

Влияние электрического поля на спин-зависимое резонансное туннелирование

© П.С. Алексеев*+, В.М. Чистяков+, И.Н. Ясиевич*†

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

† Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 15 мая 2006 г. Принята к печати 19 мая 2006 г.)

Построена теория спин-зависимого резонансного туннелирования электронов через двухбарьерную гетероструктуру в присутствии электрического поля. Спин-орбитальное расщепление учитывается введением в эффективный гамильтониан слагаемого Дрессельхауза. Проанализирована возможность создания спинового детектора и инжектора на основе немагнитной полупроводниковой GaAlSb-гетероструктуры, управляемой электрическим полем.

PACS: 73.40.Gk, 73.43.Jn, 85.30.Mn, 85.75.Mm

1. Введение

В связи с ростом интереса к спинтронике большое внимание привлекает к себе проблема транспорта спин-поляризованных носителей в немагнитных полупроводниках с целью создания спиновых детекторов и инжекторов. Впервые на возможность создания спинового фильтра на основе туннелирования через несимметричный барьер в немагнитных полупроводниках указали Воскобойников и Ли [1,2]. Влияние спина на движение электронов они учитывали введением в эффективный гамильтониан так называемого слагаемого Рашбы [3]. Возможность получать поляризацию носителей в гетероструктуре, где асимметрия создается за счет легирования, была проанализирована в работе [4]. Теоретическая модель спинового инжектора на основе симметричного барьера, где спин-орбитальное взаимодействие обусловлено дрессельхаузовским взаимодействием, была построена в [5].

С другой стороны, существует задача создания электрического анализатора степени поляризации носителей. Новое явление в спиновом транспорте, так называемый спин-гальванический эффект, состоящий в генерации тока в плоскости интерфейса на одном контакте гетероструктуры под действием спиновой поляризации носителей на другом контакте, было обнаружено экспериментально [6], а затем теоретически исследовано в [7]. В [8] было показано, что гораздо более эффективным методом создания и детектирования спиновой поляризации электронов может оказаться резонансное туннелирование через двухбарьерную структуру.

В настоящей работе мы рассматриваем эффекты, возникающие при туннелировании спин-поляризованных электронов через двухбарьерные немагнитные гетероструктуры из полупроводников с решеткой цинковой обманки при наличии электрического поля вдоль нормали к интерфейсам. Электрическое поле позволяет эффективно регулировать прозрачность гетероструктуры для электронов с заданными значениями энергии и

спина. Это приводит к возможности, с одной стороны, определять степень поляризации электронов в одном из контактов, а с другой — создавать эту поляризацию. В работе детально изучается теоретическая модель спинового детектора на основе GaAlSb-гетероструктуры.

2. Расчет туннельной прозрачности гетероструктуры

Рассмотрим туннелирование электронов через гетероструктуру (рис. 1). Мы будем для определенности проводить рассмотрение на примере структуры, выращенной на основе AlGaSb-растворов. Структура предполагается выращенной так, что нормаль к интерфейсам направлена вдоль одной из главных кристаллографических осей. Растворы $Al_{1-x}Ga_xSb$ обладают решеткой типа цинковой обманки, т.е. решеткой с симметрией T_d , не имеющей центра инверсии, и, следовательно, допускают в гамильтониане кубические слагаемые. Направим оси x , y и z вдоль кристаллографических осей [100], [010] и [001]. В качестве подложки и кэп-слоя (cap-layer), играющего роль эмиттера, выбран раствор $Al_{0.15}Ga_{0.85}Sb$ с концентрацией электронов $n = 1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При этом заселена только Γ -долина. Барьеры выращены из раствора $Al_{0.3}Ga_{0.7}Sb$; яма представляет собой чистый GaSb. Если выбрать ширину барьера $b = 6.0 \text{ нм}$, а ширину ямы $a = 2.6 \text{ нм}$, то резонансный уровень в такой структуре лежит около дна зоны проводимости эмиттера. Это позволяет легко регулировать прозрачность гетероструктуры приложенным внешним электрическим полем.

Пусть \mathbf{k}_{\parallel} — волновой вектор движения электронов в плоскости, а k_z — волновой вектор движения электронов вдоль оси z , вдоль которой и будет происходить туннелирование. В отсутствие поля движение электрона может быть описано гамильтонианом:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} + V(z) + \hat{H}_D. \quad (1)$$

Здесь m^* — эффективная масса электрона, которая считается одинаковой для всей гетероструктуры, $V(z)$ —

