

СПИН-ЗАВИСИМОЕ МНОГОКАНАЛЬНОЕ РАССЕЙНИЕ ЭЛЕКТРОНА В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ

Д.А. БАДАЛЯН, А.Ж. МУРАДЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: muradyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 14 октября 2022 г.)

Рассмотрено многоканальное квантовое туннелирование электронного потока через потенциальный барьер из тонкого дефекта, встроенного в квантовую проволоку. На электроны также воздействует магнитное поле, направленное вдоль провода. Получены аналитические выражения для коэффициентов рассеяния и коэффициента спиновой поляризации. Показано, что в определенных энергетических интервалах каждого канала туннельного рассеяния электроны полностью поляризованы независимо от других параметров системы. Любая заданная степень поляризации может быть получена путем управления энергетическим спектром с помощью магнитного поля.

1. Введение

В переносе электронов по квантовой мезоскопической проволоке когерентные эффекты доминируют в баллистическом режиме низких температур [1,2]. Если отвлечься от проблемы ввода электронов в квантовую проволоку, то важную роль в физике проводимости в первую очередь играют поперечные размеры проволоки. Они квантуют движение электрона и тем самым существенно изменяют продольные транспортные свойства системы. Проводимость демонстрирует структуру гистограммы, и каждый шаг имеет высоту $e^2/\pi\hbar$ или целое число от нее. Из-за низкой размерности проводника меняется также действие различных точечных дефектов (примесей, вакансий) на ход транспорта частиц. Например, установлено, что проводимость нанотрубки может регулироваться в широком диапазоне даже единственной примесью, на базе явления квантового туннелирования [3–11]. Аналогичная картина возможна и при изучении спинового транспорта в присутствии электрических и магнитных полей, обеспечивающих внешнее управление проводимостью [12–15]. Наиболее существенным является квантовый перенос спин-поляризованных носителей и управление свойствами спинового туннелирования для разработки так называемых спинтронных устройств, таких как спин-квантовые компьютеры, спин-транзисторы, спиновые фильтры, анализаторы спиновой поляризации и т.д. [16], управляемых спиновой поляризацией и внешним магнитным полем.

Аналитический подход к данным задачам сопряжен с серьезными математическими трудностями и обычно при их решении используются численные методы. Вместе с тем, уже много лет рассматриваются одномерные модели, где потенциал рассеяния зависит только от координаты, в направлении которой происходит рассеяние. Более точные результаты могут быть получены в квазиодномерных моделях [17–20], в которых, в соответствии с реалиями, поперечное движение не исключается, а ограничивается. В этих условиях при упругом рассеянии продольного движения частица может перейти на другой квантовый уровень поперечного движения и может возникнуть новый канал рассеяния со своим значением импульса или волнового вектора. То есть, рассеяние в квазиоднородной системе, в отличие от одномерной, является многоканальным.

В настоящей работе исследовано квазиодномерное спин-зависимое рассеяние электрона на находящемся в нанопроволоке тонком дефекте при наличии постоянного магнитного поля. Энергетический спектр и коэффициенты прохождения и отражения определены для нанотрубки и внутреннего дефекта с цилиндрической симметрией. Модель адекватно описывает физику многоканального рассеяния в тех случаях, когда потенциал окружающей среды существенно превосходит внутреннее значение потенциала. Благодаря эффективному обмену между каналами, возможному для заданной энергии, формируется регулируемый составной спектр туннелирования. Получены формулы для поляризационных составляющих туннельного электронного тока и найдены условия, при которых туннелированный электронный ток, в частности, становится полностью поляризованным.

