infty}A_{n,n'}\Phi_{n'}^{\pm}\left(z\right)=0, \tag{11}$$

где коэффициент

$$A_{n,n'} = \int_{-L_x/2}^{L_x/2} \int_{-L_y/2}^{L_y/2} \psi_n(x,y) W(x,y) \psi_{n'}(x,y) dxdy \qquad (12)$$

определяет эффективность связи между каналами рассеяния с номерами n и n'. Следует отметить, что если потенциал примеси постоянен по всему поперечному сечению, $W(x,y) = \text{const}$ (соответственно, $W(x,y,z) = W(z)$), то $A_{n,n'} = \text{const} \cdot \delta_{n,n'}$ ($A_{n,n'} = W(z) \cdot \delta_{n,n'}$), и распространение вдоль наностержня становится одноканальным: $n' = n$, где n — номер канала, входящего в наностержень. Примесный потенциал в наностержне, который является однородным по всему поперечному сечению, не образует многоканальный режим рассеяния [20].

Коэффициент связи (12) представляет собой свертку потенциальной функции $W(x,y)$ и фоновой функции $\psi_n(x,y)\psi_{n'}(x,y)$ в симметричных пределах. Рельеф фоновой функции для основного $n' = 0$ ($i' = 0$, $j' = 0$) и первого возбужденного $n' = 1$ ($i' = 1$, $j' = 0$) каналов рассеяния показан на рис.1a и рис.1b, соответственно. С увеличением номера n' центральный максимум единичной высоты сохраняется, но постепенно сужается, а знакопеременные колебания становятся более частыми. Это означает, что коэффициенты связи между каналами будут максимально большими, если рассеивающий туннельный потенциал заданной мощности будет максимально сосредоточен на оси наностержня. А также при относительно низких мощностях потенциала примеси коэффициент связи $A_{n,n'}$ монотонно уменьшается (до нуля) по мере удаления номера образованного канала n' от номера канала n, входящего в наностержень. С продвижением в область высоких мощностей максимум распределения $A_{n,n'}$, как функция n', постепенно отдаляется от входного значения n, и образование каналов, смежных с n, становится более вероятным, чем сохранение самого входного канала [20]. Число таких каналов увеличивается с насыщающей монотонностью.

Система уравнений (11) в области $z < 0$ и $z > 0$ разделяется на уравнения для каждого канала отдельно:

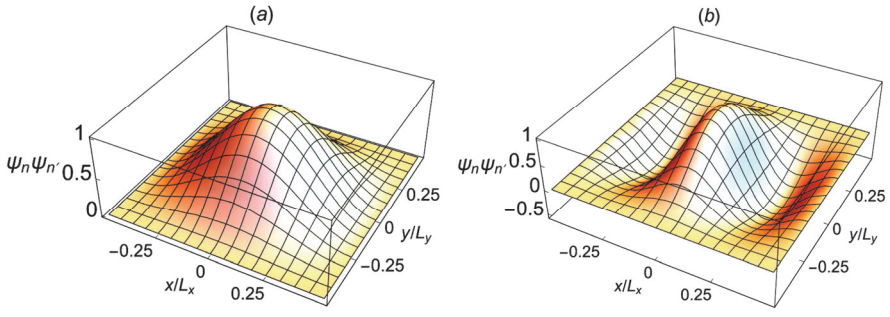


Рис.1. Вид подынтегральной функции $\psi_n(x,y)\psi_{n'}(x,y)$, которая определяет для заданного туннельного потенциала $W(x,y)$ тонкой примеси значение коэффициента связи $A_{n,n'}$ между каналами $n = 0$ и (a) $n' = 0$ и (b) $n' = 1$

$$\frac{d^2\Phi_n^{\pm}(z)}{dz^2} \pm i\lambda_n \frac{d\Phi_n^{\pm}(z)}{dz} + \kappa_n^2 \Phi_n^{\pm}(z) = 0\,. \tag{13}$$

Это уравнения с постоянными коэффициентами с решениями свободно распространяющихся волн

$$\Phi_n^{\pm}(z) = c_{1n}^{\pm} \exp\left[i\left(Q_n \mp \lambda_n / 2\right)z\right] + c_{2n}^{\pm} \exp\left[-i\left(Q_n \pm \lambda_n / 2\right)z\right], \tag{14}$$

где $Q_n = \sqrt{\lambda_n^2 / 4 + \kappa_n^2}$. Дисперсионная зависимость $\varepsilon(q)$ для каждого канала в результате спин-орбитального взаимодействия расщепляется на две ветви, симметрично расположенные относительно значения $q = 0$ (рис.2) и одинаковые для обеих поляризаций электрона.