† E-mail: Irina.Yassievich@mail.ioffe.ru

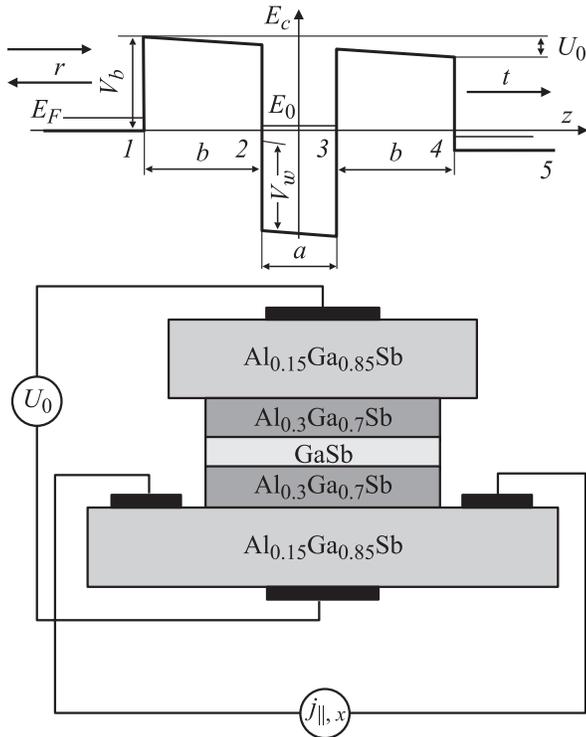


Рис. 1. Схема и зонная диаграмма исследуемой гетероструктуры. На подложке из раствора $Al_xGa_{1-x}Sb$ выращиваются слои ямы и барьеров толщинами порядка десятков ангстрем. Подложка служит коллектором, кэп-слой — эмиттером. Между коллектором и эмиттером прикладывается напряжение U_0 . К подложке также подведены контакты, позволяющие измерять поверхностный ток $j_{\parallel,x}$.

потенциал гетероструктуры (энергия электрона отсчитывается от дна зоны проводимости в эмиттере), его величина в барьере — $V_b = 230$ мэВ, в яме — $V_w = 200$ мэВ.

В кристаллах без центра инверсии со структурой цинковой обманки спин-орбитальное взаимодействие электрона с полем решетки приводит к появлению кубического по волновому вектору слагаемого Дрессельхауза \hat{H}_D [9]:

$$\hat{H}_D(\mathbf{k}) = \gamma \left\{ \hat{\sigma}_x k_x [k_y^2 - k_z^2] + \hat{\sigma}_y k_y [k_z^2 - k_x^2] + \hat{\sigma}_z k_z [k_x^2 - k_y^2] \right\}, \quad (2)$$

где γ — параметр материала (константа Дрессельхауза). Для $Al_{0,3}Ga_{0,7}Sb$ она составляет 76 мэВ·нм⁻¹ [8], для GaSb — 187 мэВ·нм⁻¹ [5]. Мы будем изучать туннелирование электронов с кинетическими энергиями (в эмиттере и коллекторе), существенно меньшими глубины ямы и высоты барьера, что позволяет оставить в гамильтониане только линейные по волновым векторам k_x, k_y члены и записать слагаемое Дрессельхауза в (1) в виде:

$$\hat{H}_D = \gamma (\hat{\sigma}_x k_x - \hat{\sigma}_y k_y) \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (3)$$

Пусть к гетероструктуре приложено электрическое поле. Будем считать его достаточно малым, так что вызванное им искажение гетероструктуры много меньше высоты барьеров и глубины ямы. Это позволяет рассматривать его как малое возмущение и пренебречь эффектом Рашбы [10,11], как будет показано далее. Итак, гамильтониан, определяющий туннелирование, может быть записан в виде:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} + V(z) + \hat{H}_D + e\mathcal{E}z, \quad (4)$$

где \mathcal{E} — электрическое поле, которое определяется внешним напряжением U_0 , приложенным к гетероструктуре. (Соответствующая зонная диаграмма приведена на рис. 1).

Проведем оценку, показывающую, что в данной задаче слагаемое Дрессельхауза превалирует над слагаемым Рашбы. Для этого сравним величины спин-орбитального расщепления резонансного уровня энергии вблизи дна зоны проводимости. Для эффекта Дрессельхауза расщепление так же, как и для эффекта Рашбы, является линейным по волновому вектору движения электрона в плоскости xu : $\Delta E_{\pm} = \pm \alpha k_{\parallel}$. Коэффициент этой линейной зависимости для случая гамильтониана Дрессельхауза определяется формулой [8]:

$$\alpha_D = \frac{2\gamma m^* V_w}{\hbar^2} \left(1 + 2 \frac{\hbar}{\sqrt{2m^* V_w a}} \right)^{-1}.$$

При выбранных значениях параметров это расщепление составляет 9.7 мэВ·нм⁻¹. Для расщепления Рашбы, следуя работе [2], имеем:

$$\alpha_R = \frac{\hbar^2 P^2}{12m_0^2} e\mathcal{E} \left[\frac{1}{E_g^2} - \frac{1}{(E_g + \Delta_0)^2} \right],$$

где P — параметр Кейна, E_g — ширина запрещенной зоны в яме (GaSb), Δ_0 — спин-орбитальное расщепление валентной зоны. Получаем, что $\alpha_R < 0.5$ мэВ·нм⁻¹ в интересующем нас интервале полей $\mathcal{E} < 16$ кВ/см.

