Известия НАН Армении, Физика, т.43, №4, с.247-251 (2008)

УДК 539.2

К ТЕОРИИ ОДНОМЕРНОГО СПИН-МАГНИТНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Р.М. МОВСЕСЯН, А.С. СААКЯН, М.А. ЧАЛАБЯН

Государственный инженерный университет Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 16 января 2008 г.)

Рассмотрена гетероструктура, потенциальный рельеф которой состоит из двух магнитных квантовых барьеров с неколлинеарными намагниченностями, разделенных немагнитной квантовой ямой. Показано, что коэффициент прохождения неполяризованного по спину электрона оказывается модулированным, а параметром модуляции является угол между векторами намагниченности барьеров.

1. Использование туннельных структур является, по-видимому, наиболее эффективным способом получения спин-поляризованного тока. В работе [1] для этой цели использовался магнитный резонансно-туннельный диод с энергетическим профилем, содержащим два немагнитных барьера и одну магнитную квантовую яму. В работе [2] рассматривалось туннелирование неполяризованного по спину электрона через такую систему и было показано, что вблизи резонанса параллельно росту коэффициента прохождения должна наблюдаться практически стопроцентная спиновая поляризация электронов. В работе [3] рассматривалась туннельная структура с потенциальным рельефом, состоящим из двух магнитных барьеров с коллинеарными намагниченностями и одной немагнитной квантовой ямы, и было показано, что эта система вблизи резонанса прохождения также обладает очень высокой поляризующей способностью.

В настоящей работе рассмотрено туннелирование неполяризованного по спину электрона через систему, описанную выше, с той разницей, что намагниченности барьеров не коллинеарны. Показано, что коэффициент прохождения неполяризованных электронов оказывается промодулированным, а параметром модуляции является угол между векторами намагниченности барьеров. Отметим, что задача решена в пренебрежении орбитальными (диамагнитными) эффектами. Это можно сделать при выполнении следующего условия:

$$M << \frac{1}{L_z |e|} \sqrt{2m_2 U} \,, \tag{1}$$

где M – модуль намагниченности барьеров (они одинаковы для обоих барьеров), L_z – характерный поперечный размер магнитного слоя в гетероструктуре, m_2 – эффективная масса электрона в области барьера, U – высота барьера. Магнитные слои обладают анизотропией “легкая плоскость”, и поэтому векторы намагниченности расположены в их плоскостях. Тогда условие (1) означает, что циклотронная орбита электрона выходит за пределы толщины слоя d. При соответствующем выборе численных значений физических величин в (1) $M \ll (2-20)$ Тл – это очень хорошо выполняется не только для разбавленных магнитных полупроводников, но и для ферромагнитных металлов.

2. При выполнении условий этого приближения задача сводится к одномерной: рассматривается рассеяние неполяризованного электрона на системе из двух магнитных барьеров. Взаимодействие с барьером состоит из “электростатической” части, обусловленной разницей ширин запрещенных зон веществ в слоях, и спин-магнитной части. Тогда уравнение Шредингера, описывающее процесс рассеяния, имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2}\frac{d}{dz}\left[\frac{1}{m(z)}\frac{d\hat{\psi}}{dz}\right]+U(\theta_1+\theta_2)\hat{\psi}+(H_1\theta_1+H_2\theta_2)\hat{\psi}=\hat{E}\hat{\psi}\,, \qquad (2)$$

где $m(z)$ – переменная эффективная масса электрона, в дальнейшем $m(z)=m_1$ вне барьера и $m(z)=m_2$ внутри него; $\theta_1=\theta(z)\,\theta(d-z)$, $\theta_2=\theta(z-b)\,\theta(b+d-z)$, т.е. барьеры выбраны прямоугольные,

$$H_2=-\mu\begin{pmatrix} M_{\ell z}\,, & M_{\ell\perp}e^{-i\varphi_\ell} \\ M_{\ell\perp}e^{i\varphi_\ell}\,, & -M_{\ell z}\end{pmatrix},\quad \ell=1,2\ , \qquad (3)$$

где индекс ℓ нумерует намагниченности барьеров, μ – магнетон Бора,

$$M_{\ell z}=M\cos\theta_\ell\,,\quad M_{\ell\perp}=M\sin\theta_\ell\,,\quad \tan\varphi_\ell=\frac{M_{y\ell}}{M_{x\ell}}\,. \qquad (4)$$

В дальнейшем для упрощения задачи положим $\varphi_1=\varphi_2$, т.е. намагниченности находятся в одной плоскости с осью z. Это позволит с помощью калибровочного преобразования волновой функции исключить зависимость спин-магнитного гамильтониана от φ.

