Письма в ЖТФ, 1997, том 23, № 4 *26 февраля*

01;06.2;06.3

Спиновое расщепление при продольном транспорте носителей заряда в квантовых структурах

© *А.С. Тагер*

Государственное научно-производственное предприятие "Исток", Фрязино

Поступило в Редакцию 9 декабря 1996 г.

В работе рассматривается роль спиновых эффектов в электронных волноводах. Показано, что нечетное по волновому вектору спиновое расщепление в нецентросимметричных структурах приводит к зависимости фазовых скоростей электронных волн от ориентации спина, что, с одной стороны, нарушает условия интерференции и ухудшает характеристики соответствующих приборов, а с другой — позволяет в принципе получить на выходе пучок электронов, полностью ориентированных по спину.

В настоящее время в литературе активно обсуждаются способы создания наноэлектронных приборов различного функционального назначения на основе продольного транспорта электронов в низкоразмерных ($2D$, $1D$) квантовых структурах (электронных волноводах). Для анализа возможных характеристик этих приборов привлекается известная аналогия между электронными и электромагнитными волнами. При этом, однако, в известных нам публикациях, в том числе публикациях, посвященных разработке методов детального численного расчета характеристик приборов [1–2], не учитывается специфика электронных волн, связанная со спином электрона. Между тем, как известно [3–4], в кристаллах без центра инверсии, к которым относятся, в частности, бинарные соединения A_3B_5, а также в асимметричных квантовых ямах имеет место "спиновое расщепление" — спиновое вырождение снимается для всех электронов с квазиимпульсом $\mathbf{k} \neq 0$. В результате моноэнергетический поток носителей заряда, движущихся, например, вдоль квантовой ямы или квантового провода с волновым вектором $\mathbf{k}(k_{\parallel}, k_{\perp})$, $k_{\parallel}^2 = k_x^2 + k_y^2$, $k_{\perp} \equiv k_z$, $Z \parallel (001)$ расщепляется на два независимых потока, каждому из которых соответствует свой закон дисперсии:

$$\varepsilon^{\pm}(K) = \frac{\hbar^2 k_{\pm}^2}{2m} \pm \gamma k_{\pm} \langle k_z^2 \rangle, \tag{1}$$

где $2\pi\hbar$ — постоянная Планка, m — эффективная масса носителя заряда,

$$k_{\pm} \equiv k_{\parallel} \equiv \left(k_x^2 + k_y^2\right)^{1/2},$$

$$\langle k_z^2 \rangle = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right| dz, \quad \psi \sim \exp(j\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{r})\psi(z)$$

— волновая функция носителя заряда в квантовой яме, γ — коэффициент, зависящий от параметров зонной структуры полупроводника.

При заданной полной энергии носителей ε из (1) находим уравнение для продольного квазиимпульса электронов с разными спинами

$$k_{\pm}^2 \pm 2\varkappa k_{\pm} - k_0^2 = 0, \tag{2}$$

откуда

$$k_{\pm} = \mp\sqrt{\varkappa^2 + k_0^2} \mp \varkappa. \tag{3}$$

Здесь

$$\varkappa = \frac{1}{2} D\gamma \langle k_z^2 \rangle, \quad D = \frac{2m}{\hbar^2}, \quad k_0^2 = D(\varepsilon - \varepsilon_{\perp}), \quad \varepsilon_{\perp} = \frac{\langle k_z^2 \rangle}{D}. \tag{3a}$$

Инжектированные в квантовую яму (квантовый провод) носители заряда с энергией ε распределяются по n подзонам, соответствующим дискретным значениям поперечной энергии $\varepsilon_{\perp n} = \frac{\langle k_{zn}^2 \rangle}{D} < \varepsilon$. Согласно (3), в каждой подзоне носителям заряда с противоположными спинами соответствуют электронные волны, распространяющиеся вдоль ямы (провода) с различными фазовыми скоростями $\nu_{\pm} = \frac{\varepsilon}{\hbar k_{\pm}}$. Поскольку механизм работы проектируемых наноэлектронных приборов с продольным транспортом (таких как направленные ответвителя электронных волн, электронные фильтры, переключатели, интерференционные транзисторы и др.) тесно связан со значениями фазовых сдвигов электронных волн вдоль отрезков электронных волноводов, эффект спинового расщепления может существенно влиять на основные характеристики приборов.