Волновую функцию электрона с волновым вектором \mathbf{k}_{\parallel} в плоскости интерфейсов, следуя [7], будем искать в виде:

$$\psi_{\pm} = \chi_{\pm} u_{\pm}(z) e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}}. \quad (5)$$

Спиноры χ_{\pm} выбираются так, чтобы они диагонализировали гамильтониан Дрессельхауза (3):

$$\chi_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \mp e^{-i\varphi} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где φ — полярный угол в плоскости волновых векторов \mathbf{k}_{\parallel} , описывающих движение в плоскости интерфейса.

Относящиеся к полученным спиновым состояниям (6) величины будем обозначать индексами \pm . Значения спина электрона в полученных спиновых состояниях оказываются равными:

$$\mathbf{s}_{\pm} = \frac{1}{2} (\mp \cos \varphi, \pm \sin \varphi, 0). \quad (7)$$

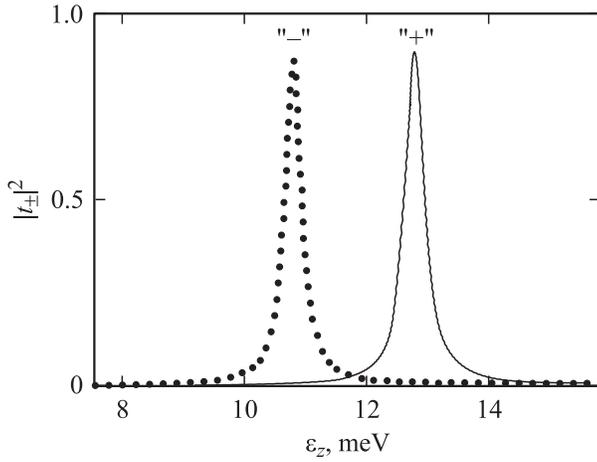


Рис. 2. Коэффициент прохождения электронов в состояниях „+“ и „−“ как функция их кинетической энергии вдоль z -оси. Электрическое поле в гетероструктуре $\mathcal{E} = 16$ кВ/см соответствует напряжению $U_0 = 24$ мВ.

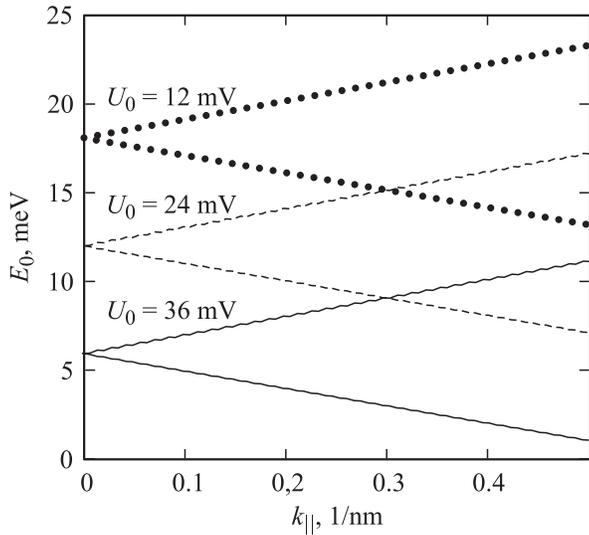


Рис. 3. Расщепление резонансного уровня в яме в зависимости от волнового вектора движения электрона в интерфейсах при различных приложенных напряжениях. Возрастающие ветви соответствуют „+“ состояниям, нисходящие „−“ состояниям.

Отметим, что направление спина в этой задаче есть зеркальное отражение направления волнового вектора в плоскости xz или yz в зависимости от знака спинового состояния. После подстановки волновой функции (5) в уравнение Шредингера мы получим уравнение для составляющих волновой функции $u_{\pm}(z)$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{i,\pm}} \frac{d^2 u_{\pm}}{dz^2} + V(z)u_{\pm} + e\mathcal{E}z u_{\pm} = \varepsilon_{z,\pm} u_{\pm}. \quad (8)$$

Здесь введена величина $m_{i,\pm}$, означающая зависящую от волнового вектора эффективную массу в слое i , равную

соответственно

$$m_{i,\pm} = \frac{m^*}{1 \pm \frac{2\gamma_i m^* k_{\parallel}}{\hbar^2}}, \quad (9)$$

где γ_i — константа Дрессельхауза, своя в каждом слое.

Далее необходимо решать уравнение (8) с условиями непрерывности волновой функции и потоков на интерфейсах. Его решения в каждом слое i с потенциалом V_i выражаются через функции Эйри:

$$u_{i,\pm}(z) = c_{A,i,\pm} Ai(\xi) + c_{B,i,\pm} Bi(\xi),$$

$$\xi = (2m_{i,\pm} e\mathcal{E}\hbar)^{-2/3} 2m_{i,\pm} (-\varepsilon_z + V_i - e\mathcal{E}z). \quad (10)$$

Однако, численные вычисления, использующие волновые функции в форме (10), оказались весьма трудоемкими. Был предложен метод упрощенного решения этой задачи. Реальный потенциал в присутствии электрического поля заменяется ступенчатым, так что значение его в каждом слое равно потенциальной энергии электрона в середине слоя. В *Приложении I* обсуждается возможность такой замены на примере задачи с одиночным барьером.