2. Основные уравнения

Рассмотрим квантовую нить цилиндрической формы, разделенную на две части тонким слоем изолятора (δ -легированная примесь). Слева и справа от примеси включено магнитное поле \mathbf{H} , направленное вдоль оси z , совпадающей с осью цилиндра. Электрон с энергией E , двигаясь по трубке, налетает на примесь слева. Потенциал рассеяния в цилиндрической системе координат ρ , φ , z зависит от переменных ρ и z :

$$U(\mathbf{r}) = U(\rho, z). \quad (1)$$

Энергия собственного магнитного момента электрона $\boldsymbol{\mu}_s$ во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ описывается членом

$$U_s(\mathbf{r}) = -(\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mathbf{H}) = \mu_0 \sigma_z H, \quad (2)$$

где μ_0 – магнетон Бора, σ_z принимает значения ± 1 , где верхний знак соответствует состоянию, в котором спин электрона направлен по оси z , а нижний знак – против оси z . Если пренебречь влиянием магнитного поля на импульс микрочастицы, что хорошо выполняется при выбранной геометрии, особенно для низколежащих энергетических уровней поперечного движения, то уравнение Паули для электрона с учетом формул (1) и (2) можно представить в виде двух

стационарных уравнений Шредингера

$$\hat{H}^{\pm}\psi^{\pm}(\mathbf{r}) = E\psi^{\pm}(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где волновая функция ψ^+ описывает состояние, в котором спин электрона направлен по оси z , волновая функция ψ^- – против оси z , E – энергия падающей на барьер микрочастицы, а

$$\hat{H}^{\pm} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U(\mathbf{r}) \pm \mu_0 H. \quad (4)$$

В цилиндрических координатах для уравнений (3) получим

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \chi^2 - V(\rho, z) \mp h \right) \psi^{\pm}(\rho, \varphi, z) = 0, \quad (5)$$

где $\chi^2 = (2m / \hbar^2) E$, $V(\rho, z) = (2m / \hbar^2) U(\rho, z)$, $h = \mu_0 (2m / \hbar^2) H$.

Стенки нанопроволоки считаются непроницаемыми, то есть

$$\psi^{\pm}(\rho, \varphi, z) = 0, \quad \text{если } \rho \geq a, \quad (6)$$

где a – радиус сечения. В связи с условием (6) напомним, что в диапазоне низких температур рассеяние электрона на краях образца может доминировать в формировании сопротивления течению электронов и степени присутствия декогерентности в системе [21,22]. Условие (6) обнуляет вероятность непосредственного столкновения электрона со стенками нанотрубки и тем самым является существенным для когерентного квантовомеханического описания рассеяния электрона на потенциале примеси.

Цилиндрическая симметрия потенциала $V(\rho, z)$, совместно с граничным условием (6) позволяет произвести разделение угловой переменной φ в уравнении (5) и решение представить в виде разложения

$$\psi^{\pm}(\rho, \varphi, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \psi_{nm}^{\pm}(z) R_{nm}(\rho) \cos m\varphi, \quad (7)$$

где учтено, что суммирование по орбитальному моменту m можно производить только по значениям $m \geq 0$, ввиду симметрии задачи относительно отражения $\varphi \rightarrow -\varphi$. $R_{nm}(\rho)$ по определению является решением хрестоматийного уравнения

$$\left(\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} + \chi_{nm}^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) R_{nm}(\rho) = 0 \quad (8)$$

с граничным условием $R_{nm}(a) = 0$ и условием нормировки $a^{-2} \int_0^a R_{nm}^2(\rho) \rho d\rho = 1$, а именно:

$$R_{nm}(\rho) = \frac{\sqrt{2}}{J_{m+1}(\chi_{nm} a)} J_m(\chi_{nm} \rho). \quad (9)$$

Здесь $J_m(\dots)$ – цилиндрическая функция Бесселя первого рода, а значения χ_{nm} определяются из условия на стенках нанотрубки $J_m(\chi_{nm} a) = 0$ и равны соответственно $\chi_{10} a = 2.405$, $\chi_{11} a = 3.832$ и т.д.

