

# ГЕНЕРАЦИЯ ЧИСТО СПИНОВЫХ ТОКОВ ПРИ ОЖЕ-РЕКОМБИНАЦИИ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ С РАСЩЕПЛЕНИЕМ РАШБЫ

*А. Н. Афанасьев\**, *А. А. Грешнов\*\**, *Г. Г. Зегря*

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук  
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 10 февраля 2015 г.

Предложен неоптический механизм генерации чисто спиновых токов при оже-рекомбинации в полупроводниковых квантовых ямах со спин-орбитальным расщеплением, связанным со структурной асимметрией квантовой ямы. Показано, что при использовании достаточно узкозонных полупроводников оже-рекомбинация позволяет создавать спиновые токи, существенно превосходящие получаемые как при внутризонном, так и при межзонаном оптическом возбуждении. Анализ показывает, что ответственным за генерацию спиновых токов является интерференционное слагаемое в выражении для темпа оже-рекомбинации.

DOI: 10.7868/S0044451015100107

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие современной спиновой физики низкоразмерных полупроводниковых структур в первую очередь связано с идеей создания электроники, базирующейся на спине носителей. Одной из основных целей исследований в данной области является разработка эффективного механизма создания спиновых потоков. Обычно перенос спина происходит при протекании электрического тока поляризованных носителей, однако в природе есть возможность создания спиновых токов, не ассоциированных с электрическим током, и, следовательно, с диссипацией [1]. В этом варианте они носят название чисто спиновых токов.

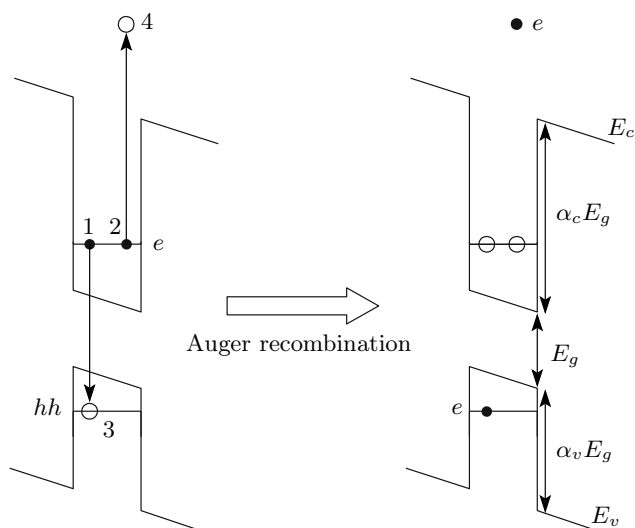
В основе известных механизмов генерации спиновой поляризации в полупроводниковых наноструктурах лежит нарушение симметрии по отношению к пространственной инверсии, либо присущее кристаллической решетке объемного материала, либо вызванное асимметричным дизайном структуры и соответствующей асимметрией ограничивающего потенциала. В обоих случаях нарушение симметрии приводит к спиновому расщеплению состояний в зоне проводимости, линейному по волновому век-

тору. В случае несимметричного потенциала квантовой ямы, рассматриваемого в данной работе, эффективный гамильтониан, описывающий спиновое расщепление, называется гамильтонианом Рашбы [2]. Спиновое расщепление приводит к возникновению преимущественных направлений движения для электронов проводимости с противоположными спинами, поэтому каждый электрон с микроскопической точки зрения является переносчиком спинового тока. В равновесных условиях разность заселенностей верхней и нижней подзон Рашбы компенсирует вклад, связанный с не зависящей от направления волнового вектора поправкой к спиновому току индивидуального электрона. Поэтому для создания чисто спиновых токов необходимо тем или иным способом вывести систему из равновесия.

Большинство предложенных на данный момент методов генерации чисто спиновых токов основано на оптическом возбуждении носителей [1, 3]. В данной работе предлагается создавать неравновесное распределение носителей, необходимое для генерации спиновых токов, неоптическим способом. Именно, рассмотрим  $p$ - $n$ -переход с квантовой ямой, к которому приложено прямое смещение и, соответственно, инжектированы носители двух типов: электроны и дырки. Будем считать ширину запрещенной зоны в квантовой яме достаточно малой, чтобы процессы оже-рекомбинации доминировали над прочими процессами излучательной и безызлуча-

\*E-mail: afanasiev.an@mail.ru

\*\*E-mail: a\_greshnov@hotmail.com



Генерация состояний, переносящих спиновый ток, при оже-рекомбинации

тельной рекомбинации. Обычно наиболее мощным каналом оже-рекомбинации является так называемый СНСС-процесс [4, 5], схематично представленный на рисунке. Поскольку генерации спиновых токов противостоят процессы спиновой релаксации, быстро активизирующиеся с ростом температуры, в настоящей работе мы рассмотрим исключительно низкотемпературный режим, ограничившись ответом для спинового тока в пределе  $T \rightarrow 0$ . Будем считать концентрации электронов и дырок в квантовой яме полностью неравновесными и равными,  $n = p$ , а заполненным единственный уровень размерного квантования электронов и тяжелых дырок. В ходе СНСС-процесса каждый из электронов может за счет кулоновского взаимодействия с другими электронами перейти в свободное состояние 3 в валентной зоне, при этом освободившаяся энергия будет передана одному из электронов ферми-моря, который перейдет из состояния 2 в высокоэнергетическое состояние 4 (см. рисунок).