Были численно найдены коэффициенты прохождения и отражения электронов, налетающих слева на гетероструктуру. Расчеты проводились методом так называемых трансфер-матриц (матриц распространения). Для ступенчатого потенциала тем же способом была получена аналитическая формула амплитуды прошедшей волны t_{\pm} (см. *Приложение II*). На рис. 2 представлена зависимость прозрачностей $|t_{\pm}|^2$ от кинетической энергии движения электронов вдоль оси z . Видно, что эта зависимость имеет резонансный характер. Положение резонанса определяется уровнем размерного квантования электрона в центральной яме при бесконечно широких барьерах. Приложение электрического поля смещает резонансный уровень вплоть до его полного исчезновения. На резонансном уровне электрон живет некоторое время в процессе туннелирования, и его ширина определяет прозрачность структуры при энергии электрона, близкой к энергии этого состояния.

Величина энергии резонанса расщепляется для двух спиновых состояний χ_{\pm} в зависимости от величины волнового вектора k_{\parallel} движения электронов в плоскости xu . На рис. 3 представлены вычисленные значения энергии резонансных уровней для „+“ и „−“ спиновых состояний как функции волнового вектора в плоскости интерфейсов при различных значениях приложенного напряжения.

3. Токи спин-поляризованных носителей при туннелировании

Рассмотрим два объема полупроводника, разделенные двухбарьерной структурой (рис. 1). Электроны из каждого объема с волновым вектором, направленным в сторону границы, могут туннелировать в противоположный.

Будем предполагать, что рассеяние электронов в процессе туннелирования не происходит. Пусть электроны в левом контакте слабо поляризованы, так что их матрица плотности в линейном по поляризации приближении имеет вид:

$$\hat{\rho} = f_0 \hat{I} - \frac{2p_s}{\langle 1/\epsilon \rangle} \frac{df_0}{d\epsilon} (\mathbf{n}_s \cdot \hat{\sigma}), \quad (11)$$

где p_s — степень поляризации носителей, f_0 — равновесная функция распределения, \mathbf{n}_s — единичный вектор, направленный вдоль среднего спина носителей, $\langle 1/\epsilon \rangle$ — средняя обратная кинетическая энергия носителей. Туннелирование электрона в произвольном спиновом состоянии описывается путем разложения его спинора по базисным (6). Используя развитую в [8] технику матрицы туннельной прозрачности T , запишем выражение для туннельного тока. Интересно отметить, что в данной задаче, в отличие от ряда предыдущих работ (например, [4,12]), *a priori* нельзя выделить компоненту туннельного тока, соответствующую одному и другому спиновому состоянию.

Туннельный ток состоит из двух слагаемых, описывающих электроны, летящие из левого объема в правый и из правого в левый [13]:

$$j_z = - \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}, k_z > 0} \frac{ev_{z,l}}{V_l} \text{tr}(T\rho_l T^\dagger) - \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}, k_z < 0} \frac{ev_{z,r}}{V_r} \text{tr}(T\rho_r T^\dagger). \quad (12)$$

Здесь величины, относящиеся к правому и левому контакту, обозначаются индексами r и l соответственно. Матрица туннельной прозрачности определяет соотношение между волновыми функциями с двух сторон структуры:

$$\psi(z = -b - a/2) = T\psi(z = b + a/2).$$

Для нее в [8] была получена формула:

$$T = t_+ \chi_+ \chi_+^\dagger + t_- \chi_- \chi_-^\dagger. \quad (13)$$

При вычислении матричных элементов скорости в гамильтониане (4) пренебрегаем слагаемым Дрессельхауза. Туннельный ток определяется выражением:

$$j_z = \frac{em^* \epsilon_0^2}{4\pi^2 \hbar^3} \eta(t_\pm), \quad (14)$$

где $\epsilon_0 = \hbar^2/(m_0 a_0^2)$, $a_0 = 1$ нм — характерная длина этой задачи, $\eta(t_\pm)$ — безразмерная величина порядка единицы, зависящая от прозрачности структуры, которая находится в результате расчета.

На рис. 4 приведены результаты вычисления вольт-амперной характеристики структуры для температуры 9 К и концентрации электронов в зоне проводимости $n = 1.8 \cdot 10^{18}$ см⁻³, что соответствует энергии Ферми 10 мэВ. Расхождение кривых, вычисленных с учетом спин-орбитального взаимодействия и в пренебрежении им, незначительно.