Для получения уравнения для «продольной» волновой функции $\psi_{nm}^{\pm}(z)$

подставим общее решение (7) в уравнение (5), учтем уравнение (8) и ортонормированность поперечной части волновой функции $R_{nm}(\rho)\cos m\varphi$. В результате будем иметь систему

$$\frac{d^2\Psi_{nm}^\pm(z)}{dz^2} + \left(\chi^2 - \chi_{nm}^2 \mp h\right)\Psi_{nm}^\pm(z) - \sum_{n'=1}^{\infty} V_{nm,n'm}(z)\Psi_{n'm}^\pm(z) = 0, \quad (10)$$

где для взаимодействия с дефектом введено обозначение

$$V_{nm,n'm}(z) = \frac{1}{a^2} \int_0^a V(\rho, z) R_{nm}(\rho) R_{n'm}(\rho) \rho d\rho. \quad (11)$$

Из системы (10) непосредственно видно, что рассеяние электрона по каждому магнитному квантовому числу m происходит независимо. Поэтому целесообразно вывести m из семейства индексов и воспринять его как параметр. Тогда (10) можем записать в виде

$$\frac{d^2\Psi_n^\pm(z, m)}{dz^2} + k_n^{\pm 2}(m)\Psi_n^\pm(z, m) - \sum_{n'} V_{nn'}(z, m)\Psi_{n'}^\pm(z, m) = 0, \quad (12)$$

где $\Psi_n^\pm(z, m) = \Psi_{nm}^\pm(z)$, $V_{nn'}(z, m) = V_{nm,n'm}(z)$, $n, n' = 1, 2, \dots$,

$$k_n^\pm(m) = \sqrt{\chi^2 - \chi_{nm}^2 \mp h}, \quad (13)$$

а нумерация каналов уходит в бесконечность, то есть число энергетических уровней поперечного движения в потенциальной яме нанопроволоки.

3. Амплитуды спин-зависимого многоканального рассеяния

Система (12) через коэффициенты $V_{nn'}(z, m)$ неявно зависит от координаты z и, в общем случае, не поддается аналитическому решению. Но если дефект в нанопроволоке достаточно тонкий [9], то потенциал $V(\rho, z)$ можно записать в виде

$$V(\rho, z) = f(\rho)\delta(z), \quad (14)$$

где $\delta(z)$ – дельта функция Дирака. Тогда управляющая система (12) записывается в виде

$$\frac{d^2\Psi_n^\pm(z, m)}{dz^2} + k_n^{\pm 2}(m)\Psi_n^\pm(z, m) - \delta(z) \sum_{n'} A_{nn'}(m)\Psi_{n'}^\pm(z, m) = 0, \quad (15)$$

где связывающие каналы коэффициенты

$$A_{nn'}(m) = \frac{1}{a^2} \int_0^a f(\rho) R_{nm}(\rho) R_{n'm}(\rho) \rho d\rho \quad (16)$$

постоянны и одинаковы для обеих поляризаций.

При физически допустимом условии $k_n^\pm \geq 0$ решения (15) представляют собой свободно распространяющиеся волны:

$$\Psi_n^\pm(z, m) = \begin{cases} \delta_{n1} \exp(i k_n^\pm(m)z) + r_n^\pm(m) \exp(-i k_n^\pm(m)z), & z < 0 \\ t_n^\pm(m) \exp(i k_n^\pm(m)z), & z > 0, \end{cases} \quad (17)$$

где t_n^\pm и r_n^\pm – амплитуды прохождения и отражения по n -му каналу с заданным

орбитальным моментом m , и частица падает на потенциал дефекта по первому ($n=1$) каналу.

Условие непрерывности волновых функций $\psi_n^\pm(z, m)$ и условие сшивания их производных при прохождении через сингулярную точку $z=0$ имеют вид:

$$\psi_n^\pm(+0, m) = \psi_n^\pm(-0, m), \quad (18a)$$

$$2i k_n^\pm(m) t_n^\pm(m) - 2i k_n^\pm(m) \delta_{n1} = \sum_{n'} A_{nn'}(m) t_{n'}^\pm(m), \quad (18b)$$

С учетом (17), они принимают вид

$$t_n^\pm(m) = \delta_{n1} + r_n^\pm(m), \quad (19a)$$

$$2i k_n^\pm(m) t_n^\pm(m) - 2i k_n^\pm(m) \delta_{n1} = \sum_{n'} A_{nn'}(m) t_{n'}^\pm(m), \quad (19b)$$

где бесконечная в общем случае система уравнений (19b) определяет амплитуды t_n^\pm , после чего амплитуды r_n^\pm определяются соотношением (19a). Такая упрощенная структура частично обусловлена выбором одноканального условия падения частицы на потенциал дефекта.