В двумерных полупроводниковых структурах оже-рекомбинация существенно усиливается по сравнению со случаем объемного полупроводника вследствие снятия энергетического порога из-за несохранения компоненты импульса в направлении оси роста. В результате суммарный темп оже-рекомбинации не исчезает в пределе нулевой температуры [4]. Размерное квантование приводит и к существенному изменению зависимости темпа оже-рекомбинации от ширины запрещенной зоны  $E_g$ , которая становится не экспоненциальной, а сте-

пенной [4, 5]. В отношении суммарного спинового тока, возникающего при одном акте оже-рекомбинации, будем считать, что существенный вклад в него вносят исключительно освободившиеся места в электронном ферми-море (состояния 1 и 2), поскольку для состояний в валентной зоне спиновая релаксация существенно ускорена по сравнению с состояниями зоны проводимости, а высокоэнергетическое состояние 4 слабо чувствует потенциал квантовой ямы, асимметрия которого и является «двигателем» создания спиновых токов. Ниже мы излагаем теорию генерации спиновых токов при оже-рекомбинации в квантовых ямах со спин-орбитальным расщеплением Рашбы, и приводим результаты и количественную оценку, показывающую, что такой метод создания спиновых потоков может быть эффективнее оптического.

## 2. СОСТОЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

При расчете процессов оже-рекомбинации принципиально учитывать подмешивание состояний валентной зоны и зоны проводимости [4, 5], происходящее в меру отношения внутризонной энергии носителей к ширине запрещенной зоны. Поэтому для описания спектра и волновых функций носителей мы используем шестизонную модель Кейна [6], точно учитывающую как  $kp$ -взаимодействие валентной зоны и зоны проводимости, так и во втором порядке по  $k$  поправки к матричным элементам между состояниями полного момента  $j = 3/2$ , происходящие от взаимодействия с прочими зонами и определяющие массу тяжелой дырки (латтинжеровская часть гамильтониана [7]). Взаимодействием электронов со спин-орбитально отщепленной зоной (состояниями момента  $j = 1/2$ ) для простоты пренебрежем, полагая  $\Delta_{SO} \gg E_g$ , что хорошо оправдано для узкозонных полупроводников типа InSb. В соответствии с обозначенными выше ограничениями будем считать, что

$$q \leq q_F \ll \pi a^{-1} \ll k_g = \sqrt{3}E_g/P, \quad (1)$$

где  $q$  — волновой вектор носителей в плоскости квантовой ямы,  $q_F = \sqrt{2\pi n}$  — волновой вектор Ферми,  $a$  — ширина квантовой ямы,  $P$  — кейновский матричный элемент, а электроны и тяжелые дырки полагаются оккупирующими исключительно основной уровень размерного квантования. Также будем считать высоту барьеров для электронов и дырок сравнимой скорее с шириной запрещенной зоны  $E_g$  в квантовой яме, чем с энергией уровней размерного

квантования, так что разрывы зон  $U_{c,v} = \alpha_{c,v} E_g$ , где параметры  $\alpha_{c,v}$  — порядка единицы (см. рисунок).

Для учета влияния асимметричности потенциала квантовой ямы на спектр и волновые функции электронов 1, 2 с учетом спин-орбитального взаимодействия поступим следующим образом: вначале в рамках модели Кейна найдем (вырожденные по спину) электронные волновые функции в прямоугольном потенциале, а затем, исходя из величины и фазы матричного элемента асимметричной части потенциала, определим сдвиги энергий и коэффициенты смешивания этих состояний со спином  $s_z = \pm 1/2$ . В нулевом приближении по параметру непараболичности волновые функции ямных электронов содержат исключительно блоховские функции  $\mathcal{U}_{s_z}$   $s$ -симметрии,

$$\Psi_{\mathbf{q},s_z}^{(0)}(\mathbf{r}) = \psi_{\mathbf{q}}(z) e^{i\mathbf{q}\cdot\rho} \mathcal{U}_{s_z}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где плавные огибающие  $\psi_{\mathbf{q}}(z)$  не зависят от спина и могут быть определены из уравнения

$$\frac{\hbar^2(\hat{k}_z^2 + q^2)}{2m_{w,b}^*} \psi_{\mathbf{q}}(z) = [E_c(\mathbf{q}) - E_c^{w,b}] \psi_{\mathbf{q}}(z) \quad (3)$$

с граничными условиями, сводящимися к непрерывности на гетероинтерфейсах  $|z| = a/2$  величины

$$\Lambda = \frac{1}{E_c(\mathbf{q}) - E_v(z)} \frac{d\psi_{\mathbf{q}}}{dz}, \quad (4)$$

где  $E_c^{w,b}$  — положение дна зоны проводимости в области квантовой ямы и барьера, а соответствующие эффективные массы даются стандартными формулами, следующими из шестизонной модели Кейна,

$$m_w^* = \frac{3}{4} \frac{\hbar^2 E_g}{P^2}, \quad m_b^* = (1 + \alpha_v) m_w^*. \quad (5)$$