Для примера оценим проявление этого эффекта в одноканальном интерференционном транзисторе [5], основанном на интерференции электронных волн, соответствующих электронам из соседних энергетических подзон (каналов) $n = 1, 2$. Если электроны с энергией ε, инжектированные в отрезок электронного волновода длиной l распределены поровну между этими подзонами, то нормированная волновая функция на выходе волновода запишется в виде

$$\psi = \frac{1}{2}\left(e^{jk_{i+}l} + e^{jk_{1-}l} + e^{jk_{2+}l} + e^{jk_{2-}l}\right), \tag{4}$$

где $k_{n\pm}$ суть решения уравнения (2) при $\langle k_z^2 \rangle = \langle k_{zn}^2 \rangle$, $n = 1,\ 2$. Если различие продольных квазиимпульсов электронов с противоположными спинами невелико $\varepsilon^2 \ll k_0^2$, то, согласно (3), $k_\pm \simeq k_0 \pm \varkappa$ и (4) дает

$$|\psi|^2 = 1 + \cos\left[(k_{01} - k_{02})\, l\right] \cos\left[(\varkappa_1 - \varkappa_2) l\right]. \tag{5}$$

Таким образом, спиновое расщепление существенно изменяет условия интерференционного подавления тока на выходе волновода — для полного подавления необходимо выполнение не одного, а двух независимых условий $(k_{01} - k_{02})l = (2m + 1)\pi$, $(\varkappa_1 - \varkappa_2)l = 2s\pi$, либо $(k_{01} - k_{02})l = 2m\pi$, $(\varkappa_1 - \varkappa_2)l = (2s+1)\pi$, $m, s = 0, 1, 2, \ldots$. Аналогично усложняются условия трансформации электронных волн в связанных электронных волноводах [2]. В принципе, это должно приводить к ухудшению характеристик соответствующих приборов — снижению коэффициентов направленности и развязки направленных ответвителей, эффективности электронных ключей, избирательности фильтров и т.п. Однако величина спинового расщепления и, следовательно, ее вклад в характеристики приборов, может быть небольшой, она существенно зависит от свойств полупроводниковых материалов и способов реализации электронных волноводов — их кристаллографической ориентации, наличия "встроенного" электрического поля и т. п. Приведем некоторые оценки. Вклад спинового расщепления в интерференционные эффекты определяется величиной отношения:

$$\varkappa_n / k_0 = \frac{1}{2}\gamma\, \frac{D^{3/2}\varepsilon_{\perp,n}}{(\varepsilon - \varepsilon_{\perp,n})^{1/2}}\,. \tag{6}$$

Параметр γ зависит от зонной структуры материала. Согласно [4]:

$$\gamma = \frac{\alpha\hbar^3}{(2m^3\varepsilon_g)^{1/2}}, \quad \alpha \simeq M\frac{m}{m_0}\eta(1-\frac{1}{3}\eta)^{-1/2}, \quad \eta = \frac{\Delta}{\varepsilon_g+\Delta}, \tag{7}$$

где ε_g — ширина запрещенной зоны, Δ — минимальная энергия дырок в отщепленной зоне, m_0 — масса свободного электрона, M — численный коэффициент порядка единицы.