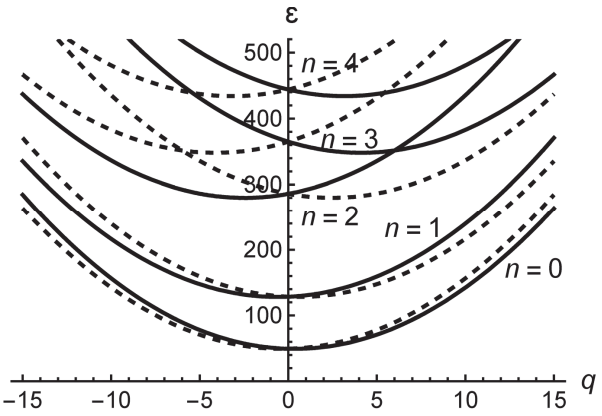


Рис.2. Дисперсионные кривые $\varepsilon_n = \varepsilon_n(q_n)$ (волновой вектор q выражен в единицах $1/L_x$, а энергия ε — в единицах $\hbar^2 / 2mL_x^2$) для волн "+" и "−" поляризаций электронов в наностержне. Пары снизу вверх соответствуют возрастающим значениям квантового числа энергии n. Параметры взяты для наностержня GaAs с поперечными размерами 20×10 нм. Эффективная масса $m = 0.067\, m_e$, где m_e — масса свободного электрона.

Функции (14) представим в обычном для задач туннелирования виде

$$\Phi_n^{\pm}(z) = \begin{cases} \delta_{n0} \exp\left[i\left(Q_n \mp \lambda_n / 2\right)z\right] + r_n^{\pm} \exp\left[-i\left(Q_n \pm \lambda_n / 2\right)z\right], & z < 0 \\ t_n^{\pm} \exp\left[i\left(Q_n \mp \lambda_n / 2\right)z\right], & z > 0 \end{cases}, \tag{15}$$

где $r_n^{\pm}$ и $t_n^{\pm}$ – амплитуды отражения и прохождения электрона в соответствующих каналах и поляризациях. Рассеяние электрона на примеси происходит по основному каналу $n = 0$, который проще всего реализуется в эксперименте.

Условия сшивания волновых функций $\Phi_n^{\pm}(z)$ и их производных при прохождении частицы через граничную точку $z = 0$ имеют вид

$$\Phi_n^{\pm}(+0) = \Phi_n^{\pm}(-0)\,, \tag{16a}$$

$$\frac{d\Phi_n^{\pm}(+0)}{dz} - \frac{d\Phi_n^{\pm}(-0)}{dz} = \sum_{n'=0}^{\infty} A_{n,n'} \Phi_{n'}^{\pm}(0)\,. \tag{16b}$$

Учитывая (15) из (16a), (16b) получаем

$$t_n^{\pm} = \delta_{n0} + r_n^{\pm}\,, \tag{17a}$$

$$2i\,q_n^{\pm}\,t_n^{\pm} - 2i\,q_n^{\pm}\,\delta_{n0} = \sum_{n'=0}^{\infty} A_{n,n'}\,t_{n'}^{\pm}\,, \tag{17b}$$

где $q_n^{\pm} = Q_n \mp \lambda_n$.

Число амплитуд пропускания и отражения, определяемые из уравнений (17b) и (17a), соответственно, в общем случае бесконечно. Однако следует отметить, что вероятности возбуждения поперечных уровней с энергиями, превышающими входное значение E, экспоненциально уменьшаются, а соответствующие моды не распространяются, а локализуются вблизи точки примеси $z = 0$. Это позволяет нам ограничиться каналами (с некоторым числом N), поперечная энергия которых меньше входного значения E. Тогда амплитуды $t_{\mathrm{n}}^{\pm}$ из (17b) могут быть рассчитаны с использованием формулы Крамера

$$t_n^{\pm} = \frac{D_n^{\pm}}{D^{\pm}}\,, \quad n = 0,1,\cdots,N\,, \tag{18}$$

где $D^{\pm}$ – определитель системы N уравнений (17b), а $D_n^{\pm}$ есть определитель, получающийся из $D^{\pm}$ заменой n-го столбца столбцом свободных членов. Коэффициент отражения $r_{\mathrm{n}}^{\pm}$ после этого определяется из связи амплитуд (17a).