Поскольку мы полагаем внутризонную энергию электрона малой по сравнению с шириной запрещенной зоны  $E_g$ , а высоту барьеров — сравнимой с ней, в главном порядке по параметру непараболичности уравнение (3) может быть решено явно. Добавка  $p$ -состояний к выражению (2) определяется матричными элементами  $kr$ -возмущения в соответствии с формулой

$$\delta\Psi_{\mathbf{q},s_z}^{(c\leftarrow v)} = \frac{\hat{\Pi}\Psi_{\mathbf{q},s_z}^{(0)}}{E_c(\mathbf{q}) - E_v(z)}, \quad (6)$$

где матрица оператора  $\hat{\Pi}$ , записанная в базисе блоховских функций полного углового момента, осуществляет связь компонент волновой функции, соответствующих  $\{\mathcal{U}_{+1/2}, \mathcal{U}_{-1/2}\}$  и  $\{\mathcal{V}_{+3/2}, \mathcal{V}_{+1/2}, \mathcal{V}_{-1/2}, \mathcal{V}_{-3/2}\}$ , и имеет вид

$$\hat{\Pi} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}}Pq_+ & \sqrt{\frac{2}{3}}P\hat{k}_z & \frac{1}{\sqrt{6}}Pq_- & 0 \\ 0 & -\frac{1}{\sqrt{6}}Pq_+ & \sqrt{\frac{2}{3}}P\hat{k}_z & \frac{1}{\sqrt{2}}Pq_- \end{pmatrix}, \quad (7)$$

причем оператор  $\hat{k}_z$  стандартным образом действует на подпространстве плавных огибающих  $\psi_{\mathbf{q}}(z)$ , а  $q_{\pm} = q_x \pm iq_y$  — циркулярные компоненты волнового вектора.

Следуя работе [8], получим эффективный гамильтониан Рашбы [2], рассмотрев малую добавку к микроскопическому гамильтониану в виде асимметричного потенциала  $V(z) = \mathcal{E}z\theta(a/2 - |z|)$  в базисе вырожденных волновых функций  $\{\Psi_{\mathbf{q},+1/2}, \Psi_{\mathbf{q},-1/2}\}$  (где  $\Psi_{\mathbf{q},s_z} = \Psi_{\mathbf{q},s_z}^{(0)} + \delta\Psi_{\mathbf{q},s_z}^{(c\leftarrow v)}$ ,  $\mathcal{E}$  — встроенное электрическое поле):

$$\begin{pmatrix} E_c(\mathbf{q}) - E_{\mu}(\mathbf{q}) & V_{\uparrow\downarrow} \\ V_{\uparrow\downarrow}^* & E_c(\mathbf{q}) - E_{\mu}(\mathbf{q}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = 0. \quad (8)$$

Здесь  $V_{\uparrow\downarrow} = \langle \Psi_{\mathbf{q},+1/2} | V(z) | \Psi_{\mathbf{q},-1/2} \rangle$  — матричный элемент асимметричной добавки к потенциалу, квантовое число  $\mu = \pm 1$  указывает на направление ориентации спина в новых квантовых состояниях, а  $A$  и  $B$  — коэффициенты разложения по базисным состояниям  $\Psi_{\mathbf{q},\pm 1/2}$ . В результате энергетический спектр электронов в квантовой яме записывается в виде

$$E_{\mu}(\mathbf{q}) = E_c(\mathbf{q}) + \mu\gamma_R q, \quad (9)$$

где  $\gamma_R = \mathcal{E}P^2/3E_g^2$  — константа Рашбы, характеризующая величину расщепления [9]. При этом полные волновые функции  $\Psi_{\mathbf{q},s_z}$ , найденные с учетом подмешивания валентной зоны, komponуются с теми же коэффициентами, что и простые спиноры  $\Psi_{\mathbf{q},s_z}^{(0)}$  в однозонной модели [2]:

$$\Psi_{\xi}^{(e)}(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_{\mathbf{q},+1/2} + i\mu e^{i\varphi} \Psi_{\mathbf{q},-1/2}). \quad (10)$$

Здесь  $\varphi$  — угол между направлением волнового вектора и осью  $x$ , так что  $q_{\pm} = qe^{\pm i\varphi}$ , а под  $\xi = \{\mathbf{q}, \mu\}$  подразумевается набор из двух квантовых чисел.

Для нахождения состояний тяжелых дырок прежде всего необходимо диагонализировать латтинжеровскую часть [10] гамильтониана модели Кейна, при этом в рассматриваемых условиях можно считать  $\gamma_2 = \gamma_3$  и считать энергетические барьеры бесконечно высокими [11]. В пределе сильно различающихся масс легкой и тяжелой дырок,  $m_{lh}/m_{hh} \ll 1$ , это приводит к следующему выражению для волновых функций дырок с проекцией момента  $j_z = 3\nu/2$ , где  $\nu = \pm 1$ :

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_{\mathbf{q},j_z}^{(0)}(\mathbf{r}) = & \sqrt{\frac{2}{a}} e^{i\mathbf{q}\cdot\boldsymbol{\rho}} \left[ \cos\left(\frac{\pi z}{a}\right) \mathcal{V}_{j_z}(\mathbf{r}) - \right. \\ & \left. - i\nu \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{q_\nu a}{\pi} \left( -\sin\frac{\pi z}{a} + \frac{2z}{a} \right) \mathcal{V}_{\nu/2}(\mathbf{r}) \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

