



Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

O. I. Utesov, G. G. Zegrya, A. A. Greshnov, Pure spin currents generation under quantum wells photoionization,

*Pis'ma v Zh. Èksper. Teoret. Fiz.*, 2010, Volume 92, Issue 1, 40–42

<https://www.mathnet.ru/eng/jetpl762>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.84

April 17, 2025, 17:45:40



# Генерация чисто спиновых токов при фотоионизации квантовых ям

О. И. Утесов<sup>1)</sup>, Г. Г. Зегря, А. А. Грешнов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 6 мая 2010 г.

Развита теория генерации чисто спиновых токов при фотоионизации квантовых ям  $n$ -типа со спин-орбитальным расщеплением, индуцированным встроенным электрическим полем. Показано, что оптические переходы электронов с уровня размерного квантования в непрерывный спектр приводят к генерации двух конкурирующих компонент чисто спинового тока. Важной особенностью изученного процесса является то, что возбужденные носители приобретают дополнительную степень свободы, которая может быть потенциально применена в спинтронике.

**Введение.** Спиновые явления в низкоразмерных полупроводниковых структурах вызывают большой интерес в связи с потенциальными возможностями применения спиновых систем в квантово-информационных схемах. Поэтому важно исследование спиновой динамики носителей заряда, разработка методов создания и детектирования спиновой поляризации. Большинство предлагаемых в настоящее время схем генерации спиновых потоков подразумевает одновременный перенос спина и электрического заряда, что уменьшает возможные преимущества спинтронных приборов. Однако недавно в теоретических работах [1, 2] была показана возможность генерации чисто спиновых фототоков (не сопровождающихся переносом электрического заряда), причем даже при поглощении неполяризованного света. Экспериментально чисто спиновые фототоки наблюдались в работе [3] при освещении квантовых ям на основе GaAs/AlGaAs линейно-поляризованным светом и последующем детектировании аккумуляции спина у границ образца.

В данном сообщении мы рассматриваем механизм генерации чисто спиновых токов при фотоионизации квантовых ям  $n$ -типа. Этот механизм нерезонансный и не требует спин-зависимого рассеяния в отличие от межподзонного и внутривозонного механизмов, предложенных ранее в работе [2]. Кроме того, фотовозбужденные носители могут свободно двигаться вдоль оси роста квантовой ямы, и эта дополнительная степень свободы может быть потенциально использована в спинтронных приложениях. Ниже описана теория генерации чисто спиновых фототоков в квантовых ямах со спин-орбитальным расщеплением, индуцированным встроенным электрическим полем.

**1. Теория.** Поскольку рассматриваемый эффект связан с различием констант Рашба для начальных

и конечных электронных состояний, мы стартуем с эффективного гамильтониана, включающего спин-орбитальное взаимодействие Рашба с различными константами  $\gamma_{1,2}$  для электронов на уровне размерного квантования и в непрерывном спектре (см. рис.1),

$$\hat{H}_{1,2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + V(z) + \gamma_{1,2}(\mathbf{n} \cdot [\hat{\mathbf{k}} \times \boldsymbol{\sigma}]). \quad (1)$$

Здесь  $\boldsymbol{\sigma}$  – матрицы Паули,  $\mathbf{n}$  – нормаль к плоскости квантовой ямы,  $V(z)$  – профиль потенциала кванто-

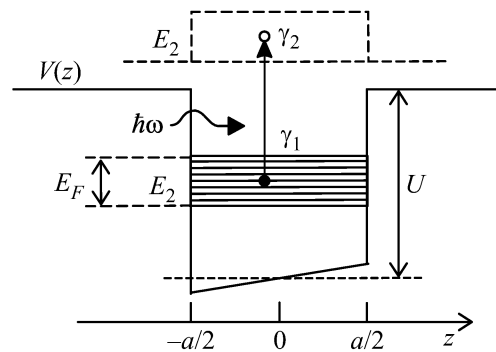


Рис.1. Схема оптических переходов при  $\hbar\omega > U - E_1$

вой ямы. На микроскопическом уровне линейное по волновому вектору спин-орбитальное взаимодействие связано со структурной асимметрией квантовой ямы [4]. Энергетический спектр и собственные состояния гамильтониана (1) имеют вид

$$E_{1,2}^{\pm}(k_{\parallel}) = E_{1,2} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} \pm \gamma_{1,2} k_{\parallel}, \quad (2)$$

$$\chi_{1,2}^{\pm}(z, \boldsymbol{\rho}) = \frac{\psi_{1,2}(z)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm e^{i(\theta + \pi/2)} \end{pmatrix} e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \boldsymbol{\rho}}, \quad (3)$$

где  $\theta$  – угол между направлением волнового вектора и осью  $x$ ,  $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_{\parallel} \cos \theta, k_{\parallel} \sin \theta)$ . Средние значения операторов спина и скорости в состояниях  $\chi_{1,2}^{\pm}$  даются следующими выражениями:

