Известия НАН Армении, Физика, т.42, №6, с.407-411 (2007)

УДК 539.2

СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

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

Государственный инженерный университет Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 15 августа 2007 г.)

Рассмотрено рассеяние неполяризованного по спину электрона на гетероструктуре, содержащей магнитный элемент: левое или правое магнитное окружение барьера, магнитная яма между двумя немагнитными барьерами. Получены и исследованы коэффициенты прохождения и степени спиновой поляризации электронов, прошедших через эти структуры.

1. Для разработки спин-электронных приборов необходимо в первую очередь создать в полупроводниковых системах электроны с высокой степенью спиновой поляризации и, кроме того, уметь управлять ею с помощью изменения напряжения при комнатных температурах. В работе [1] для достижения этой цели использовался магнитный резонансно-туннельный диод, энергетический рельеф которого представляет собой систему из двух немагнитных потенциальных барьеров с замагниченной квантовой ямой между ними. Ее основным элементом является система, состоящая из слоев $Zn_{0.7}Be_{0.3}Se - Zn_{0.16}Mn_{0.04}Se - Zn_{0.7}Be_{0.3}SeZn$, причем вещество третьего слоя-разбавленный магнитный полупроводник. На вольт-амперной характеристике появляются две группы максимумов, соответствующие резонансному прохождению электронов с взаимно-противоположными спиновыми ориентациями.

Ниже рассмотрено рассеяние неполяризованного по спину электрона на системе, состоящей из двух одинаковых немагнитных барьеров и одной магнитной квантовой ямы. Найдены амплитуды прохождения и отражения, условия резонансного прохождения, а также степень спиновой поляризации прошедших электронов.

Отметим, что в [2] нами было рассмотрено рассеяние электрона на системе из двух магнитных барьеров, разделенных немагнитной квантовой ямой.

2. Для решения поставленной задачи надо прежде всего исследовать амплитуды прохождения и отражения электрона на одиночном немагнитном барьере, когда левое или правое окружения являются магнитными. Рассмотрим простейший случай прямоугольного барьера

$$U(z) = U\theta(z)\theta(a-z), \tag{1}$$

где θ – функция Хевисайда, U – высота барьера.

А. Рассмотрим случай, когда магнитным является правое окружение барьера. Процесс рассеяния электрона описывается уравнением Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2}\frac{d}{dz}\left[\frac{1}{m(z)}\frac{d\psi}{dz}\right] + U(z)\psi - \mu M\sigma_z\,\theta(z-a)\psi = E\psi\,, \tag{2}$$

где $m(z)$ – эффективная масса электрона, равная m_1 вне барьера и m_2 внутри него, μ – магнетон Бора, σ_z – матрица Паули, ψ – спинорная волновая функция электрона, M – намагниченность квантовой ямы.

Представим волновую функцию электрона в виде

$$\begin{aligned}\sqrt{2}\psi(z) = &\left[\begin{pmatrix} e^{i\alpha} \\ 1 \end{pmatrix} e^{ik_0 z} + \begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \end{pmatrix} e^{-ik_0 z}\right]\theta(-z) + \\ &+\left[\begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} e^{qz} + \begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \end{pmatrix} e^{-qz}\right]\theta(z)\theta(a-z) + \begin{pmatrix} t_1 e^{ik_1 z} \\ t_2 e^{ik_2 z} \end{pmatrix}\theta(z-a)\,.\end{aligned} \tag{3}$$

В (3) коэффициент $1/\sqrt{2}$ перед столбцами $\hat{r}, \hat{A}, \hat{B}, \hat{t}$ введен для удобства, а падающая волна нормирована на единицу; α – случайная фаза. Кроме того, введены следующие обозначения:

$$k_0 = \frac{\sqrt{2m_1 E}}{\hbar}, \quad q = \frac{\sqrt{2m_2(U-E)}}{\hbar}, \quad k_{1,2} = \frac{\sqrt{2m_1(U \mp \mu M)}}{\hbar}\,. \tag{4}$$