При этом мы полагаем подмешивание состояния с  $|j_z| = 1/2$  малым на основании условия (1). Аналогично случаю электронов, дырочная волновая функция с учетом подмешивания зоны проводимости записывается в виде  $\Psi_\xi^{(3)} = \tilde{\Psi}_{\mathbf{q},j_z}^{(0)} + \delta\tilde{\Psi}_{\mathbf{q},j_z}^{(v\leftarrow c)}$ , где

$$\delta\tilde{\Psi}_{\mathbf{q},j_z}^{(v\leftarrow c)} = \frac{\hat{\Pi}^+ \tilde{\Psi}_{\mathbf{q},j_z}^{(0)}}{E_{hh}(\mathbf{q}) - E_c(z)}, \quad (12)$$

а  $\xi = \{\mathbf{q}, j_z\}$  — снова набор из двух квантовых чисел. Наконец, для описания высокоэнергетичного электронного состояния 4 необходимо точно учесть  $kp$ -взаимодействие валентной зоны и зоны проводимости, при этом определение  $\xi$  дополняется волновым вектором в области барьеров  $k$ ,  $\xi = \{k, \mathbf{q}, s_z\}$ . Ввиду малости асимметричного потенциала  $V(z)$  будем рассматривать исключительно решения с четной огибающей перед  $\mathcal{U}_{s_z}$ , имеющие в области барьеров вид

$$\begin{aligned} \Psi_\xi^{(4)}(\mathbf{r}) = & \frac{2}{\sqrt{3}} e^{i\mathbf{q}\cdot\boldsymbol{\rho}} \times \\ & \times \left[ \cos(\Phi) \mathcal{U}_{s_z}(\mathbf{r}) + \frac{iPk}{\sqrt{6}\tilde{E}_g} \sin(\Phi) \mathcal{V}_{s_z}(\mathbf{r}) \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\tilde{E}_g = E_g(1 + \alpha_c + \alpha_v)$  — ширина запрещенной зоны барьеров,  $\Phi = k|z| + \phi$ , а фаза  $\phi$  определяется из условия непрерывности величины  $\Lambda$  при  $|z| = a/2$ . При этом подмешиванием состояний с  $|j_z| = 3/2$  можно снова пренебречь на основании условия (1).

### 3. СПИНОВЫЙ ТОК В РЕЗУЛЬТАТЕ ОЖЕ-РЕКОМБИНАЦИИ

Для расчета величины спиновых токов, генерируемых при оже-рекомбинации, воспользуемся методами квантовой кинетики [12]. Поскольку оператор спинового тока  $\hat{j}$  является одночастичным и диагональным по волновому вектору  $\mathbf{q}$ , для определения статистического среднего достаточно найти стационарное решение кинетического уравнения для одночастичной спиновой матрицы плотности. В качестве нулевого приближения для матрицы плотности (без учета межзонных переходов) рассматриваем квазиравновесное распределение электронов и дырок, в котором ее диагональные элементы описываются функциями распределения Ферми–Дирака

с химическими потенциалами, различающимися на величину приложенного к  $p$ - $n$ -переходу напряжения [13]. Считая, что основной вклад в результирующий спиновый ток дают освободившиеся в результате оже-процессов состояния электронов в квантовой яме, выражение для него можно записать следующим образом:

$$J_R = \sum_{\xi_1, \xi_2} j_{\xi_2} \langle \hat{a}_{\xi_2}^\dagger \hat{a}_{\xi_1} \rangle = \sum_{\mathbf{q}, \mu_1, \mu_2} \delta\rho_{\mu_1\mu_2}^{(\mathbf{q})} j_{\mu_2\mu_1}^{(\mathbf{q})}, \quad (14)$$

где  $\delta\rho_{\mu_1\mu_2}^{(\mathbf{q})} = \langle \hat{a}_{\mathbf{q}\mu_2}^\dagger \hat{a}_{\mathbf{q}\mu_1} \rangle - \langle \hat{a}_{\mathbf{q}\mu_2}^\dagger \hat{a}_{\mathbf{q}\mu_1} \rangle_0$  — малая неравновесная добавка к квазиравновесной матрице плотности электронов,  $\langle \hat{a}_{\mathbf{q}\mu_2}^\dagger \hat{a}_{\mathbf{q}\mu_1} \rangle_0 = f_0(E_{\mu_1}(\mathbf{q})) \delta_{\mu_1\mu_2}$ . В базисе собственных состояний гамильтониана Рашби кинетическое уравнение для  $\rho_{\mu_1\mu_2}^{(\mathbf{q})}$  имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{\mu_1\mu_2}^{(\mathbf{q})}}{dt} + \frac{i}{\hbar} [E_{\mu_1}(\mathbf{q}) - E_{\mu_2}(\mathbf{q})] \rho_{\mu_1\mu_2}^{(\mathbf{q})} = \\ = G_{\mu_1\mu_2}^{(\mathbf{q})} + \mathcal{R}[\rho_{\mu_1\mu_2}^{(\mathbf{q})}], \end{aligned} \quad (15)$$

где первое слагаемое в правой части описывает генерацию неравновесных электронов в квантовой яме за счет процессов оже-рекомбинации, а второе — релаксацию неравновесного спина. Поскольку при малом отклонении от равновесия величина  $G$  не зависит от времени, в отсутствие релаксации решение уравнения (15) описывает линейный во времени рост диагональных компонент матрицы плотности и осцилляции недиагональных с частотой  $|E_{+1}(\mathbf{q}) - E_{-1}(\mathbf{q})|/\hbar$ . Это означает, что усредненный по времени вклад недиагональных слагаемых в формуле (14) обращается в нуль, что позволяет пренебречь ими и при учете спиновой релаксации.