3. Ось квантования направим вдоль намагниченности первого барьера ($\theta_1=0,\ \theta_2=\theta$). H_1 и H_2 некоммутативны, поэтому их нельзя диагонализовать с помощью одного унитарного преобразования (при нашем выборе φ и θ – ортогонального преобразования), вообще говоря, избавляющего от перепутывания спинорных компонент волновой функции. Следовательно, трансфер-матрицу задачи рассеяния нельзя представить в блочно-диагональном виде [3], поэтому возникает необходимость последовательного построения трансфер-матрицы, что основано на сохранении плотности потока вероятностей и инвариантности уравнения Шредингера относительно инверсии времени [4,5]. В нашем случае, поскольку присутствует магнитное поле, то замена $t\to -t$ должна совершаться одновременно с $\psi^\alpha\to\psi^*_\alpha$, $\mathbf{M}\to-\mathbf{M}$, где верхние и нижние индексы обозначают контра- и ковариантные компоненты спинора [6].

Мы не будем излагать всю процедуру получения явного вида трансфер-матрицы и приведем лишь окончательные результаты.

Так, трансфер-матрица, описывающая переход через первый барьер, имеет вид

$$\sum(0) = \begin{pmatrix} \alpha^* & \beta^* \\ -\beta & \alpha \end{pmatrix},$$

$$\alpha = \begin{pmatrix} 1/t_1 & 0 \\ 0 & 1/t_2 \end{pmatrix}, \qquad \beta = \begin{pmatrix} r_1/t_1 & 0 \\ 0 & r_2/t_2 \end{pmatrix}, \tag{5}$$

где t_ℓ, r_ℓ – парциальные амплитуды прохождения и отражения для уединенного барьера. Для прямоугольного барьера эти выражения получены в [3].

Трансфер-матрица, описывающая переход через второй барьер, имеет вид

$$\sum(\theta) = \begin{pmatrix} U\alpha^* U^+, & -U\beta^* U^+ \\ -U\beta U^+, & U\alpha U^+ \end{pmatrix}, \qquad U = \begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2} & -\sin\frac{\theta}{2} \\ \sin\frac{\theta}{2} & \cos\frac{\theta}{2} \end{pmatrix}. \tag{6}$$

4. Знание трансфер-матрицы спин-магнитного рассеяния позволяет решить задачу рассеяния неполяризованного электрона на системе из двух магнитных барьеров. Так, достаточно просто получить следующее уравнение:

$$\begin{pmatrix} I \\ R \end{pmatrix} = \sum(0)\, V(b) \sum(\theta)\, V^{-1}(b) \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{7}$$

где $I = \begin{pmatrix} e^{i\alpha} \\ 1 \end{pmatrix}$ соответствует амплитуде падающей, $R = \begin{pmatrix} R_1 \\ R_2 \end{pmatrix}$ – отраженной, и $T = \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \end{pmatrix}$ – прошедшей волн,

$$V(b) = \begin{pmatrix} e^{i\hat{k}b} & 0 \\ 0 & e^{-i\hat{k}b} \end{pmatrix}, \qquad e^{i\hat{k}b} = \begin{pmatrix} e^{ikb} & 0 \\ 0 & e^{-ikb} \end{pmatrix}, \tag{8}$$

b – расстояние между барьерами.

Уравнение (7) можно привести к следующему виду:

$$I = \left(\alpha U \alpha + e^{-2ikb} \beta^* U \beta\right) U^+ T . \tag{9}$$

Вычисление выражения в правой части (9) приводит к очень громоздким выражениям, поэтому здесь мы приведем метод приближенного вычисления T, основанный на теории возмущений. Учитывая коммутационные соотношения

$$[U,\alpha] = \eta_1 \sin\frac{\theta}{2}\sigma_x, \qquad [U,\beta] = \eta_2 \sin\frac{\theta}{2}\sigma_x , \tag{10}$$

где σ_x – матрица Паули,

$$\eta_1 = \frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2}, \qquad \eta_2 = \frac{r_1}{t_1} - \frac{r_2}{t_2},$$

уравнение (9) можно привести к виду

$$T=\left\{e+\sin\frac{\theta}{2}T_0\left(\eta_1\alpha+e^{-2ikb}\eta_2\beta^*\right)\sigma_x U^+\right\}^{-1}T_0 I\ , \tag{11}$$

где $T_0=\begin{pmatrix}T_{01} & 0\\ 0 & T_{02}\end{pmatrix}$, $T_{0\ell}$ – амплитуды прохождения электроном двойного барьера в случае коллинеарных намагниченностей, e – единичная матрица.