Отметим, что уравнение (2) следует решать, соблюдая граничные условия

$$\psi_I(0) = \psi_{II}(0); \; \frac{1}{m_1}\psi'_I(0) = \frac{1}{m_2}\psi'_{II}(0); \quad \psi_{II}(a) = \psi_{III}(a); \; \frac{1}{m_2}\psi'_{II}(a) = \frac{1}{m_1}\psi'_{III}(a)\,, \tag{5}$$

где римские цифры нумеруют области $z \le 0$, $0 \le z \le a$, $z \ge a$. В результате простых преобразований получим

$$t_\ell = -\frac{2i\beta_0}{\sqrt{(1+\beta_0^2)(1+\beta_\ell^2)}}\frac{e^{i(\alpha_\ell - k_0 a)}}{\mathrm{sh}\left[qa - i(\delta_0 + \delta_\ell)\right]}, \tag{6a}$$

$$r_\ell = -\frac{\mathrm{sh}\left[qa + i(\delta_0 - \delta_\ell)\right]}{\mathrm{sh}\left[qa - i(\delta_0 + \delta_\ell)\right]}, \tag{6b}$$

где $\beta_{0,\ell} = (k_{0,\ell}/q)(m_2/m_1)$, $\delta_{0,\ell} = \mathrm{arctg}\,\beta_{0,\ell}$, индекс ℓ нумерует спиновые состояния ($\ell = 1,2$), $\alpha_1 = \alpha$, $\alpha_2 = 0$.

В. Рассмотрим теперь случай, когда электрон падает на барьер справа. В этом случае для соответствующих амплитуд получим следующие выражения:

$$\tilde{t}_\ell = \frac{k_\ell}{k_0} t_\ell \, e^{i(k_0-k_\ell)a}, \tag{7a}$$

$$\tilde{r}_\ell = -\frac{\mathrm{sh}\left[qa-(\delta_0-\delta_\ell)\right]}{\mathrm{sh}\left[qa-i(\delta_0+\delta_\ell)\right]} e^{i(\alpha_\ell-2k_\ell a)}. \tag{7b}$$

С. В случае, когда магнитным является левое окружение, для амплитуд получаем

$$\tau_\ell = \tilde{t}_\ell e^{i(k_0-k_\ell)a}, \quad \rho_\ell = \tilde{r}_\ell e^{2ik_\ell a}, \tag{8a}$$

$$\tilde{\tau}_\ell = \frac{k_0}{k_\ell}\tau_\ell, \quad \tilde{\rho}_\ell = \rho_\ell e^{-2ik_0 a}, \tag{8b}$$

где «тильдованные» амплитуды соответствуют падению на барьер справа, как и в предыдущем пункте. Из выражений (6)–(8) следует, что амплитуды, соответствующие падению электрона на барьер слева и справа, отличаются по фазе. Одной из причин является нарушение симметрии окружения из-за наличия магнитного поля. Однако это никак не отражается на коэффициентах прохождения и отражения – они оказываются равными, как и в случае отсутствия магнитного поля.

Отметим, что легко проверяется условие сохранения потока вероятности, имеющее, например, для случаев А и С вид

$$\begin{aligned} &|r_\ell|^2 + \frac{k_\ell}{k_0}|t_\ell|^2 = 1, \\ &|\rho_\ell|^2 + \frac{k_0}{k_\ell}|\tau_\ell|^2 = 1. \end{aligned} \qquad \ell = 1,2 \tag{9}$$

3. Здесь, используя результаты, полученные в предыдущем пункте, рассмотрим рассеяние электрона на системе из двух немагнитных барьеров, разделенных магнитной квантовой ямой. Покажем, что амплитуды прохождения такой системы выражаются через амплитуды прохождения и отражения на одиночных барьерах (6) и (8) (парциальные амплитуды). Эту задачу проще всего решить методом трансфер-матрицы [3]. Из-за диагонального вида оператора спин-магнитного взаимодействия, уравнение Шредингера (2) распадается на два независимых уравнения для волновых функций с взаимно-противоположными спиновыми ориентациями, и соответствующие трансфер-матрицы имеют стандартный вид [2]. Тогда

$$\begin{pmatrix} T_\ell \\ 0 \end{pmatrix} = \tilde{S}_{1\ell} S_{2\ell} \begin{pmatrix} I_\ell \\ R_\ell \end{pmatrix}, \qquad I_\ell = e^{ia\ell}, \tag{10}$$

