

Квазибаллистическая модель токопереноса и формирование вольт-амперной характеристики S-типа в слабо легированной двухбарьерной гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs-AlAs}$

© А.М. Белянцев, Ю.Ю. Романова

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
Нижний Новгород, Россия

(Получена 6 марта 1996 г. Принята к печати 4 апреля 1996 г.)

Рассмотрена квазибаллистическая модель токопереноса в двухбарьерной гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs-AlAs}$ со слабо легированной ямой. Учтено рассеяние электронов в слое GaAs в X-долину, незеркальность отражения электронов от барьера AlAs и квантование энергии в предбарьерной области. Показана возможность реализации S-образной вольт-амперной характеристики в слабо легированной двухбарьерной гетероструктуре в отсутствие электрон-электронных столкновений при относительно широком барьере AlAs.

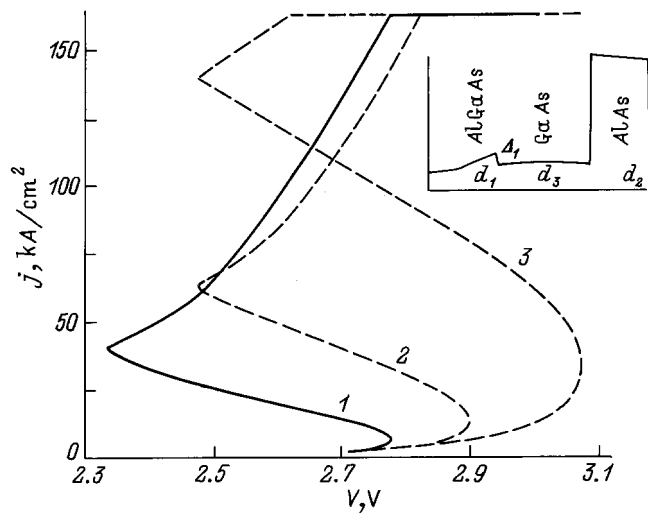
В работе [1] в приближении квазибаллистического пролета электронов в слабо легированном ($n < 10^{15} \text{ см}^{-3}$) слое GaAs показано, что вольт-амперная характеристика (ВАХ) однобарьерной гетероструктуры (ГС) $n\text{-GaAs-i-Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ может быть неоднозначной, и структура может обладать отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) S-типа в отсутствие электрон-электронных столкновений. При расчетах полагалось, что барьер тонкий и для электронов всех долин GaAs имеет высокую туннельную прозрачность. Механизм возникновения ОДП S-типа в такой структуре обусловлен изменением времени жизни электронов на уровне размерного квантования в приборьерной области при изменении поля в ней. С увеличением ширины барьера (более 100 \AA) этот механизм возникновения ОДП в рассматриваемой модели ГС становится малоэффективным [1]. В экспериментах [2] наблюдалась ОДП S-типа в двухслойной ГС с широким (порядка 1000 \AA) барьером AlAs и слабо легированной ямой ($n\text{-GaAs}$, $n < 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Авторы [2] высказали предположение, что переход системы в неустойчивое состояние связан с междолинным рассеянием — переходом электронов из Г-долины в X-долину GaAs, из которой они свободно проникают через барьер AlAs. ВАХ слабо легированной одно- и двухбарьерной ГС с широким AlAs-барьером и возможность возникновения ОДП S-типа вследствие междолинных переходов исследовались в работе [3] методом Монте-Карло.

Далее предлагается простая квазибаллистическая модель описания токопереноса в слабо легированной двухбарьерной ГС $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs-AlAs}$ (см. вставку на рисунке), в которой доминирующим является междолинное рассеяние электронов, и в отличие от [3] учитывается квантование энергии в приборьерной области. Как показано в работе [4], длина свободного пробега электронов в GaAs, инжектированных с энергией около $0.2 \div 0.25 \text{ эВ}$, составляет порядка $800 \div 1000 \text{ \AA}$. Поэтому в рассматриваемой структуре при высоте катодного барьера Δ_1 порядка 0.2 эВ и

ширине потенциальной ямы (слой GaAs) менее 800 \AA (рисунок, вставка) движение инжектированных из катодного барьера электронов в потенциальной яме GaAs в слабых полях будет квазибаллистическим.