Здесь сделаем важное дополнение, что, поскольку, вероятности возбуждения поперечных состояний с энергиями, превышающими входное значение E , уменьшаются по экспоненциальному закону, то мы можем ограничиться конечным числом уровней до $E_N \leq E$ и для определения коэффициентов использовать правило Крамера:

$$t_n^\pm(m) = \frac{D_n^\pm(m)}{D^\pm(m)}, \quad (20)$$

где $D^\pm(m)$ – определитель системы уравнений (19b), а $D_n^\pm(m)$ – определитель, где вместо n -го столбца стоит столбец правой части.

Каждая электронная поляризация удовлетворяет условию сохранения потока до и после рассеяния:

$$\sum_{n=1}^N k_n^\pm(m) \left(|t_n^\pm(m)|^2 + |r_n^\pm(m)|^2 \right) = k_1^\pm(m). \quad (21)$$

4. Коэффициент спиновой поляризации

Главным предметом спинтроники является спиновой токоперенос. Коэффициент поляризации спинов многоканального рассеяния введем по аналогии с формулой (13) из работы [23] для каждого канала $n=1, 2, \dots, N$,

$$p_n(m) = \frac{j_n^+(m) - j_n^-(m)}{j_n^+(m) + j_n^-(m)}, \quad (22)$$

а также усредненного по всем каналам,

$$P_N(m) = \frac{\sum_{n=1}^N (j_n^+(m) - j_n^-(m))}{\sum_{n=1}^N (j_n^+(m) + j_n^-(m))}, \quad (23)$$

где $j_n^\pm(m) = k_n^\pm(m) |t_n^\pm(m)|^2 / k_1^\pm(m)$ – плотность потока вероятности в n -ом канале для спиновых поляризаций, нормированных на падающий поток первого канала. Как и следовало ожидать, определение степени поляризации, по существу, сводится к вычислению коэффициентов прохождения для произвольного радиального распределения $f(\rho)$. Однако наиболее крутых и, следовательно, предпочтительных зависимостей для экспериментальных и прикладных интересов следует ожидать в случае узкополосного распределения дефекта. Мы смоделируем его дельта-функцией Дирака с неким радиусом $\rho_0 \geq 0$:

$$f(\rho) = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\delta(\rho - \rho_0)}{\rho}, \quad (24)$$

где λ – «мощность» потенциала. Тогда основополагающий элемент задачи, коэффициент связи между каналами $A_{nn'}(m)$, дается формулой

$$A_{nn'}(m) = \frac{2\lambda}{\pi a^2} \frac{J_m(\chi_{nm} \rho_0)}{J_{m+1}(\chi_{nm} a)} \frac{J_m(\chi_{n'm} \rho_0)}{J_{m+1}(\chi_{n'm} a)}. \quad (25)$$

Напомним, что рассеяние включает каналы, для которых выполняется условие положительности энергии продольного движения: $\sqrt{\chi_{nm}^2 \mp \hbar} < \chi$.

Определители $D^\pm(m)$, $D_n^\pm(m)$ при этом можно вычислить по формулам, взятым из [24]:

$$D^\pm(m) = \left(1 + i \sum_{n=1}^N \frac{A_{nn}(m)}{2k_n^\pm(m)} \right) \prod_{n=1}^N (-2i k_n^\pm(m)). \quad (26)$$

$$D_n^\pm(m) = -2i k_n^\pm(m) \left(1 + i \sum_{n'=1}^N \frac{A_{n'n'}(m)}{2k_{n'}^\pm(m)} \right) \prod_{n'=1}^N (-2i k_{n'}^\pm(m)) \quad (27)$$