Отметим, что каждая электронная поляризация удовлетворяет условию сохранения потока до и после туннельного перехода:

$$\sum_{n=0}^{\mathrm{N}} q_n^{\pm}\left(\left|t_n^{\pm}\right|^2 + \left|r_n^{\pm}\right|^2\right) = q_0^{\pm}\,, \tag{19}$$

4. Коэффициенты спиновой поляризации

Коэффициент поляризации спинов при многоканальном рассеянии [14, 20] для отдельного канала $n = 0,1,\cdots,N$ дается формулой

$$p_n = \frac{j_n^{+} - j_n^{-}}{j_n^{+} + j_n^{-}}\,, \tag{20}$$

а для усредненного по всем каналам –

$$P_N = \sum_{n=0}^{N}\left(j_n^{+} - j_n^{-}\right) \Big/ \sum_{n=0}^{N}\left(j_n^{+} + j_n^{-}\right), \tag{21}$$

где $j_n^{\pm} = k_n^{\pm}\left|t_n^{\pm}\right|^2 / k_1^{\pm}$ – плотность потока вероятности в n-ом канале для спиновых поляризаций, нормированных на падающий поток входного канала.

Таким образом, определение степени поляризации сводится к расчету коэффициентов прохождения $t_n^{\pm}$ из системы уравнений (17b). Явные выражения для коэффициентов туннелирования и поляризации весьма громоздки, и мы не считаем целесообразным приводить их в тексте.

5. Численные расчеты и обсуждение

В квантовой проволоке с нанометровыми поперечными размерами число атомов в дефекте на самом деле очень велико и их туннельный потенциал можно считать непрерывно распределённым. Выберем для него гауссову форму в обоих

поперечных направлениях:

$$W(x,y) = W \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2}\right] \exp\left[-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right]. \qquad (22)$$

Суммарный коэффициент туннелирования примеси (рис.3) демонстрирует излом при каждом открытии нового канала. Для падающего же канала излом отчетливо проявляется только при открытии первого возбужденного канала (пунктирная линия). Начальное нулевое плато обусловлено ненулевой энергией основного состояния поперечной степени свободы. Вклад спин-орбитального взаимодействия составляет $49E_r$, где $E_r \equiv \hbar^2 / 2mL_x^2 = 0.0013$ эВ — характерный масштаб кванта размерного квантования поперечной энергии электрона.

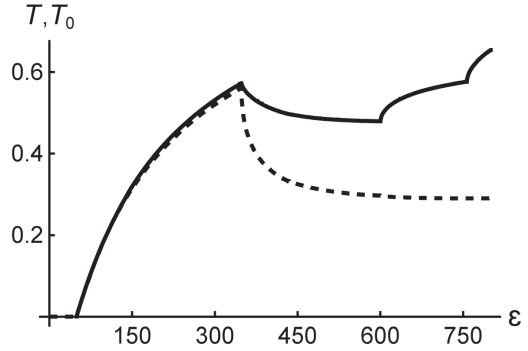


Рис.3. Коэффициент многоканального туннелирования примесного потенциала в полупроводниковом (GaAs) наностержне как функция энергии падающих электронов. Сплошная линия соответствует всем разрешенным каналам вместе, штриховая линия — падающему каналу $n = 0$. Параметры те же, что и на рис.2.

Эффективность возбуждения нового канала $n = 1$ до энергий $\varepsilon = 348E_r$ оказывается низкой и поэтому в этой области графики мало отличаются друг от друга. Эффективность генерации нового канала резко возрастает при $n = 2$ и сильно влияет на картину туннелирования. Дальнейшие перегибы на графике соответствуют открытиям каналов $n = 5$ и $n = 6$. Вклады каналов $n = 3$ ($\varepsilon \geq 424$) и $n = 4$ ($\varepsilon \geq 495$) незаметны.