<sup>1)</sup>e-mail: utiosov@gmail.com

$$\mathbf{s}_{1,2}^{\pm} = \pm \frac{1}{2}(-\sin \theta, \cos \theta, 0), \quad (4)$$

$$\mathbf{v}_{1,2}^{\pm} = \left( \frac{\hbar k_{\parallel}}{m^*} \pm \frac{\gamma_{1,2}}{\hbar} \right) (\cos \theta, \sin \theta, 0). \quad (5)$$

При вычислении  $xy$ -компоненты псевдотензора полного спинового тока (создаваемой при фотоионизации квантовой ямы) удобно провести усреднение по углу  $\theta$  аналогичной величины, относящейся к одному электрону,

$$j_{1,2}^{\pm}(k_{\parallel}) = \langle s_x v_y \rangle_{1,2} = \frac{1}{4} \left( \frac{\hbar k_{\parallel}}{m^*} \pm \frac{\gamma_{1,2}}{\hbar} \right) = -\langle s_y v_x \rangle_{1,2}. \quad (6)$$

Для описания линейного отклика системы на внешнее электромагнитное поле воспользуемся золотым правилом Ферми:

$$M_{12}^{\pm} = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{12}|^2 \delta(E_1^{\pm} + \hbar\omega - E_2^{\pm}), \quad (7)$$

где  $E_{1,2}^{\pm}$  определяются формулой (2),  $V_{12}$  – матричный элемент оператора возмущения,

$$V_{12} = A_z \frac{e\hbar}{m^*c} \int \psi_2 \hat{k}_z \psi_1 dz, \quad (8)$$

$A$  – векторный потенциал падающей электромагнитной волны. Матричный элемент (8) зависит только от величины  $E_2$  (энергии конечного состояния вдоль оси квантовой ямы) посредством  $\psi_2(z)$ , поэтому полное число переходов в единицу времени представляется однопараметрической функцией:

$$P^{\pm}(\omega, k_{\parallel}) = \sum_2 M_{12}^{\pm} = P(\omega \pm \tilde{\gamma} k_{\parallel}), \quad (9)$$

где  $\tilde{\gamma} = (\gamma_1 - \gamma_2)/\hbar$ . Наиболее общее выражение для псевдотензора спинового тока записывается через матрицу плотности как

$$J^{\alpha\beta} = \text{Tr} \left( \frac{\sigma_{\alpha}}{2} v_{\beta} \hat{\rho} \right). \quad (10)$$

В рамках приближения времени релаксации полный спиновый ток определяется суммой двух вкладов, относящихся к занятым возбужденным состояниям и освобожденным состояниям в квантовой яме,  $J^{xy} = J_1 + J_2$ , где

$$J_1 = \tau_1 \sum_{\pm} \int \frac{d^2 k_{\parallel}}{(2\pi)^2} P(\omega \pm \tilde{\gamma} k_{\parallel}) f_0(E_1^{\pm}) j_1^{\pm}(k_{\parallel}), \quad (11)$$

$$J_2 = -\tau_2 \sum_{\pm} \int \frac{d^2 k_{\parallel}}{(2\pi)^2} P(\omega \pm \tilde{\gamma} k_{\parallel}) f_0(E_1^{\pm}) j_2^{\pm}(k_{\parallel}). \quad (12)$$

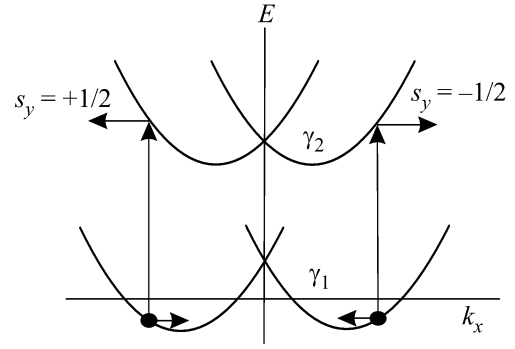


Рис.2. При оптическом возбуждении в плоскости квантовой ямы генерируется чисто спиновый фототок с ненулевыми компонентами  $J^{yx} = -J^{xy}$  в меру различия констант спин-орбитального взаимодействия  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$

Здесь  $f_0$  – равновесная функция распределения,  $\tau_{1,2}$  – времена релаксации для носителей на уровне размерного квантования и в непрерывном спектре. Схематически вклады  $J_{1,2}$  показаны на рис.2.