(штрих у знаков суммы и произведения означает отсутствие членов с $n' = n$). С их помощью из (20) для $t_n^\pm(m)$ удастся получить следующие компактные выражения:

$$t_1^\pm(m) = 1 - i \frac{A_{11}(m)}{2k_1^\pm(m)} G_N^\pm(m), \quad r_1^\pm(m) = t_1^\pm(m) - 1, \quad (28a)$$

$$t_{n \neq 1}^\pm(m) = r_{n \neq 1}^\pm(m) = -i \frac{A_{1n}(m)}{2k_n^\pm(m)} G_N^\pm(m), \quad (28b)$$

где введены обозначения

$$G_N^\pm(m) = \left(1 + i \sum_{n=1}^N \frac{A_{nn}(m)}{2k_n^\pm(m)} \right)^{-1}. \quad (29)$$

Они обобщают соответствующие выражения, полученные в [24], на предмет учета спина электрона и наличия продольного магнитного поля.

Вероятности туннелирования через коэффициенты связи между каналами рассеяния даются формулами

$$|t_1^\pm(m)|^2 = \frac{1 + \left(\sum_{n=2}^N \frac{A_{nn}(m)}{2k_n^\pm(m)} \right)^2}{1 + \left(\sum_{n=1}^N \frac{A_{nn}(m)}{2k_n^\pm(m)} \right)^2}, \quad |t_{n \neq 1}^\pm(m)|^2 = \frac{\left(\frac{A_{1n}(m)}{2k_n^\pm(m)} \right)^2}{1 + \left(\sum_{n'=1}^N \frac{A_{n'n'}(m)}{2k_{n'}^\pm(m)} \right)^2}, \quad (30)$$

а усредненный по всем каналам коэффициент поляризации принимает вид

$$P_N(m) = \frac{F_N^+(m) - F_N^-(m)}{F_N^+(m) + F_N^-(m)}, \quad (31)$$

где введено обозначение

$$F_N^\pm(m) = 1 - \frac{A_{11}(m) \sum_{n=1}^N \frac{A_{nn}(m)}{2k_n^\pm(m)}}{1 + \left(\sum_{n=1}^N \frac{A_{nn}(m)}{2k_n^\pm(m)} \right)^2}. \quad (32)$$

Формулы (22) и (31) с выражениями (25), (30) и (32) определяют искомую поляризацию электронного потока на выходе из нанотрубки для узкополосного радиального распределения (24).

4.1. Коэффициенты связи между каналами

Связь между возможными каналами рассеяния задается в общем случае интегралом (16), где $R_{nm}(\rho)$ – ортонормированные собственные функции продольной степени свободы электрона. С удалением n и n' друг от друга коэффициенты $A_{nn'}(m)$ быстро уменьшаются, сами по себе уменьшая эффективное число каналов рассеяния, если функция $f(\rho)$ достаточно медленная. В рассматриваемом же нами случае сильной радиальной локализованности (25) реализуется обратное условие, коэффициенты $A_{nn'}(m)$ при удалении n и n' не уменьшаются и число каналов ограничивается исключительно по энергетическим соображениям.

4.2. Одноканальное рассеяние

Состояния малых энергий, вплоть до значения $\chi = \sqrt{\chi_{1m}^2 - h}$, не могут образоваться в системе нанопроволоки. При желании ввода из свободного пространства они будут полностью отражены от входного края нанопроволоки. В области $\sqrt{\chi_{1m}^2 - h} < \chi < \sqrt{\chi_{1m}^2 + h}$ система, оставаясь недоступной для одной (плюсовой) поляризации, становится частично проницаемой для второй поляризации. В этом диапазоне система действует как идеальный поляризационный фильтр, который по мере эффективности туннелирования позволяет изучить свойства дефекта при относительно простых условиях.

Если энергия электрона находится в более высокой зоне

$\sqrt{\chi_{1m}^2 + h} < \chi < \sqrt{\chi_{2m}^2 - h}$, рассеяние становится одноканальным для обеих электронных поляризаций. С продвижением к верхнему краю коэффициент поляризации уменьшается и приближается к нулю, т.е. к исходному неполяризованному состоянию: с увеличением энергии коэффициенты прохождения для обеих поляризаций приближаются друг к другу.