Спин-орбитальное взаимодействие входит в процессы туннелирования и поляризации потока электронов через безразмерный параметр

$$\Gamma_D = \frac{2\pi^2 m}{\hbar^2 L_x} \gamma_D, \qquad (23)$$

который для выбранного здесь наностержня GaAs мал ($\Gamma_D = 0.23$) по сравнению со вкладом поперечного квантования. В результате процесс туннелирования определяется прежде всего наличием сформированных каналов размерного квантования (рис.4), а интерес к проявлению спин-орбитального взаимодействия смещается к поляризационным характеристикам электронного потока, которые определяются исключительно спин-орбитальным взаимодействием. Из рис.5

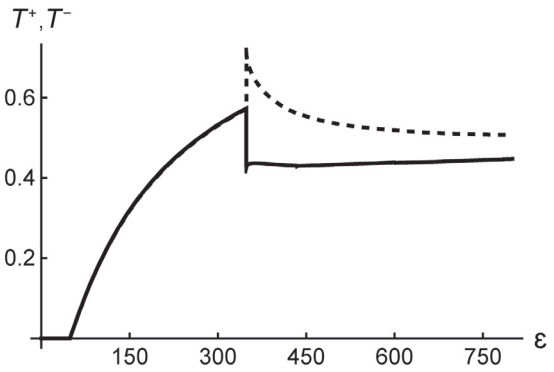


Рис.4. Коэффициенты туннелирования для плюс- и минус-поляризаций (сплошная и штриховая линии, соответственно) электрона в наностержне. Параметры те же, что и на рис.2.

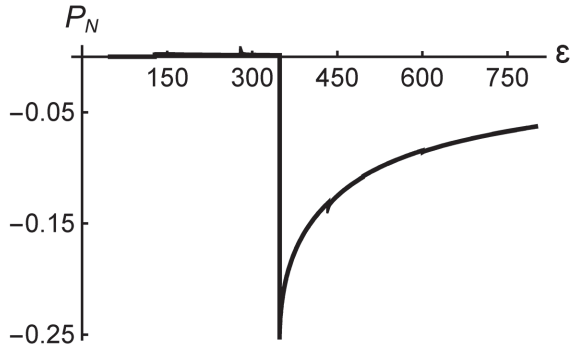


Рис.5. Коэффициент спиновой поляризации многоканального рассеяния электрона на примеси в наностержне как функция энергии для условий рис.4.

видно, что эта поляризация потока электронов весьма значительна и может достигать двадцати процентов.

При увеличении параметра Γ_D (путем уменьшения поперечных размеров наностержня до нескольких нанометров и выбора материала наностержня с относительно большой массой электрона (например, Si)) скорость роста коэффициента туннелирования на рис.3 замедляется, в то время как степень поляризации туннелирующих электронов, наоборот, возрастает и может достигать более 40 процентов.

Заметим, что электроны, выходящие из наностержня в разных каналах рассеяния, имеют разные продольные энергии и, следовательно, могут быть легко пространственно разделены магнитными и электрическими полями. В каналах с высокими поперечными энергиями возбуждения степень поляризации электронов приближается к полной, но следует иметь в виду, что поток таких электронов низкий и не превышает 10^{-6} от падающего на примесь потока.

6. Заключение

Впервые рассмотрено многоканальное рассеяние электронов на примеси в наностержне с учетом спин-орбитального взаимодействия. Гамильтониан взаимодействия выбран в рамках теории Дрессельхауса. Выведены формулы для