**2. Результаты и обсуждение.** В главном порядке по  $\tilde{\gamma}$  можно выделить два вклада в полный спиновый ток, определяющиеся генерационной функцией (9) и ее производной по частоте:

$$J_I^{xy} = \frac{\tau_2 n}{4} \tilde{\gamma} P(\omega), \quad (13)$$

$$J_{II}^{xy} = \frac{\pi \hbar (\tau_1 - \tau_2) n^2}{4m^*} \tilde{\gamma} P'(\omega), \quad (14)$$

так что  $J^{xy} = J_I^{xy} + J_{II}^{xy}$ . При этом  $J_{I,II}^{xy}$  пропорциональны разным степеням концентрации резидентных электронов  $n$ , поэтому при ее изменении имеет место конкуренция этих вкладов. Ступенчатый рост спинового тока после прохождения порога фотоионизации при дальнейшем увеличении частоты сменяется его быстрым убыванием,  $\sim \omega^{-4.5}$  и  $\sim \omega^{-5.5}$  для  $J_I^{xy}$  и  $J_{II}^{xy}$ , соответственно. Так как обычно  $\tau_1 > \tau_2$  и  $P'(\omega) < 0$ , второе слагаемое,  $J_{II}^{xy}$ , отрицательно. Это может отразиться в немонотонном поведении спинового тока  $J^{xy}$  в случае, если электронная концентрация достаточно высока.

Для численных оценок эффекта рассмотрим квантовую яму  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{GaAs}$   $n$ -типа шириной  $d = 10$  нм, содержащую один уровень размерного квантования,  $E_1 \approx 40$  мэВ (глубина ямы  $U \approx 100$  мэВ). Также для оценки примем следующие значения параметров:  $\gamma_1 = 2 \cdot 10^{-10}$  эВ · см,  $\gamma_2 = 10^{-10}$  эВ · см,  $\tau_1 = 2 \cdot 10^{-8}$  с,  $\tau_2 = 10^{-8}$  с, интенсивность света  $I = 1$  кВ/см<sup>2</sup>. Численные зависимости величины спинового фототока от энергии фотона  $\hbar\omega$  показаны на рис.3 для двух различных электронных концентраций. В случае большей концентрации электронов,

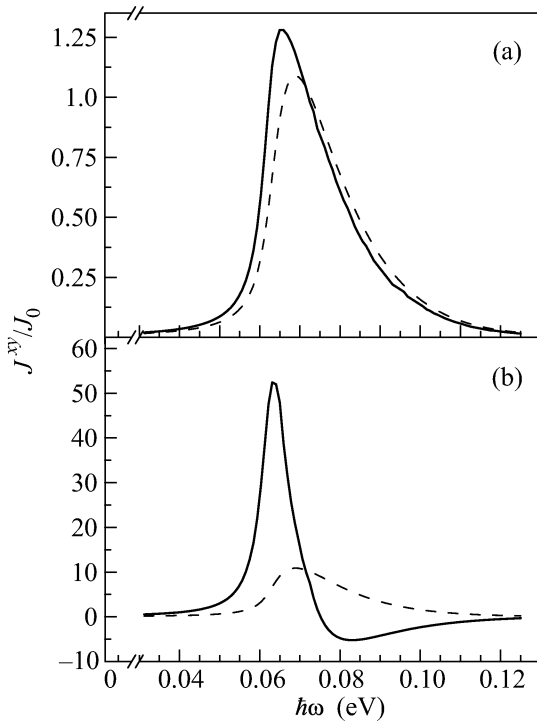


Рис.3. Частотная зависимость спинового фототока в квантовых ямах GaAs/AlGaAs  $n$ -типа для (a)  $n = 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и (b)  $n = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .  $J_0 = 10^9 \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$ , сплошной и пунктирной линиями обозначены полный спиновый ток  $J^{xy}$  и составляющая  $J_I^{xy}$

$n = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , видна немонотонная зависимость величины спинового тока от частоты.

Итак, в работе была изучена генерация чисто спиновых токов при фотоионизации квантовых ям. Показано, что поглощение света приводит к возникновению спиновых токов в плоскости ямы. Этот механизм нерезонансный и не требует рассеяния, в отличие от межподзонного и внутриводзонного механизмов, предложенных ранее в работе [2]. Мы ожидаем, что в рассматриваемой области частот он на несколько порядков сильнее внутриводзонного механизма, требующего спин-зависимого рассеяния электронов. Немаловажной особенностью изученного процесса является то, что фотовозбужденные носители получают дополнительную степень свободы, которая потенциально может быть использована в спинтронных приборах.

Работа выполнена при поддержке грантов президента России для молодых ученых # МК-1755.2009.2, Российского фонда фундаментальных исследований # 08-02-01337 и Фонда Династия. Авторы благодарны С.А. Тарасенко за полезные обсуждения.

1. R. D. R. Bhat, F. Nastos, A. Najmaie et. al. Phys. Rev. Lett. **94**, 96603 (2005).
2. S. A. Tarasenko and E. L. Ivchenko. Письма в ЖЭТФ **81**, 292 (2005).
3. H. Zhao, X. Pan, A. L. Smirl et al., Phys. Rev. B **72**, 201302 (2005).
4. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).