Согласно (3), (7), произведение

$$\gamma D^{3/2} = \frac{1}{2}\frac{\alpha\hbar^3}{(2\varepsilon_g)^{1/2}m^{3/2}}\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} = \alpha/\varepsilon_g^{1/2}$$

$$= M\frac{m}{m_0}\eta\left(1-\frac{1}{3}\eta\right)^{1/2}\varepsilon_g^{-1/2}, \tag{8}$$

так что

$$\varkappa_n/k_0 = \left(\frac{\varepsilon_{\perp,n}}{\varepsilon-\varepsilon_{\perp,n}}\right)^{1/2}\left(\frac{\varepsilon_{\perp,n}}{\varepsilon_g}\right)^{1/2}. \tag{9}$$

В GaAs ($\Delta = 0.34$ эВ, $m_e = 0.067m_0$, $\varepsilon_g = 1.5$ эВ) $\eta \simeq 0.18$, так что для электронов

$$\alpha_e \simeq 10^{-2}M, \tag{10}$$

а для тяжелых дырок ($m_h \simeq 0.5\,m_0$).

$$\alpha_h \simeq 7.5\cdot 10^{-2}M. \tag{11}$$

В InSb ($\varepsilon_g = 0.234$ эВ, $m_e \simeq 0.013\,m_0$, $\Delta = 0.81$ эВ) $\eta\left(1-\frac{1}{3}\eta\right) \simeq 1$,

$$\alpha_e \simeq 1.3\cdot 10^{-2}. \tag{12}$$

Поскольку энергия носителей заряда не превышает ε_g, а разность $\varepsilon-\varepsilon_\perp$ не может быть сделана существенно меньшей $\varepsilon_\perp$, множитель

$$[\varepsilon_{\perp_n}/(\varepsilon-\varepsilon_{\perp_n})]^{1/2}(\varepsilon_{\perp_n}/\varepsilon_g)^{1/2} \lesssim 1.$$

Поэтому для электронов в GaAs и InSb

$$(\varkappa/k_0)_e \lesssim 10^{-2}M,$$

а для дырок в GaAs

$$(\varkappa/k_0)_h \lesssim 0.1M.$$

Для сравнения оценим теперь $\varkappa/k_0$ по данным статей [3,6]. В [3] спиновое расщепление записано в виде

$$\frac{1}{2}\Delta\varepsilon = \beta k_{\|}. \quad (13)$$

В обозначениях (1)–(3)

$$\frac{1}{2}\Delta\varepsilon = \gamma k\langle k_z^2\rangle = 2\varkappa/Dk_0.$$

Следовательно,

$$\varkappa = \frac{1}{2}\beta D. \quad (14)$$

Для двумерного газа с концентрацией η_S, на уровне Ферми

$$\left(k_{\|}\right)_F \equiv k_{OF} = (2\pi n_S)^{1/2}. \quad (15)$$

При $n_s = 5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, $k_{OF} = 1.77 \cdot 10^6$ см$^{-1}$. Согласно [6], в GaAs для электронов

$$\beta = 2.5 \cdot 10^{-10}\,\text{эВ} \cdot \text{см} \equiv 4 \cdot 10^{-31}\text{Дж} \cdot \text{м},$$

$$\varkappa = \frac{1}{2}\beta D_e = \frac{m_e}{\hbar^2}\beta = 2.7 \cdot 10^4\text{см}^{-1}, \quad (16)$$

$$\frac{\varkappa_e}{k_{OF}} \simeq 1.5 \cdot 10^{-2}. \quad (17)$$

Для дырок с $m_h = 0.5m_0$, $\beta \simeq 10^{-30}$ Дж · м,

$$\varkappa_h = \frac{1}{2}\beta D_h = 5 \cdot 10^5\,\text{см}^{-1}, \quad (18)$$

$$\varkappa_h/k_0 \simeq 0.28. \quad (19)$$

Для электронов в InSb ($m_e = 0.013\,m_0$) [6]

$$\Delta\varepsilon = 1.61\,\text{мэВ}.$$

Следовательно,

$$\beta = \frac{1}{2}\frac{\Delta\varepsilon}{(k_0)_F} = 7.2 \cdot 10^{-31}\text{Дж} \cdot \text{м},$$