коэффициентов туннелирования электронов, поляризованных вдоль или против направления распространения, для степени поляризации электронов в каждом канале рассеяния и для всего туннелированного электронного потока. Установлено, что спин-орбитальное взаимодействие в стандартных технологических условиях мало влияет на коэффициенты туннелирования примесей в наностержне, но может приводить к значительной (до 20%) поляризации всего потока электронов. Уменьшив поперечные размеры стержня до одного-двух нанометров, можно увеличить коэффициент поляризации всего потока до 40% и более, обеспечивая практически полную поляризацию в некоторых высокоэнергетических каналах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета по высшему образования и науке Республики Аремения в рамках Лаборатории исследования и моделирования квантовых явлений ЕГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Semiconductor Spintronics and Quantum Computation. D.D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth (Eds), Springer, Berlin, 2002.
2. Spin Physics in Semiconductors. M.I. Dyakonov (Ed), Springer International Publishing AG, Chan, Switzerland, 2017.
3. **C.A. Bustier**. J. Appl. Phys., **134**, 024304 (2023).
4. **P.N. Dyachkov, E.P. Dyachkov**. Appl. Phys. Lett., **120**, 173101 (2022).
5. **G. Dresselhaus**. Phys. Rev., **100,** 580 (1955).
6. **А.В. Тележников, В.Я. Демиховский**. Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского, **5,** 32 (2010).
7. **Э.И. Рашба**. ФТТ, **2,** 1224 (1960).
8. **A. Bringer, Th. Schapers**. Phys. Rev. B, **83,** 115305 (2011).
9. **М.И. Дьяконов, В.И. Перель**. ФТТ, **13,** 3581 (1971).
10. **М.М. Глазов**. ФТТ, **45,** 1108 (2003).
11. Spin Physics in Semiconductors. M.I. Dyakonov (Ed), Springer, Berlin, 2008.
12. Оптическая Ориентация. Под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера, Наука, Ленинград, 1989.
13. **М.И. Дьяконов, Б.П. Захарченя, В.И. Перель, С.И. Сафаров, В. Г. Флейшер**. Успехи физических наук, **105,** 772 (1971).
14. **V.I. Perel', S.A. Tarasenko, I.N. Yassievich, S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, W. Prettl**. Phys. Rev. B, **67**, 201304(R) (2003).
15. **M.M. Glazov, P.S. Alekseev, M.A. Odnoblyudov, V.M. Chistyakov, S.A. Tarasenko, I. N. Yassievich**. Phys. Rev. B, **71**, 166313 (2005).
16. **D. Boese, M. Lischka, L.E. Reichl**. Phys. Rev. B, **62**, 16933 (2000).
17. **S. Souma, A. Suzuki**. Phys. Rev. B, **65**, 115307 (2002).
18. **Д.А. Бадалян, А.Ж. Мурадян**. Изв. НАН Армении, Физика, **57**, 59 (2022).
19. **S. Pugnetti, F. Dolcini, D. Bercioux, H. Gralert**. Phys. Rev. B, **79**, 035121 (2009).
20. **А.Ж. Мурадян, Д.А. Бадалян**. Известия ВУЗ-ов, Физика, **67**, 5 (2024).

ՍՊԻՆ-ԿԱԽ ԲԱԶՄՈՒՂԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԹՈՒՆԵԼԱՅՈՒՄ ՆԱՆՈՁՈՂՈՒՄ՝ ՍՊԻՆ-ՕՐԲԻՏԱԼ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՄԲ

Դ.Ա. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Ա.Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Նանոձողում խառնուրդների պոտենցիալային արգելքի միջով բազմաալիք քվանտային էլեկտրոնային թունելացումը ուսումնասիրվել է Դրեսելհաուսի մոդելում սպին-օրբիտալ փոխազդեցությունը հաշվի առնելով: Թունելացման և սպին բևեռացման գործակիցները որոշվել են ոչ բևեռացված մուտքային էլեկտրոնային հոսքի համար: Սպին-օրբիտալ փոխազդեցության ազդեցությունը բազմաալիք ցրման վրա հակադարձ համեմատական է նանոձողի գծային չափերին: Սա թույլ է տալիս վերահսկել թունելացման հոսանքի բևեռացման բնութագրերը լայն միջակայքում՝ ամբողջ հոսքի համար հասնելով 40%-ի, իսկ լայնակի շարժման բարձր էներգիայի ուղիներում՝ լրիվ բևեռացման:

SPIN-DEPENDENT MULTICHANNEL ELECTRON TUNNELING IN A NANOROD WITH SPIN-ORBITAL INTERACTION

D.A. BADALYAN, A.Zh. MURADYAN

Multichannel quantum electron tunneling through an impurity potential barrier in a nanorod was studied with spin-orbit interaction taken into account within the Dresselhaus model. The tunneling and spin polarization coefficients were determined for an unpolarized input electron flow. The influence of spin-orbit interaction on multichannel scattering increases inversely with the linear dimensions of the nanorod. This allows for control of the polarization characteristics of the tunneling current over a wide range, reaching 40% for the entire flow, and full polarization in the high-energy transverse motion channels.