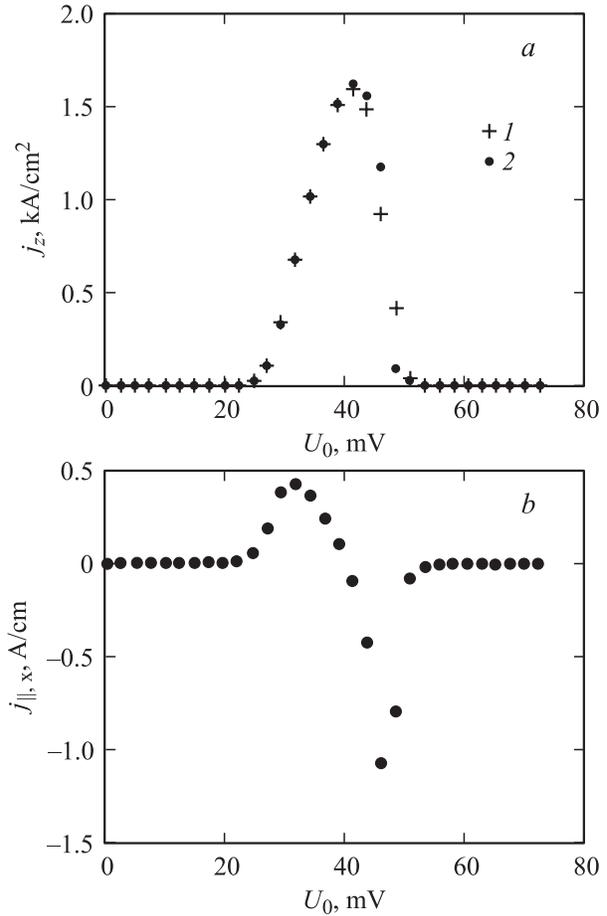


Рис. 4. *a* — туннельный ток и *b* — составляющая $j_{\parallel,x}$ тока в плоскости интерфейса как функции приложенного между контактами напряжения. Расчеты проведены для температуры 9 К и плотности электронов $1.8 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (соответствующая энергия Ферми — 10 мэВ), степень поляризации $p_s = 0.1$, $n_{s,x} = 1$, $n_{s,y} = 0$. *a*: 1 соответствуют расчету с учетом спин-орбитального взаимодействия, а 2 — в пренебрежении им.

Из уравнений (11) и (12) легко получить выражение для поправки к туннельному току в линейном по поляризации приближении:

$$\Delta j_z = - \frac{em^* \epsilon_0^2}{4\pi^2 \hbar^3} \frac{2p_s}{\langle 1/\epsilon \rangle} \epsilon_0 \times \int_0^\infty d\tilde{\epsilon}_z \int_0^\infty d\tilde{\epsilon}_\parallel \frac{df_0}{d\tilde{\epsilon}} \left(|t_+|^2 \overline{(\mathbf{n}_s \cdot \mathbf{s}_+)} + |t_-|^2 \overline{(\mathbf{n}_s \cdot \mathbf{s}_-)} \right), \quad (15)$$

где $\tilde{\epsilon}_z$ и $\tilde{\epsilon}_\parallel$ — кинетические энергии движения электронов вдоль оси z и в плоскости интерфейсов в единицах ϵ_0 . Скалярные произведения $(\mathbf{n}_s \cdot \mathbf{s}_+)$, $(\mathbf{n}_s \cdot \mathbf{s}_-)$ усреднены по азимутальному углу волнового вектора (углу φ), который определяет направления спинов \mathbf{s}_\pm электронов согласно уравнению (7). Это усреднение приводит к обращению в нуль поправки Δj_z .

В рассматриваемой гетероструктуре существуют эффекты, которые определяются исключительно спин-ор-

битальным взаимодействием. Первым таким эффектом является возникновение поверхностного тока в правом интерфейсе — так называемый туннельный спин-гальванический эффект (см. [6,7]). При туннелировании из-за различия в прозрачностях для спиновых состояний возникает средняя ненулевая скорость в плоскости интерфейса, т.е. электрический ток. Для вычисления плотности этого тока используется та же матрица плотности (11):

$$\mathbf{j}_{\parallel} = - \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}, k_z > 0} \frac{e\tau_p v_z \mathbf{v}_{\parallel}}{V_l} \text{tr}(T\rho_l T^{\dagger}), \quad (16)$$

где τ_p — время релаксации. Подставляя матрицу плотности в форму (11) в (16), мы получаем, что вклад от ее главного слагаемого с равновесной фермиевской функцией исчезает и остается только член, линейный по поляризации p_s :

$$j_{\parallel,x} = -j_{\parallel} n_{s,x}, \quad j_{\parallel,y} = j_{\parallel} n_{s,y},$$

$$j_{\parallel} = - \frac{e\tau_p p_s}{\langle 1/\varepsilon \rangle V_l} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}, k_z > 0} \frac{df_0}{d\varepsilon} (|t_+|^2 - |t_-|^2) v_z v_{\parallel}. \quad (17)$$

На рис. 4 приведены рассчитанные для рассматриваемой гетероструктуры туннельный и поверхностный токи для одинакового диапазона приложенных напряжений (степень поляризации равна $p_s = 0.1$, $n_{s,x} = 1$, $n_{s,y} = 0$).

На кривых, приведенных на рис. 4, можно выделить следующие участки.

1) Ток отсутствует, резонансный уровень лежит выше уровня Ферми, $E_F < E_0$.

2) Резонансный уровень E_0 опускается ниже уровня Ферми, туннельный ток j_z растет и достигает максимума при 39 мВ. При этом первым заходит ниже уровня Ферми резонансный уровень для состояний „–“. В силу этого возникает поверхностный ток, направленный по оси x . При заходе ниже уровня Ферми резонансного уровня для состояния „+“ поверхностный ток уменьшается и обращается в нуль при напряжении, близком к тому, при котором ток j_z максимален.