Правую часть уравнения (11) можно представить в виде разложения в ряд:

$$T=\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\sin^n\left(\frac{\theta}{2}\right)\left[T_0\left(\eta_1\alpha+e^{-2ikb}\eta_2\beta^*\right)\sigma_x U^+\right]^n T_0 I\ . \tag{12}$$

Ясно, что для обоснованности разложения (12) необходимо существование малого параметра; таковым может быть "знаменатель" геометрической прогрессии. Вдали от резонанса $T_{0\ell}\sim t_\ell^2$ и, кроме того, $\eta_{1,2}\sim 1/t_1t_2$, так что выражение в квадратных скобках $\sim\left(1-t_1/t_2\right)$ является малым в силу малости параметра $\mu M/U$. С другой стороны, применимость разложения (12) нарушается вблизи резонанса, когда $|T_{0\ell}|^2=1/2$, так что выражение (12) верно только вдали от резонанса прохождения.

Таким образом, вдали от резонанса прохождения с большой степенью точности можем оставить в (12) только первые два члена, и для коэффициента прохождения получается следующее выражение:

$$D=D_\uparrow+D_\downarrow-\left(D_\uparrow^2+D_\downarrow^2\right)\left|\frac{\eta_1}{t_1}+e^{-2ikb}\,\frac{\eta_2 r_2^*}{t_2^*}\right|^2\sin^2\frac{\theta}{2}\,, \tag{13}$$

где $D_{\uparrow,\downarrow}=|T_{01,2}|^2/2-$ коэффициенты прохождения двойного барьера с коллинеарными намагниченностями, а коэффициент перед $\sin^2\theta/2$ по порядку равен $(\mu M/U)^2$. Из (13) следует, что неколлинеарность намагниченностей уменьшает коэффициент прохождения.

5. Таким образом, неколлинеарность намагниченностей приводит к возникновению в коэффициенте прохождения модуляционного слагаемого, а малость его обусловлена нерезонансным характером прохождения; меняя взаимную ориентацию намагниченностей можно управлять коэффициентом прохождения. Подобный модуляционный эффект должен проявиться в ВАХ системы. Ясно, что степень спиновой поляризации прошедшей электронной волны будет достаточно низкой, а причиной является учет только нерезонансного прохождения.

Отметим, что в физике медленных нейтронов также актуально исследование рассеяния на слоях намагниченных веществ (полупрозрачные магнитные зеркала) и спиновой поляризации прошедших нейтронов [7,8]. Отсутствие орбитального квантования в рассмотренной выше задаче делает эти две проблемы эквивалентными.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.Slobodskyy, G.Gould, T.Slobodskyy.** Phys. Rev. Lett., **90**, 246601 (2003).
2. **Р.М.Мовсесян, А.С.Саакян, М.А.Чалабян.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 407 (2007).
3. **Р.М.Мовсесян, А.С.Саакян.** Доклады НАН Армении, **107**, 66 (2007).
4. **В.И.Арнольд.** Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений. М., Наука, 1978.
5. **P.Erdos, R.C.Herndon.** Adv. in Phys., **31**, 65 (1982).
6. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.** Квантовая механика. М., Наука, 1974.
7. **Э.Ферми.** Лекции по атомной физике. М., РХД, 2001.

А.И.Франк. УФН, **161**, 11 (1991).

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՍՊԻՆ-ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԻԱՉԱ ՍԻՆ

Ռ.Մ. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Ա.Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, Մ.Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ

Դիտարկված է հետերոկառուցվածք, որի պոտենցիալային ուրվագիծը ներկայացնում է երկու ոչ համագիծ մագնիսական վեկտորներով մագնիսական քվանտային արգելքներ, որոնք բաժանված են ոչ մագնիսական քվանտային փոսով: Ցույց է տրված, որ ըստ սպինի չբևեռացված էլեկտրոնի անցման գործակիցը մոդուլացված է և որպես մոդուլացման պարամետր ծառայում է բևեռացման վեկտորների կազմած անկյունը:

ON THE THEORY OF ONE-DIMENTIONAL SPIN-MAGNETIC SCATTERING OF ELECTRONS

R.M. MOVSESSYAN, A.S. SAHAKYAN, M.A. CHALABYAN

A heterostructure with potential profile that consists of two magnetic barriers, with noncollinear magnetizations, separated by a nonmagnetic quantum well is considered. It is shown that the transmission coefficient of a non-spin-polarized electron is modulated and the angle between the magnetization vectors of barriers is the modulation parameter.