Очевидно, что наличие широкого и высокого второго барьера (слой AlAs) затрудняет прохождение инжектированных электронов через структуру. Лишь часть Г-электронов туннельным образом проникает через барьер AlAs; зеркально отраженные электроны выходят из потенциальной ямы, диффузионно рассеянные скапливаются перед барьером AlAs. С ростом напряжения на структуре число приборьерных электронов увеличивается, происходит квантование энергии в узкой приборьерной области. В сильных полях, когда падение напряжения на слое GaAs порядка 0.3 эВ ($\varphi_z \simeq \Delta_{ГХ} - \Delta_1$), инжектированные Г-электроны рассеиваются в X- и L-долины. Поскольку X-долина AlAs лежит ниже X-долины GaAs, X-электроны из слоя GaAs "беспрепятственно" проходят AlAs-барьер. Соответственно резко возрастает ток через структуру. При этом уменьшается приток электронов в приборьерную область при сохранении туннелирования с уровня размерного квантования и туннелирования пролетных электронов, меняется распределение напряжения по структуре. Обратное уменьшение тока произойдет при меньших напряжениях на ГС и связано в основном с исчезновением потока электронов над AlAs-барьером, накоплением заряда на уровне размерного квантования и соответствующим обратным перераспределением напряжений.

Все эти качественные моменты учитываются в предлагаемой модели описания токопереноса в двухбарьерной ГС. В последней, однако, используются следующие приближения: при расчете перераспределения потенциала в яме не учитывается заряд "захваченных" ямой электронов, за исключением области размерного квантования, что вполне оправдано в случае слабо легированной потенциальной ямы ($n_0 \simeq 10^{15} \text{ см}^{-3}$), из всех механизмов



Вольт-амперная характеристика двухбарьерной гетероструктуры (потенциальный рельеф — на вставке) для разных по высоте потенциальных барьеров Δ_1 , эВ: 1 — 0.2, 2 — 0.18, 3 — 0.15. Параметры структуры: $n_0^+ = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\Delta_2 = 0.86 \text{ эВ}$. $d_1 = 200 \text{ \AA}$, $d_2 = 300 \text{ \AA}$, $d_3 = 500 \text{ \AA}$.

рассеяния учитывается только междолинное Γ - X -рассеяние, которое условно переносится в приборьерную область, расчет уровня размерного квантования проводится в приближении треугольной ямы, вероятность захвата электронов на уровень размерного квантования определяется путем введения коэффициента незеркальности прямоугольного AlAs-барьера. Отметим, что предположение о локализации Γ - X -рассеяния в узкой приборьерной области позволяет считать пролет электронами основной части ямы баллистическим. Очевидно, что переходы в L -долину в расчетах можно не учитывать как в силу меньшего коэффициента междолинного рассеяния ($\Xi_{\Gamma X} \simeq 0.5 \cdot 10^9 \text{ эВ} \cdot \text{с}$, $\Xi_{\Gamma L} \simeq 0.18 \cdot 10^9 \text{ эВ} \cdot \text{с}$ [5]), так и из-за меньшего вклада электронов L -долины (по сравнению с X -электронами) в ток через барьер AlAs (для последних он прозрачен).

Γ - X -рассеяние ведет к изменению концентрации пролетных электронов, так как X -электроны существенно более медленные по сравнению с Γ -электронами. Оценим вызванное этим изменение потенциала $\varphi_{(1)}$, исходя из лианеризованного уравнения Пуассона:

$$\varphi''_{(1)} + a(x)\varphi_{(1)} = e_0 n_X(x) / \varepsilon \varepsilon_0,$$

где

$$a(x) = \frac{j}{2\varepsilon\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m^*}{2}} \frac{e_0}{(\Delta_1 + e_0\varphi(x))^{1.5}},$$

$\varphi(x)$ — потенциал в отсутствие Γ - X рассеяния, ε — диэлектрическая проницаемость решетки GaAs, $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$, m^* — эффективная масса элек-

тронов Γ -долины, e_0 — элементарный заряд электрона, n_X — концентрация X -электронов. Характерным масштабом изменения $\varphi_{(1)}$ является величина

$$\lambda^{-1} = a(x)^{-1/2}. \quad (1)$$

При масштабах, меньших этой величины, оправдана локализация Γ - X -рассеяния в приборьерной области. Как будет показано далее, это условие легко выполнимо в реальных структурах.

При сделанных предположениях распределение потенциала $\varphi(x)$ в слое GaAs вне приборьерной области можно найти из уравнения Пуассона, в котором плотность заряда определяется через ток j^* и скорость электронов в потенциальной яме ГС:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{j^*}{v(x)\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{j^*}{\varepsilon\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m^*}{2[\Delta_1 + e_0\varphi(x)]}}. \quad (2)$$

Здесь $j^* = j_+ + j_-$ — сумма прямого и обратного токов, определяющая концентрацию электронов в точке ($n(x) = j^*/e_0v(x)$). Полный же ток j представляет собой разность прямого и обратного токов: $j = j_+ - j_-$.