Поляризации одноканального рассеяния электрона в зависимости от величины магнитного поля представлен на рис.1 для нескольких значений мощности барьера λ . Как видно, кривая, выпуклая при малых λ , становится вогнутой с ростом λ , что может служить удобным индикатором для качественно-экспериментальной оценки параметров дефекта нанотрубки. Примечательно, что скорость перехода от выпуклого характера к вогнутому характеру быстро уменьшается с ростом квантового числа вращательного момента m . Что касается зависимости от местоположения ρ_0 кругового дефекта, то она медленная, изменяется в узких пределах и, на наш взгляд, не имеет заметного прикладного значения.

4.3. Двухканальное рассеяние

В следующем интервале энергий $\sqrt{\chi_{2m}^2 - h} < \chi < \sqrt{\chi_{2m}^2 + h}$ второй канал закрыт для плюс-поляризованных электронов, и регистрация на этом канале, как и в вышеуказанном случае $\sqrt{\chi_{1m}^2 - h} < \chi < \sqrt{\chi_{1m}^2 + h}$, автоматически обеспечивает поток полностью минус-поляризованных электронов. В дальнейшем картина полной минус-поляризации для каждого n -ого канала регистрации повторяется в интервале $\sqrt{\chi_{nm}^2 - h} < \chi < \sqrt{\chi_{nm}^2 + h}$.

Открытие второго и более высоких каналов рассеяния в общем случае обогащает параметрическую зависимость степени поляризации делая возможным ее управление на полном диапазоне. В частности, при относительно больших мощностях потенциала λ коэффициент поляризации $P_2(m)$ получается стабильный

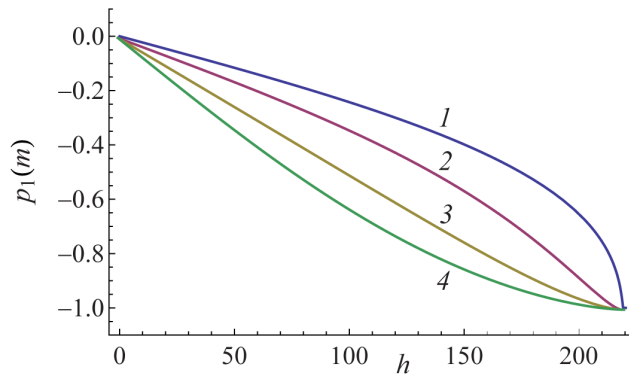


Рис.1. Коэффициент поляризации туннелированных электронов $p_1(m=0)$ в зависимости от магнитного поля в границах, допустимых для первого канала рассеяния, при разных значениях мощности потенциала дефекта λ : 1 – 1, 2 – 10, 3 – 25 и 4 – 100.

и близкий к единице. Для формирования потока полностью плюс-поляризованных электронов следует обратить направление магнитного поля.