$$\varkappa_e = \frac{1}{2}\beta D_e \simeq 9.4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}. \qquad (20)$$

$$\varkappa_e/k_0 \simeq 0.53 \cdot 10^{-2}. \qquad (21)$$

Сравнение формул (9)–(12) с формулами (17), (19) и (21) показывает, что оба подхода приводят для электронов в GaAs и InSb к близким по порядку величины значениям отношения $(\varepsilon/k_0)_e \simeq 10^{-2}$. При таких малых значениях $\varkappa/k_0$ влияние спинового расщепления на интерференцию электронов на расстояниях порядка нескольких длин волн не существенно. При этом, однако, следует помнить, что если размеры прибора (длина волновода) достаточно велики, то в отсутствие рассеяния условие $(\varkappa_1 - \varkappa_2)l \sim 2\pi$, в принципе, всегда может быть достигнуто и тогда спиновое расщепление станет заметным. В частности, в GaAs такие эффекты могут стать наблюдаемыми при температуре 77 K и длинах волновода порядка 1 мкм.

Для тяжелых дырок в GaAs спиновое расщепление оказывается заметно большим, особенно по данным [6]. Если справедлива оценка (19), то попытка выделить ориентированный по спину поток тяжелых дырок в гетероструктурах GaAs/AlGaAs имеет смысл. Вследствие интерференции инжектированных в волновод электронов с одинаково ориентированными спинами $(S = \pm 1/2)$ из соседних подзон, интенсивности соответствующих электронных волн в конце волновода $(x = l)$ составляют

$$\left|\psi_{\pm 1/2}\right|^2 = \frac{1}{2}\Big[1 + \cos(\Delta k_0 \pm \Delta\varkappa)l\Big], \qquad (22)$$

где

$$\Delta k_0 = k_{02} - k_{01}, \quad \Delta\varkappa = \varkappa_2 - \varkappa_1.$$

Если $l = \dfrac{\pi}{\Delta k_0 + \Delta\varkappa}$, так что $\left|\psi_{1/2}\right|^2 = 0$, то при $\Delta\varkappa/\Delta k_0 \ll 1$

$$\left|\psi_{-1/2}(l)\right|^2 = \frac{1}{2}\left[1 - \cos 2\pi\frac{\Delta\varkappa}{\Delta k_0}\right] \simeq \pi^2\left(\frac{\Delta\varkappa}{\Delta k_0}\right)^2 \qquad (23)$$

или в обозначениях (3а)

$$\left|\psi_{-1/2}(l)\right|^2 = \frac{\pi^2}{4}\,\gamma^2 D^3\,\frac{(\varepsilon_{\perp_2}-\varepsilon_{\perp_1})^2}{(\sqrt{\varepsilon-\varepsilon_{\perp_2}}-\sqrt{\varepsilon-\varepsilon_{\perp_1}})^2}\,. \tag{24}$$

Согласно (23), $|\psi_{-1/2}|^2$ заметно отлична от нуля ($\geqslant 0.1$) при $\frac{\Delta\varkappa}{\Delta k_0} \sim \frac{\varkappa}{k_0} \geqslant 0.1$, что выполняется для дырок в GaAs.

Список литературы

[1] *Wilson D.W., Glytsis E.N., Gaylord T.K.* // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. P. 3352–3366.
[2] *Kaji R., Koshiba M.* // IEEE Jour. of Quant. Electr. 1994. V. 30. N 4. P. 1036–1043.
[3] *Бычков Ю.А., Рашба Э.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. В. 2. С. 66–69.
[4] *Оптическая ориентация* / Ред. Б. Захарченко. Л.: Наука, 1989.
[5] *Тагер А.С., Чепурных И.П.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 11. С. 72–77.
[6] *Rossler U., Malcher F., Lommer G.* // Springer Serias in Solid State Science. 1989. V. 87. P. 376–385.