3) Участок, на котором происходит исчезновение резонансных уровней — сначала „–“, а потом „+“, что сопровождается уменьшением туннельного тока j_z и появлением пика поверхностного тока в противоположном направлении.

Полученная зависимость поверхностного тока от приложенного напряжения открывает возможность создания регулируемого спинового детектора. Приложением поля можно эффективно управлять прозрачностью структуры, следовательно, и чувствительностью детектора.

В приближении полного вырождения электронного газа и толстых барьеров прозрачность структуры и производная функции распределения могут быть аппроксимированы δ -функциями. Тогда для прозрачности барьера имеем:

$$|t_{\pm}|^2 = \pi \Gamma^{\pm}(\varepsilon_{\parallel}) \delta(\varepsilon_z - E_0^{\pm}(\varepsilon_{\parallel})).$$

Интегралы в (17) легко берутся, и для поверхностного тока получаем аналитическое выражение

$$j_{\parallel} = \frac{e\tau_p p_s \sqrt{2m^*}}{\langle 1/\varepsilon \rangle 4\pi^2 \hbar^3} \pi \left(\frac{(\varepsilon_{\parallel}^+)^{1/2} \Gamma^+(\varepsilon_{\parallel}^+)}{1 + \frac{dE_0^+(\varepsilon_{\parallel}^+)}{d\varepsilon_{\parallel}^+}} - \frac{(\varepsilon_{\parallel}^-)^{1/2} \Gamma^-(\varepsilon_{\parallel}^-)}{1 + \frac{dE_0^-(\varepsilon_{\parallel}^-)}{d\varepsilon_{\parallel}^-}} \right). \quad (18)$$

Здесь $\varepsilon_{\parallel}^{\pm}$ — корень уравнения:

$$E_F = \varepsilon_{\parallel} + E_0^{\pm}(\varepsilon_{\parallel}),$$

где ε_{\parallel} — кинетическая энергия движения электронов в плоскости, $E_0^{\pm}(\varepsilon_{\parallel})$ — резонансный уровень. Легко видеть, что в зависимости от поля преобладает одно или другое слагаемое в скобках, что и определяет поведение тока.

В спиновом детекторе, построенном в соответствии со схемой на рис. 1, будет измеряться проекция поверхностного тока \mathbf{j}_{\parallel} на направление между контактами. В частности, если контакты расположить на осях x или y , то измеряться будут величины проекций из (17). Они же в свою очередь определяют и направление поляризации носителей \mathbf{n}_s , тем самым становится возможным определять не только степень спиновой поляризации носителей, но и ее направление.

4. Спиновая ориентация носителей

Был также исследован второй эффект в рамках этой задачи, обратный рассмотренному — возникновение спиновой поляризации носителей при приложении дополнительного электрического поля в плоскости. В равновесии распределение электронов по скоростям в плоскости интерфейса аксиально-симметрично, следовательно, средний спин протуннелировавших носителей

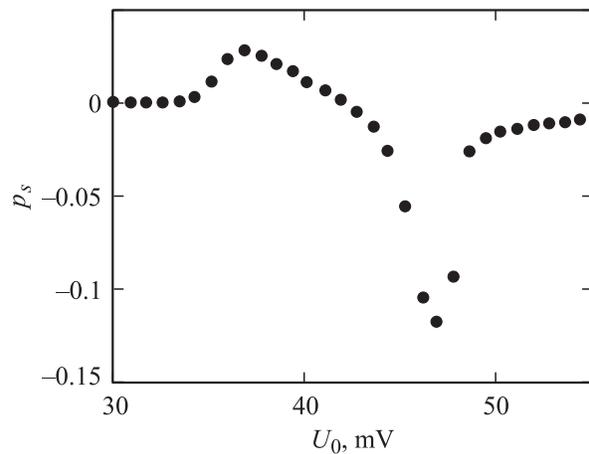


Рис. 5. Степень поляризации протуннелировавших электронов как функция приложенного между контактами напряжения. Расчеты проведены для температуры газа 9 К, плотности электронов $1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (соответствующая энергия Ферми — 10 мэВ), дрейфовой скорости $v_d = 2.5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, время релаксации принято равным 1 пс.

равен нулю. При приложении электрического поля в плоскости интерфейса у функции распределения появляется анизотропная добавка, и теперь преобладают электроны с некоторым направлением волнового вектора, определяемым внешним полем. В результате среди протуннелировавших электронов также будет преобладать определенное направление волнового вектора движения в плоскости, а следовательно, и спина, так что средний спин протуннелировавших носителей будет ненулевой. Наведенная поляризация вычислялась методами, изложенными в [8], с использованием выражения для прозрачности (П. II, 1).

На рис. 5 приведена зависимость степени поляризации от напряжения, приложенного между коллектором и эмиттером, в предположении, что в плоскости интерфейса приложено поле $\mathcal{E}_{\parallel} = 7.5$ В/см, соответствующее дрейфовой скорости $v_d = 2.5 \cdot 10^6$ см/с. Как видно, при изменении приложенного напряжения поляризация меняет знак при напряжении, близком к тому, при котором максимален туннельный ток. Таким образом, открывается возможность создания спинового инжектора, регулируемого приложенным напряжением.