5. Заключение

В настоящей работе исследовано многоканальное квантовое рассеяние электрона точечным дефектом квантовой нанотрубки с учетом взаимодействия спина электрона с внешним продольным магнитным полем. В рамках установленной модели получены точные формулы для коэффициентов прохождения и отражения и степени поляризации электронного пучка. Показано, что в области малых энергий выбранная схема является высококачественным формирователем степени поляризации электронов, регулируемым напряженностью магнитного поля. В частности, в определенном интервале энергий каждого канала рассеяния, монотонно увеличивающемся с напряженностью магнитного поля, все туннелированные электроны на выходе из нанотрубки имеют определенную поляризацию независимо от значений других параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки МОНКС РА в рамках Лаборатории исследования и моделирования квантовых явлений ЕГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **S. Datta**. *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
2. **D. Ferry, S.M. Goodnick**. *Transport in Nanostructures*. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.
3. **C.L. Kane, M.P.A. Fisher**. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1220 (1992).
4. **K.A. Matveev, L.I. Glazman**. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 990 (1993).
5. **A. Furusaki, N. Nagaosa**. *Phys. Rev. B*, **47**, 4631 (1993).
6. **Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, А. Мищенко, К.С. Новоселов**, *ФТП*, **53**, 1058 (2019).
7. **I.V. Krive, A. Palevski, R.I. Shekhter, M. Jonson**. *Low Temp. Phys.*, **36**, 155 (2010).
8. **A. Nogaret**. *J. Phys.: Cond. Matter*, **22**, 253201 (2010).
9. **S. Puggnetti, F. Dolcini, D. Bercioux, H. Grabert**. *Phys. Rev. B: Cond. Matter*, **79**, 035121 (2008).
10. **А.А. Арсеньев**. *ТМФ*, **147**, 92 (2006).
11. **К.С. Денисов, И.В. Рожанский, Н.С. Аверкиев, Е. Lahderanta**. *ФТП*, **51**, 45 (2017).
12. **И.А. Дмитриев, Р.А. Сурис**. *ФТП*, **35**, 219 (2001).
13. **А.Н. Афанасьев, П.С. Алексеев, А.А. Грешнов, М.А. Семина**. *ФТП*, **55**, 566 (2021).
14. **M. Mekkaoui, A. Jellal, A. Bahaoui**. *Physica E*, **134**, 114924 (2021).
15. **B. Ivlev**. *Phys. Rev. A*, **73**, 052106 (2006).
16. **L.B. Chandrasekar, M. Karunakaran, K. Gnanasekar**. *Commun. Theor. Phys.*, **71**, 339 (2019).
17. **D. Boese, M. Lischka, L.E. Reichl**. *Phys. Rev. B*, **62**, 16933 (2000).
18. **S. Souma, A. Suzuki**. *Phys. Rev. B*, **65**, 115307 (2002).
19. **J. Prior, A. Suzuki**. *Phys. Rev. B*, **65**, 115307 (2002).
20. **D.A. Badalyan, A.Zh. Muradyan**. *J. Contemp. Phys.*, **57**, 41 (2022).
21. **T. Scaffidi, N. Nandi, B. Schmidt, A.P. Mackenzie, J.E. Moore**. *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 226601 (2017).

22. **A.N. Afanasiev, P.S. Aleksseev, A.A. Greshnov, M.A. Semina.** arXiv:2010.01642 (2021).
23. **V.I. Perel', S.A. Tarasenko, I.N. Yassievich, A.F. Ioffe, S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, W. Prettl.** Phys. Rev. B, **67**, 201304 (2003).
24. **D.M. Sedrakian, D.H. Badalyan, A.Y. Aleksanyan.** J. Contemp. Phys., **51**, 335 (2016).

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԻ՝ ՍՊԻՆԻՑ ԿԱԽՎԱԾ ԲԱԶՄՈՒՂԻ ՑՐՈՒՄ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ
Դ.Հ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Ա.Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Դիտարկված է էլեկտրոնային հոսքի քվանտային թունելացումը բարակ արատի պոտենցիալային արգելքով, որը ներդրված է քվանտային լարում: Էլեկտրոնների վրա ազդում է նաև մագնիսական դաշտ՝ ուղղված լարի երկայնքով: Ստացված են անալիտիկ արտահայտություններ ցրման գործակիցների և սպինային բևեռացման գործակցի համար: Ցույց է տրված, որ թունելային ցրման յուրաքանչյուր ուղու որոշակի էներգետիկ ինտերվալներում էլեկտրոնները լրիվ բևեռացված են՝ անկախ համակարգի մյուս պարամետրերից: Ընդհանուր դեպքում կամայական տրված բևեռացման աստիճան կարող է ստացվել էներգետիկ սպեկտրը մագնիսական դաշտով կառավարելով:

SPIN-DEPENDENT MULTICHANNEL SCATTERING OF ELECTRON
IN A QUANTUM WIRE

D.A. BADALYAN, A.Zh. MURADYAN

A multichannel quantum tunneling of an electron stream through a potential barrier of a thin defect embedded in a quantum wire is theoretically considered. The electrons are also affected by a magnetic field directed along the wire. Analytical expressions for the scattering coefficients and the spin polarization coefficient are obtained. It is shown that in certain energy intervals of each tunneling scattering channel, the electrons are completely polarized independently of other parameters of the system. In general, any given degree of polarization can be obtained by controlling the energy spectrum using a magnetic field.