Для расчета диагональных компонент генерационного члена воспользуемся формулой

$$G_\xi = \frac{i}{\hbar} \langle [\hat{V}, \hat{a}_\xi^\dagger \hat{a}_\xi] \rangle, \quad (16)$$

где оператор  $\hat{V}$  содержит ответственную за СНСС-процесс оже-рекомбинации часть матричных элементов кулоновского взаимодействия между электронами и дырками:

$$\begin{aligned} \hat{V} = \sum_{\xi_{1-4}} U_{\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4} \hat{a}_{\xi_4}^\dagger \hat{b}_{\xi_3} \hat{a}_{\xi_2} \hat{a}_{\xi_1} + \\ + U_{\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4}^* \hat{a}_{\xi_1}^\dagger \hat{a}_{\xi_2}^\dagger \hat{b}_{\xi_3}^\dagger \hat{a}_{\xi_4}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} U_{\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4} = \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \Psi_{\xi_4}^{(4)*}(\mathbf{r}) \Psi_{\xi_3}^{(3)*}(\mathbf{r}') \times \\ \times V(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \Psi_{\xi_2}^{(e)}(\mathbf{r}') \Psi_{\xi_1}^{(e)}(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (18)$$

Будучи записанным в явном виде, уравнение (16) проводит зацепление за двухчастичную матрицу плотности:

$$G_\xi = G_\xi^{\mathcal{L}} + G_\xi^{\mathcal{H}}, \quad (19)$$

$$G_\xi^{\mathcal{L}} = -\frac{2}{\hbar} \times \sum_{\xi_{2-4}} \text{Im}([U_{\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4} - U_{\xi_2, \xi_3, \xi_4, \xi_1}] \langle \hat{a}_{\xi_4}^\dagger \hat{b}_{\xi_3} \hat{a}_{\xi_2} \hat{a}_{\xi_1} \rangle), \quad (20)$$

$$G_\xi^{\mathcal{H}} = \frac{2}{\hbar} \sum_{\xi_{1-3}} \text{Im}(U_{\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi} \langle \hat{a}_\xi^\dagger \hat{b}_{\xi_3} \hat{a}_{\xi_2} \hat{a}_{\xi_1} \rangle). \quad (21)$$

Заметим, что в условиях, близких к (квази-)равновесию, величина  $G_\xi^{\mathcal{L}}$  определяет эволюцию низкоэнергетичной (в квантовой яме) части функции распределения электронов, а  $G_\xi^{\mathcal{H}}$  — эволюцию ее высокоэнергетичной части (соответствующей оже-электронам). Кинетическое уравнение для двухчастичных матриц плотности зацепляется за трехчастичные, которые могут быть, однако, заменены на произведение трех квазиравновесных функций распределения (двух электронных и одной дырочной). В конечном итоге в рассматриваемых условиях главный вклад в  $G^{\mathcal{L}}$  дает уход из состояния  $\xi$ , а в  $G^{\mathcal{H}}$  — приход в состояние  $\xi$ :

$$G_\xi^{\mathcal{L}} = - \sum_{\xi_{2-4}} \mathcal{P}_{\{\xi_1, \xi_2\} \rightarrow \{\xi_3, \xi_4\}} f_0(\xi) f_0(\xi_2) f_0^h(\xi_3) \times [1 - f_0(\xi_4)], \quad (22)$$

$$G_\xi^{\mathcal{H}} = \frac{1}{2} \sum_{\xi_{1-3}} \mathcal{P}_{\{\xi_1, \xi_2\} \rightarrow \{\xi_3, \xi\}} f_0(\xi_1) f_0(\xi_2) f_0^h(\xi_3) \times [1 - f_0(\xi)]. \quad (23)$$

Здесь  $f_0$  и  $f_0^h$  — квазиравновесные функции распределения соответственно электронов и дырок, а  $\mathcal{P}_{\{\xi_1, \xi_2\} \rightarrow \{\xi_3, \xi_4\}}$  — квантово-механическая вероятность СНСС-процесса:

$$\mathcal{P}_{\{\xi_1, \xi_2\} \rightarrow \{\xi_3, \xi_4\}} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{\{\xi_1, \xi_2\} \rightarrow \{\xi_3, \xi_4\}}|^2 \times \delta(E_{\xi_4} + E_{\xi_3}^h - E_{\xi_1} - E_{\xi_2}), \quad (24)$$

$$|M_{\{\xi_1, \xi_2\} \rightarrow \{\xi_3, \xi_4\}}|^2 = |M_1|^2 + |M_2|^2 - 2 \text{Re}(M_1^* M_2), \quad (25)$$

$$M_1 = \langle \Psi_{\xi_3}^{(3)}(\mathbf{r}_1) \Psi_{\xi_4}^{(4)}(\mathbf{r}_2) | \hat{C} | \Psi_{\xi_1}^{(e)}(\mathbf{r}_1) \Psi_{\xi_2}^{(e)}(\mathbf{r}_2) \rangle, \quad (26)$$

$$M_2 = \langle \Psi_{\xi_3}^{(3)}(\mathbf{r}_1) \Psi_{\xi_4}^{(4)}(\mathbf{r}_2) | \hat{C} | \Psi_{\xi_1}^{(e)}(\mathbf{r}_2) \Psi_{\xi_2}^{(e)}(\mathbf{r}_1) \rangle, \quad (27)$$