5. Заключение

Мы исследовали влияние внешнего электрического поля на резонансное спин-зависимое туннелирование через двухбарьерную гетероструктуру. Расчеты выполнены для случая гетероструктуры $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{Sb}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{Sb}/\text{GaSb}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{Sb}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{Sb}$, и продемонстрировано, что на основе этой структуры могут быть реализованы как спиновой детектор, так и спиновой инжектор, управляемые приложенным внешним напряжением.

Авторы выражают благодарность С.А. Тарасенко, С.Д. Ганичеву и В.В. Белькову за обсуждение в процессе работы над статьей.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ и программы РАН. П.С. Алексеев благодарит фонд Династия (ICFPM).

Приложение I

Асимптотика амплитуд прохождения и отражения волны, падающей на наклонный барьер

Покажем, что в первом приближении по электрическому полю коэффициенты прохождения и отражения могут быть вычислены заменой реального потенциала ступенчатым. Вычисления оказываются удобным произвести методом трансфер-матриц.

Рассмотрим туннелирование в электрическом поле через одиночный барьер высоты V и ширины b . Волновая функция внутри барьера записывается в виде линейной комбинации функций F_1 и F_2 . Для „плавного“, реального,

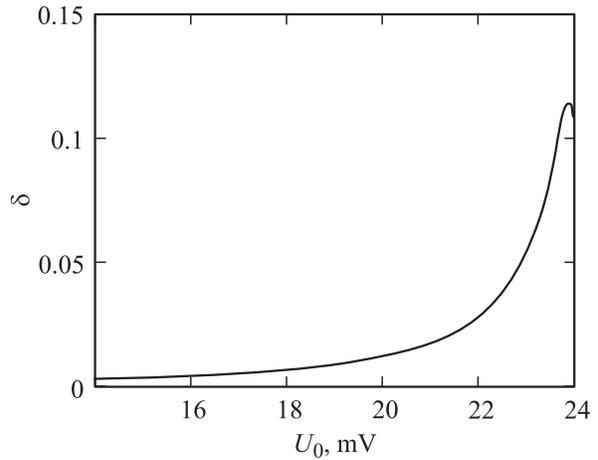


Рис. 6. Относительная погрешность δ вычисления коэффициента прохождения методом замены реального потенциала ступенчатым как функция приложенного напряжения.

потенциала базисные функции имеют вид:

$$F_1^{pl}(z) = Ai(\xi),$$

$$F_2^{pl}(z) = Bi(\xi),$$

$$\xi = (2m\hbar\mathcal{E})^{-2/3}2m(-\varepsilon_z + V - e\mathcal{E}z), \quad (\text{П. I, 1})$$

а для ступенчатого:

$$F_1^{st}(z) = e^{k_2z},$$

$$F_2^{st}(z) = e^{-k_2z}, \quad (\text{П. I, 2})$$

где $k_2 = \sqrt{2m(V - \varepsilon_z - e\mathcal{E}b/2)}/\hbar$. Для коэффициентов прохождения t и отражения r получаем систему (индексы „+“ и „-“ у всех величин опущены):

$$\begin{pmatrix} 1+r \\ k_1(1-r) \end{pmatrix} = t\hat{A} \begin{pmatrix} 1 \\ k_3 \end{pmatrix}, \quad \hat{A} = w(0)w(b)^{-1},$$

$$w(z) = \begin{pmatrix} F_1(z) & F_2(z) \\ F_1'(z) & F_2'(z) \end{pmatrix}. \quad (\text{П. I, 3})$$

Здесь w — матрица Вронского системы $\{F_1, F_2\}$; ik_1 и ik_3 — волновые векторы падающего и протуннелировавшего электронов. Подставляя во вронскиан (П. I, 3) базисные функции в виде (П. I, 1) или (П. I, 2), получаем две системы для прозрачностей t_{pl} (плавного барьера) и t_{st} (ступенчатого барьера). Было показано, что коэффициенты этих систем отличаются по величине не больше 2-го порядка малости по полю \mathcal{E} . Это приводит к тому, что коэффициенты прохождения t и отражения r совпадают с той же степенью точности.

Для демонстрации погрешности используемого приближения на рис. 6 приведена численно рассчитанная относительная погрешность $\delta = (|t_{st}^+|^2 - |t_{pl}^+|^2)/|t_{st}^+|^2$. Видно, что она составляет не более 11% в интересующем нас диапазоне напряжений.