Уравнение (2) при граничных условиях — $\varphi(0) = 0$, $\frac{\partial\varphi(0)}{\partial x} = E(0) = E_1$ (E_1 — напряженность поля в первом барьере ГС) — интегрируется и позволяет найти связь между полным током j и полем E_1 . Эта связь неявным образом определяется уравнением

$$[2(y+2) - z][z + 4(y-1)]^{0.5} - (z-6)z^{0.5} = 6\sqrt{\frac{j}{j_0}} \frac{x_3}{x_0}. \quad (3)$$

Здесь $x_0^2 = \varepsilon_0\varepsilon kT / e_0^2 n_0$, $j_0 = e_0 n_0 v_\Delta$, $v_\Delta = \sqrt{2\Delta_1/m^*}$, $y = \sqrt{1 + e\varphi(x_3)/\Delta_1}$, $z = (E_1^2 j_0) / (E_0^2 j^*)$, $E_0 = \Delta_1 / (e_0 x_0)$, x_3 — граница области размерного квантования ($x_3 \cong d_3$), j_+ — прямой термоэмиссионный ток через первый барьер:

$$j_+ = e_0 n^+ \exp\left(-\frac{\Delta_1 + e_0 E_1 d_1}{kT}\right). \quad (4)$$

Полное напряжение на ГС равно

$$V = -E_1 d_1 - E_2 d_2 + V_3 + W_0 / e_0. \quad (5)$$

Здесь $V_3 = \varphi(x_3)$, W_0 — энергия уровня размерного квантования, E_2 — напряженность поля во втором барьере. Напряженность поля E_2 определяется через плотность заряда в двумерном слое n_s и поле слева от двумерного слоя E_3 :

$$E_2 = E_3 - \frac{e_0 n_s}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (6)$$

$$E_3 = \frac{\partial\varphi(x_3)}{\partial x} = -\sqrt{E_1^2 + 4j \frac{E_0^2}{j_0} \left(\sqrt{1 + \frac{e_0\varphi(x_3)}{\Delta_1}} - 1 \right)}. \quad (7)$$

Энергия уровня размерного квантования W_0 вычисляется в рамках приближения треугольной ямы [6]

$$W_0 = \lambda_1 \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left(\frac{e_0^2 n_s}{2\epsilon\epsilon_0} \right)^{2/3}, \quad (8)$$

где $\lambda_1 = 2.34$ — первый узел функции Эйри.

Для нахождения полного тока через структуру уравнение (3) необходимо дополнить уравнением непрерывности тока для приборьерной области, которое запишем в виде

$$j_+(x_3) = j_{2D} + j_{\text{tun}} + j_-(x_3). \quad (9)$$

Левая часть уравнения (9) представляет собой ток Γ -электронов в приборьерную область (в котором учтен переход электронов в X -долину)¹

$$j_+(x_3) = j_+ \left[1 - \exp \left(-\frac{x_3 - x^*}{l_{\text{int}}} \right) \right]. \quad (10)$$

В правой части уравнения (9): j_{2D} — ток с уровня размерного квантования, который определяется как в работе [8]:

$$j_{2D} = e_0 n_3 \frac{W_0}{h} D(W_0); \quad (11)$$

$$D(W) = \exp \left\{ -\frac{4\sqrt{2m^*}(\Delta_2 - W)^{3/2}}{3\hbar e_0 |E_2|} \right\}$$

— вероятность прохождения электронами второго барьера высотой Δ_2 ; j_{tun} — туннельный ток:

$$j_{\text{tun}} = j_+(x_3) D(\Delta_1 + e_0 V_3); \quad (12)$$

$j_-(x_3)$ — ток отраженных от барьеров AlAs Γ -электронов:

$$j_-(x_3) = \alpha [j_+(x_3) - j_{\text{tun}}]. \quad (13)$$

Здесь $\alpha < 1$ — коэффициент незеркальности отражения. Совместное решение системы уравнений (3)–(13) позволяет найти ВАХ двухбарьерной гетероструктуры (ГС).

Нами была рассмотрена ГС с треугольным катодным барьером высотой порядка 0.2 эВ ($\Delta_1 \simeq 0.15 \div 0.2$ эВ), ширина второго барьера прямоугольной формы порядка 300 Å, а концентрация электронов в потенциальной яме (слой GaAs шириной порядка 500 Å) не превышает 10^{15} см^{-3} . Достаточно большая высота первого барьера обеспечивает влетающим в потенциальную яму электронам высокую начальную энергию (порядка 0.2 эВ), быстро увеличивающуюся

¹ Вероятность Γ - X -рассеяния с учетом изменения расстояния, на котором оно может произойти, естественно записать в простом виде $P \sim \exp[-(d_3 - x^*)/l_{\text{int}}]$, где x^* — координата, при которой потенциал $\varphi(x^*) = (\Delta_{\Gamma X} - \Delta_1)/e_0$, $\Delta_{\Gamma X}$ — энергия разрыва между Γ - и X -долинами, $l_{\text{int}} \geq 500$ Å — длина свободного пробега при междолинных переходах [7].