где  $\hat{C} = e^2/\varkappa|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$  — оператор кулоновского взаимодействия, верхние индексы «e» и «3» обозначают состояния электронов и дырок в квантовой яме, а «4» отвечает высоковозбужденному электрону. Следуя работе [4], воспользуемся фурье-преобразованием для расчета составляющих кулоновского матричного элемента:

$$M_1 = \frac{4\pi e^2}{\varkappa} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_{31}(p) I_{42}(-p)}{p^2 + |\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_3|^2} \times \frac{dp}{2\pi} \delta_{\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_3, \mathbf{q}_2 - \mathbf{q}_4}, \quad (28)$$

$$M_2 = \frac{4\pi e^2}{\varkappa} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_{32}(p) I_{41}(-p)}{p^2 + |\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}_3|^2} \times \frac{dp}{2\pi} \delta_{\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}_3, \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_4}, \quad (29)$$

$$I_{ij}(p) = \langle \Psi_{\xi_i}^{(i)} | e^{ipz} | \Psi_{\xi_j}^{(e)} \rangle. \quad (30)$$

Ввиду условия (1) и характера поведения функций  $I_{ij}(p)$ , главный вклад в кулоновский матричный элемент дают значения волнового вектора  $p$ , сравнимые с  $q_F$  и, соответственно, много меньшие обратной ширины квантовой ямы,  $a^{-1}$ . Поэтому в аргументах функций  $I_{ij}$  можно положить  $p = 0$ , в результате чего величины  $M_{1,2}$  выражаются просто через интегралы перекрытия одночастичных волновых функций:

$$M_{1,2} = \frac{2\pi e^2}{\varkappa} \frac{\langle \Psi_{\xi_{1,2}}^{(e)} | \Psi_{\xi_3}^{(3)} \rangle \langle \Psi_{\xi_{2,1}}^{(e)} | \Psi_{\xi_4}^{(4)} \rangle}{|\mathbf{q}_{1,2} - \mathbf{q}_3|} \times \delta_{\mathbf{q}_{1,2} - \mathbf{q}_3, \mathbf{q}_{2,1} - \mathbf{q}_4}. \quad (31)$$

Подчеркнем, что при расчете интегралов перекрытия необходимо использовать полученные в предыдущем разделе выражения для волновых функций.

Ограничиваясь  $\tau$ -приближением для релаксационного члена,  $\mathcal{R}[\rho] = -\delta\rho/\tau_s$  ( $\tau_s$  — время спиновой релаксации), из уравнения (15) в стационарном режиме получаем простую связь спинового тока с генерацией:

$$J_R = \tau_s \sum_{\xi=\{\mathbf{q}, \mu\}} G_\xi^{\mathcal{L}} j_\xi. \quad (32)$$

Отметим, что в формуле (32) учитываются только освобожденные электронные состояния в квантовой яме, а вклад высокоэнергетичных электронных состояний и состояний валентной зоны отброшен (как объяснено во Введении). Как видно из формулы (32), тензор спинового тока  $J_R$  может иметь ненулевыми лишь компоненты, отличные от нуля в собственных состояниях (10), а именно

$$j_{\xi}^{xy} = -j_{\xi}^{yx} = \langle \xi | \hat{v}_x \hat{s}_y | \xi \rangle = -\frac{1}{2} \left( \frac{\gamma_R}{\hbar} + \mu v_{\mathbf{q}}^{(0)} \sin^2 \varphi \right), \quad (33)$$

где  $v_{\mathbf{q}}^{(0)} = \hbar q / m^*$ , а  $\varphi$  — угол между направлением  $\mathbf{q}$  и осью  $x$ . Имея в виду в дальнейшем именно  $xy$ -компоненту спинового тока, выражение для нее можно представить в виде

$$J_R = -\frac{\tau_s}{2} \sum_{\xi_1, \xi_2} \mathcal{P}(\xi_1, \xi_2) f_0(\xi_1) f_0(\xi_2) (j_{\xi_1} + j_{\xi_2}), \quad (34)$$

$$\mathcal{P}(\xi_1, \xi_2) = \sum_{\xi_3, \xi_4} \mathcal{P}_{\{\xi_1, \xi_2\} \rightarrow \{\xi_3, \xi_4\}} f_0^h(\mathbf{q}_3) = \mathcal{F}(\alpha_c, \alpha_v) I_1(\xi_1, \xi_2) \frac{e^4 P^5 q_F^2}{\hbar^2 \varkappa^2 a^3 E_g^6}, \quad (35)$$

где явный вид функций  $I_1(\xi_1, \xi_2)$  и  $\mathcal{F}(\alpha_c, \alpha_v)$  дается формулами (41) и (43) в Приложении.