Приложение II

Формула прозрачности исследуемой гетероструктуры

Приведем полученную методом, описанным в Приложении I, точную в приближении ступенчатого потенциала формулу для прозрачности рассматриваемой гетероструктуры (см. рис. 1):

$$t(\varepsilon_{\parallel}, \varepsilon_z) = \frac{8\sqrt{\varepsilon_2\varepsilon_4}}{p \operatorname{ch}(k_3a) + q \operatorname{sh}(k_3a)}, \quad (\text{П. II, 1})$$

где

$$\varepsilon_i = \exp(-2k_i b),$$

$$k_i = \sqrt{-2 \cdot m_i / \hbar^2 (\varepsilon_z - V_i)},$$

$$p = A + \varepsilon_2 A_2 + \varepsilon_4 A_4 + \varepsilon_2 \varepsilon_4 A_{2,4},$$

$$q = B + \varepsilon_2 B_2 + \varepsilon_4 B_4 + \varepsilon_2 \varepsilon_4 B_{2,4},$$

где $m_i = m_i(k_{\parallel})$ — см. (9), V_i — значения функции $V(z)$ в слое с номером i ,

$$A = (1 - K_{5,4})(1 - K_{2,1})(1 + K_{3,2}K_{4,3}),$$

$$A_2 = (1 - K_{5,4})(1 + K_{2,1})(1 - K_{3,2}K_{4,3}),$$

$$A_4 = (1 + K_{5,4})(1 - K_{2,1})(1 - K_{3,2}K_{4,3}),$$

$$A_{2,4} = (1 + K_{5,4})(1 + K_{2,1})(1 + K_{3,2}K_{4,3});$$

$$B = (1 - K_{5,4})(1 - K_{2,1})(K_{3,2} + K_{4,3}),$$

$$B_2 = (1 - K_{5,4})(1 + K_{2,1})(-K_{3,2} + K_{4,3}),$$

$$B_4 = (1 + K_{5,4})(1 - K_{2,1})(K_{3,2} - K_{4,3}),$$

$$B_{2,4} = (1 + K_{5,4})(1 + K_{2,1})(K_{3,2} + K_{4,3}),$$

$$K_{ij} = \frac{k_i/m_i}{k_j/m_j}.$$

Индексы у всех величин соответствуют номеру слоя структуры (рис. 1). Здесь приведен результат вычисления коэффициента прохождения одновременно для „+“ и „-“ состояний — величины t_+ и t_- получаются из (П. II, 1) подстановкой в качестве m_i соответственно $m_{i,+}$ или $m_{i,-}$.

Видно, что формула (П. II, 1) имеет резонансный характер. Действительно, если величина $\operatorname{ch}(k_3a)A + \operatorname{sh}(k_3a)B$ много больше ε_2 или ε_4 , то величина t практически обращается в 0. Если же эта величина обращается в 0:

$$\operatorname{ch}(k_3a)A + \operatorname{sh}(k_3a)B = 0, \quad (\text{П. II, 2})$$

то должен наблюдаться резонанс. Заметим также, что в отличие от рассмотренного в [8] случая симметричной гетероструктуры различными являются величины ε_2 и ε_4 и значение коэффициента прохождения в резонансе не достигает единицы, что видно как из рис. 2, так и из формулы (П. II, 1).

Список литературы

- [1] A. Voskoboynikov, S.S. Liu, C.P. Lee. Phys. Rev. B, **58**, 15 397 (1998).
- [2] A. Voskoboynikov, S.S. Liu, C.P. Lee. Phys. Rev. B, **59**, 12 514 (1999).
- [3] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. Письма ЖЭТФ, **39**(2), 66 (1984).
- [4] T. Koga, J. Nitta, Y. Takayanagi, S. Datta. Phys. Rev. Lett., **88**, 126601 (2002).
- [5] V.I. Perel', S.A. Tarasenko, I.N. Yassievich, S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, W. Prettl. Phys. Rev. B, **67**, 201 304 (2003).
- [6] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, W. Prettl. Nature, **417**, 153 (2002).
- [7] V.I. Perel', S.A. Tarasenko, I.N. Yassievich. Phys. Rev. Lett., **93**, 056601 (2004).
- [8] M.M. Glazov, P.S. Alekseev, M.A. Odnobludov, V.M. Chistyakov, S.A. Tarasenko, I.N. Yassievich. Phys. Rev. B, **71**, 155 313 (2005).
- [9] G. Dresselhaus. Phys. Rev., **100**, 580 (1955).
- [10] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena* (Springer, Berlin, 1995) [2nd ed., 1997].
- [11] Э.И. Рашба. ФТТ, **2**(2), 1224 (1960).
- [12] E.A. Andrada de Silva, G.C. Rocca, F. Bassani. Phys. Rev. B, **55**, 16 293 (1996).
- [13] Э. Бурштейн, С. Лундквист. *Туннельные явления в твердых телах* (М., Мир, 1974).

Редактор Л.В. Беляков

An electric field effect at spin-dependent resonant tunneling

P.S. Alekseev^{*,+}, V.M. Chistyakov⁺, I.N. Yassievich^{*}

^{*} Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,

194021 St. Petersburg, Russia

⁺ St. Petersburg State Polytechnical University,

195251 St. Petersburg, Russia

Abstract A theory of a resonant spin-dependent tunneling through the double-barrier heterostructure in presence of the electric field has been build. Spin-orbit interaction is taken into account by means of the Dresselhaus term. Opportunity of creating spin detector and injector based on a nonmagnetic semiconductor GaAlSb-heterostructure controlled by the electric field has been analyzed.