где I_ℓ, R_ℓ – амплитуды прохождения и отражения системы из двух барьеров, $\tilde{S}_{1\ell}$ – трансфер-матрица, связывающая амплитуды слева и справа от правого барьера, а $S_{2\ell}$ – от левого барьера:

$$\tilde{S}_1 S_2 = \begin{pmatrix} \dfrac{1}{\tau_\ell^*} & \dfrac{-e^{2ik_0 d}\rho_\ell^*}{\tau_\ell^*} \\ \dfrac{-e^{2ik_0 d}\rho_\ell}{\tau_\ell} & \dfrac{1}{\tau_\ell} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dfrac{1}{t_\ell^*} & \dfrac{-r_\ell^*}{t_\ell^*} \\ \dfrac{-r_\ell}{t_\ell} & \dfrac{1}{t_\ell} \end{pmatrix}, \qquad (11)$$

где τ_ℓ, ρ_ℓ и t_ℓ, r_ℓ введены в пунктах А и С.

Тогда для амплитуд T_ℓ получим

$$T_\ell = \frac{\tau_\ell t_\ell}{1 + e^{2i(\delta_\ell - k_0 d)}\rho_\ell r_\ell^*}, \qquad (12)$$

а для коэффициента прохождения

$$D_\ell = |T_\ell|^2 = \frac{k_\ell^2}{k_0^2} \frac{|t_\ell|^4}{1 + |r_\ell|^4 + 2|r_\ell|^2 \cos(2\delta_\ell + 2\varphi_\ell - k_0 d)}, \qquad (13)$$

$$\varphi_\ell = \mathrm{arctg}\{\mathrm{cth}(qa)\,\mathrm{tg}(\delta_0 - \delta_\ell)\}.$$

В случае отсутствия магнитного поля (13) переходит в известное выражение (см., например, [2]). При условии

$$\delta_\ell + \varphi_\ell - \frac{k_0 d}{2} = (n + 1/2)\pi, \qquad n = 0, \pm 1, \pm 2, ... \qquad (14)$$

коэффициент прохождения обращается в единицу (резонансное прохождение).

Знание амплитуд (12) позволяет рассчитать степень спиновой поляризации электронов, прошедших через систему барьеров [2]:

$$\lambda = \frac{D_1 - D_2}{D_1 + D_2}, \qquad (15)$$

откуда, в частности, следует, что при резонансном прохождении (например, $D_1 \approx 1$, $D_2 \ll 1$) $\lambda \approx 1$ и степень спиновой поляризации близка к 100%.

Итак, рассмотренная выше система в условиях, близких к резонансу, действительно обладает высокими спин-поляризующими свойствами.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Slobodskyy, G. Gould, T.Slobodskyy. Phys. Rev. Lett., 90, 246601 (2003).
2. Р.М.Мовсесян, А.С.Саакян. Доклады НАН Армении, 107, 66 (2007).
3. P.Erdos, R.C.Herndon. Adv. in Phys., 31, 65 (1982).

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՀԵՏԵՐՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

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

Դիտարկված է ըստ սպինի չբևեռացված էլեկտրոնի ցրումն այնպիսի հետերոկառուցվածքների վրա, որոնք պարունակում են մագնիսական տարր՝ ոչ մագնիսական արգելք, որն աջից կամ ձախից հարում է մագնիսական միջավայրի, կամ մագնիսական հոր, որը գտնվում է երկու ոչ մագնիսական արգելքների միջև: Ստացված և հետազոտված են այս կառուցվածքների միջով անցած էլեկտրոնների համար անցման գործակիցները և սպինային բևեռացման աստիճանները:

SPIN POLARIZATION OF ELECTRONS IN MAGNETIC HETEROSTRUCTURES

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

The scattering of nonspin-polarized electrons on a heterostructure containing magnetic element (a nonmagnetic barrier adjoining a magnetic one from left or right, or a magnetic well between two nonmagnetic barriers) is considered. The transmission coefficients and degrees of the spin polarization of electrons transmitted through these structures are obtained.