Поскольку мы предполагаем малость спин-орбитального расщепления Рашбы и нас интересует ответ лишь в первом порядке по этому параметру, функции распределения электронов в формуле (34) можно разложить в ряд по спин-зависимой добавке к энергии:

$$f_0(\xi) = f_0(E_e(\mathbf{q}) + \mu \gamma_R q) = f_0(E_e(\mathbf{q})) + \mu \gamma_R q f'(E_e(\mathbf{q})) + O(\gamma_R^2). \quad (36)$$

В пределе низких температур,  $T \rightarrow 0$ , это разложение переходит в

$$f_0(\xi) = \theta(q_F - q) - \mu \frac{\gamma_R m^*}{\hbar^2} \delta(q - q_F) + O(\gamma_R^2), \quad (37)$$

что позволяет аналитически провести суммирование по квантовым числам  $\xi_{1,2}$  в формуле (34). В результате приходим к окончательному ответу для величины спинового тока,

$$J_R = \gamma_R \tau_s \mathcal{F}(\alpha_c, \alpha_v) \frac{e^4 P^5 q_F^6}{\hbar^2 \varkappa^2 a^3 E_g^6} \frac{I_2}{(2\pi)^3}, \quad (38)$$

где явное выражение для интеграла  $I_2 \approx 0.015$  дается формулой (42) в Приложении. Важно отметить,

что своим происхождением спиновый ток обязан интерференции между двумя путями процесса оже-рекомбинации, описываемыми матричными элементами  $M_1$  и  $M_2$  (т.е. слагаемому  $2 \operatorname{Re}(M_1^* M_2)$  в правой части формулы (25)). Технически это следует из независимости вкладов от квадратов матричных элементов  $|M_{1,2}|^2$  в  $\mathcal{P}(\xi_1, \xi_2)$  от набора квантовых чисел  $\xi_{1,2}$ , что, согласно формуле (34), сводит ответ для них к (квази-)равновесной величине спинового тока, равной нулю.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Формулу (38) можно достаточно наглядно записать в виде произведения «элементарного» спинового тока  $J_0 = (\tau_s a)^{-1}$  на ряд безразмерных множителей,

$$J_R = J_0 \mathcal{F}(\alpha_c, \alpha_v) I_2 \left( \frac{e^2 / \varkappa a}{\hbar / \tau_s} \right)^2 (n a^2)^3 \frac{\gamma_R P^5}{E_g^6 a^6}, \quad (39)$$

где функция  $\mathcal{F}(\alpha_c, \alpha_v)$  определяет зависимость от высоты барьеров, а коэффициент  $I_2$  связан с интерференционной природой процесса. Также в формуле (39) входит отношение характерной кулоновской энергии к обратному времени спиновой релаксации, третья степень концентрации (что обусловлено трехчастичностью процесса оже-рекомбинации) и высокие степени параметров материала квантовой ямы: ширины запрещенной зоны  $E_g$  и кейновского матричного элемента  $P$ , что характерно для явлений, связанных с оже-рекомбинацией в низкоразмерных структурах.

Для количественной оценки типичной величины спинового тока мы используем набор параметров, близкий к характеристикам образцов с квантовыми ямами InAs, исследованных экспериментально в работе [14], а именно:  $E_g = 0.4$  эВ,  $P = 7 \cdot 10^{-7}$  эВ·см,  $\tau_s = 10^{-9}$  с,  $\gamma_R = 10^{-10}$  эВ·см,  $a = 10$  нм,  $\varkappa = 10$ ,  $n = 10^{11}$  см $^{-2}$ , что дает  $J \approx 10^{18}$  см $^{-1}$ ·с $^{-1}$ . Для сравнения, в механизме фотоионизации квантовой ямы [3] при возбуждении светом с мощностью 1 кВт/см $^2$  получается  $J \approx 10^{10}$  см $^{-1}$ ·с $^{-1}$ , а при межзонном поглощении света в тех же условиях  $J \sim 10^{16}$  см $^{-1}$ ·с $^{-1}$  [1]. Таким образом, оже-рекомбинация позволяет генерировать спиновые токи, на порядки превосходящие по величине получаемые при внутризонном оптическом возбуждении и сравнимые с получаемыми при межзонном оптическом возбуждении (при условии использования квантовой ямы с достаточно узкозонным материалом). Также в отличие от механизмов, использующих оптическое возбуждение, в рас-

сма триваемой схеме для генерации спиновых токов достаточно приложить напряжение к  $p$ - $n$ -переходу, что более удобно для интеграции в существующие полупроводниковые технологии.

В плане практических применений полезно обсудить вопрос о температурной зависимости величины генерируемых спиновых токов, выражение для которой получено нами в пределе  $T \rightarrow 0$ . Заметим, что влияние температуры на ответ, выраженный формулой (39), определяется двумя факторами: отличием разложения функций распределения при  $T \neq 0$  от (37) и температурной зависимостью времени спиновой релаксации  $\tau_s(T)$ . Поскольку на аналитический ответ в результате суммирования по квантовым числам  $\xi_{1,2}$  в формуле (34) в случае произвольной температуры рассчитывать не приходится, практически можно лишь выписать поправки к (39) по параметру  $T/E_F$ . Однако поправки того же порядка возникают и в разложении  $\tau_s(T)$  по температуре, точный вид которого заранее неизвестен. Действительно, в большинстве полупроводниковых структур с квантовыми ямами превалирующим механизмом спиновой релаксации является прецессионный механизм Дьяконова–Переля [15], особенностью которого является обратная связь времени спиновой релаксации  $\tau_s$  с эффективным временем рассеяния  $\tau$ ,