под действием электрического поля. Оценим время пролета ямы надбарьерными электронами:

$$\Delta t \cong \int_0^{d_3} v dx = \int_0^{d_3} \sqrt{\frac{m^*}{2[\Delta_1 + e_0 \varphi(x)]}} dx < 5 \cdot 10^{-12} \text{ с.}$$

Здесь d_3 — размеры ямы. Это время сравнимо со временем междолинных переходов, преобладающих при данных энергиях, что позволяет пользоваться приближением квазибаллистики. Характерный масштаб изменения поправки к потенциалу $\varphi_{(1)}$ при выбранных параметрах порядка 10^{-6} м (формула (1)), что много больше размеров ямы $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ м. Таким образом, локализация Γ - X -рассеяния в приборьерной области является оправданной.

На рисунке приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ), рассчитанные для случая $\alpha = 0.5$, $l_{\text{int}} = 500$ Å для нескольких значений высоты первого барьера Δ_1 . Как можно видеть, токи, текущие через структуру, превышают $2 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2$, т.е. при скоростях порядка 10^8 см/с концентрация пролетных электронов больше $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и превышают равновесную концентрацию электронов в яме. Следовательно, пренебрежение последней в уравнении Пуассона также правомочно. ВАХ двухбарьерной ГС имеет S -образный вид, т.е. отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП) в ней в отличие от однобарьерной ГС [1] может быть и при относительно широком барьере AlAs ($d_2 = 300$ Å). Однако напряжение включения тока, при котором начинается переход с высокоомной ветви ВАХ на низкоомную, слабо зависит от вероятности междолинных переходов. Формальное увеличение вероятности междолинного рассеяния (уменьшение l_{int} в 5 раз) практически не меняет величину напряжения "включения" тока. Очевидно, это связано с исключением в данной модели всех механизмов рассеяния, кроме междолинного, и, соответственно, с "завышением" туннельного тока Γ -электронов через барьер AlAs в сильных полях. Отметим, что с увеличением высоты первого барьера напряжение "включения" и максимальный ток на высокоомной ветви ВАХ уменьшаются. Верхняя ветвь ВАХ двухбарьерной ГС, как и при расчетах методом Монте-Карло [3], определяется в большей степени надбарьерными Γ -электронами. В то же время X -электроны играют ведущую роль в формировании неустойчивой ветви ВАХ. Вклад уровня двумерного квантования в ток оказался незначительным, хотя его учет изменяет распределение потенциала.

В заключение отметим, что рассмотренная выше простая математическая модель двухбарьерной ГС со слабо легированным слоем GaAs позволяет сравнительно просто оценить влияние основных параметров ГС на возникновение в ней ОДП S -типа.

Работа выполнена при финансовой поддержке МНТП (проект N 1-030) и МНФ (проект N0L000).

Список литературы

- [1] A.M. Belyantsev, E.V. Demidov, Yu.A. Romanov. Lith. J. Phys., **32**, 31 (1992).
- [2] T.K. Higman, L.M. Miller et al. Appl. Phys. Lett., **53**, 1623 (1988).
- [3] А.М. Белянцев, Ю.Ю. Романова. ФТП, **29**, 1498 (1995).
- [4] M. Heiblum. Sol. St. Electron., **31**, 617 (1988).
- [5] А. Мицкявичус, А. Реклайтис. ФТП, **20**, 1693 (1986).
- [6] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).
- [7] W. Fawcett, A.D. Broadman, S. Swain. J. Phys. Chem. Sol., **34**, 1963 (1970).
- [8] A. Wacker, E. Scholl. Appl. Phys. Lett., **59**, 1702 (1991).

Редактор Т.А. Полянская

A quasiballistic model of the carrier transport and formation of S-shaped current voltage characteristic in lightly doped double barrier $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs-AlAs heterostructure

Abstract Quasiballistic model of the carrier transport in double barrier $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs-AlAs heterostructure with lightly doped well is considered. Electron scattering into X-valley in GaAs layer, nonspecular electron reflection from the AlAs layer and energy quantization in the pre-barrier region are taken into account. It is shown the possibility of S-shaped current voltage characteristic in lightly doped double barrier heterostructure at the absence of electron-electron scattering for comparatively wide barrier AlAs.