$$\frac{1}{\tau_s} = \Omega^2 \tau, \tag{40}$$

где  $\Omega$  — эффективная частота прецессии спина, пропорциональная  $\gamma_R$ , а в качестве  $\tau$  выступает наименьшее из времени релаксации импульса при рассеянии на примесях и фононах и эффективного времени электрон-электронных столкновений [16]. В пределе вырожденного электронного газа величина  $\Omega^2$  пропорциональна энергии Ферми (т. е. концентрации носителей  $n$ ), а в пределе невырожденного электронного газа (но строго двумерного) — температуре  $T$  [17], откуда следует, что разложение  $\tau_s(T)$  при низких температурах идет по тому же параметру  $T/E_F$ . Также следует, вообще говоря, учитывать температурную зависимость времени рассеяния  $\tau$ , происходящую, например, в результате увеличения с температурой числа заполненных фононных мод, на которых рассеиваются электроны. Поэтому, хотя указать точную зависимость  $J_R(T)$ , определяемую обозначенными факторами, не так просто, можно утверждать, что если зависимость  $\tau(T)$  достаточно слабая, ответ (39) мало меняется с температурой, пока  $T \lesssim E_F$ . Если же зависимостью  $\tau(T)$  в температурном диапазоне  $T \lesssim E_F$  пренебречь нельзя,

необходимо принять во внимание природу этой зависимости, обеспечивающей, как правило, убывание  $\tau$  с температурой, что, согласно формулам (34), (40), приводит к росту величины генерируемых спиновых токов. Отметим, что при концентрации носителей  $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в квантовой яме InAs условие  $T \lesssim E_F$  выполняется вплоть до азотных температур (77 К).

Авторы благодарят за финансовую поддержку фонд «Династия» и Программу поддержки ведущих научных школ (грант № НШ-5062.2014.2).

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Выражения для интегралов

Явные выражения для фигурирующих в формулах (35), (38), (39) интегралов  $I_1(\xi_1, \xi_2)$  и  $I_2$  имеют следующий вид:

$$I_1 = \int_0^1 \frac{d^2 \tilde{q}_3}{(2\pi)^2} [2 - \cos \tilde{\varphi} - \mu_1 \mu_2 \cos(\tilde{\varphi} + \varphi_2 - \varphi_1)], \tag{41}$$

$$I_2 = - \int_0^1 \frac{d^2 \tilde{q}_1 d^2 \tilde{q}_2 d^2 \tilde{q}_3}{(2\pi)^6} [\cos \tilde{\varphi} - 2\mathcal{G}\delta(\tilde{q}_2 - 1)], \tag{42}$$

$$\mathcal{G} = \tilde{q}_1 \sin^2 \varphi_1 \cos(\tilde{\varphi} + \varphi_2 - \varphi_1) + \sin^2 \varphi_2 \cos \tilde{\varphi},$$

где интегрирование в формулах (41) и (42) ведется по каждому  $\tilde{q}_i = q_i/q_F$  в пределах шара единичного радиуса,  $\varphi_i$  — угол, образуемый  $\mathbf{q}_i$  с осью  $x$ , а  $\tilde{\varphi}$  — угол между импульсами  $\mathbf{Q}_1 = \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_3$  и  $\mathbf{Q}_2 = \mathbf{q}_2 - \mathbf{q}_3$ , передаваемыми в каждом из интерферирующих процессов. Наконец, зависимость от высоты барьеров, происходящую от перекрытия волновых функций электрона в яме и высоковольтного электрона в формуле (31), можно записать следующим образом:

$$\mathcal{F}(\alpha_c = a, \alpha_v = 2b) = \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{1 - a/3 + 2b/3}{[(1 - a)(1 + b)]^{5/2}} \times \\ \times [(b - 1)^2 + a^2(b + 2)^2 + a(4b^3 + 8b^2 + 5b - 7/2)]. \tag{43}$$

## ЛИТЕРАТУРА

1. E. L. Ivchenko and S. A. Tarasenko, *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 114007 (2008).
2. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, *Письма ЖЭТФ* **39**, 66 (1984).

3. О. И. Утесов, Г. Г. Зегря, А. А. Грешнов, Письма в ЖЭТФ **92**, 33 (2010).
4. Г. Г. Зегря, А. С. Полковников, ЖЭТФ **113**, 1491 (1998).
5. М. И. Dyakonov and V. Yu. Kachorovskii, Phys. Rev. B **49**, 17130 (1994).
6. Е. О. Кане, J. Phys. Chem. Sol. **1**, 249 (1956).
7. А. А. Грешнов, Ю. Б. Васильева, Н. Н. Михайлов и др., Письма в ЖЭТФ **97**, 102 (2013).
8. Е. А. de Andrada e Silva, G. C. La Rocca, and F. Bassani, Phys. Rev. B **50**, 8523 (1994).
9. R. Winkler, *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2003).
10. J. M. Luttinger, Phys. Rev. **102**, 1030 (1956).
11. М. И. Дьяконов, А. В. Хаецкий, ЖЭТФ **82**, 1584 (1982).
12. F. T. Vasko and O. E. Raichev, *Quantum Kinetic Theory and Applications. Electrons, Photons, Phonons*, Springer-Verlag, New York (2005).
13. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников, *Физика полупроводников*, Наука, Москва (1990).
14. S. Giglberger, L. E. Golub, V. V. Bel'kov et al., Phys. Rev. B **75**, 035327 (2007).
15. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, ФТТ **13**, 3581 (1971).
16. М. М. Глазов, Е. Л. Ивченко, ЖЭТФ **126**, 1465 (2004).
17. М. И. Dyakonov, *Spin Physics in Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2008).