

Расчет вольт-амперных характеристик симметричных двухбарьерных резонансно-туннельных структур на основе арсенида галлия с учетом процессов разрушения когерентности электронных волн в квантовой яме

© Д.В. Поздняков, В.М. Борздов[¶], Ф.Ф. Комаров

Белорусский государственный университет,
220050 Минск, Белоруссия

(Получена 16 июня 2003 г. Принята к печати 4 февраля 2004 г.)

Предложен подход к учету влияния процессов разрушения когерентности электронных волн в квантовой яме симметричных двухбарьерных резонансно-туннельных структур на основе арсенида галлия на их вольт-амперные характеристики. В качестве основных причин, ответственных за разрушение когерентности, рассматривались процессы рассеяния электронов на полярных оптических фононах, ионизированных примесных центрах и шероховатостях поверхностей в квантовой яме, а также тепловые флуктуации энергии частиц. Рассчитаны вольт-амперные характеристики симметричной двухбарьерной резонансно-туннельной структуры на основе арсенида галлия для трехмерного, двумерного и одномерного электронного газа, находящегося в ее эмиттере и коллекторе при различных температурах.

Особенностям процессов резонансного туннелирования электронов через двухбарьерные резонансно-туннельные структуры (ДБРТС) на основе арсенида галлия к настоящему времени посвящено достаточно большое количество работ (см., например, [1–4]). Это связано прежде всего с тем, что подобные исследования служат научной основой для разработки и проектирования новых высокоскоростных полупроводниковых приборов [5,6].

Хорошо известно, что на резонансное прохождение электронов через систему потенциальных барьеров значительное влияние оказывают процессы их рассеяния [1,7–9], поскольку эти процессы приводят к нарушению когерентности электронных волн и, как следствие, к изменению вероятности резонансного туннелирования. Известно также, что одним из наиболее эффективных методов учета влияния процессов рассеяния на вольт-амперную характеристику (ВАХ) ДБРТС является метод на основе матриц переноса электронов (матричный подход) [8,9], с помощью которого удалось добиться неплохого согласия результатов теории и эксперимента. Однако несоответствие между этими результатами остается все-таки довольно значительным. Это несоответствие обусловлено, на наш взгляд, следующими возможными причинами. Во-первых, в работах [8,9] рассматривались только два механизма разрушения когерентности электронных волн в квантовой яме — рассеяние электронов на полярных оптических фононах и ионизированной примеси, в то время как в данном случае необходимо учитывать и другие важнейшие механизмы рассеяния носителей заряда. Во-вторых, в отмеченных работах для описания процессов разрушения когерентности электронных волн в квантовой яме использовалась продольная компонента средней длины свободного пробега электронов. При этом для более адекватно-

го учета интерференционных эффектов, обусловленных волновыми свойствами электронов, более корректным является использование продольной длины когерентности электронных волн в квантовой яме ДБРТС [10]. В-третьих, матричный подход является недостаточно строгим с точки зрения описания электронного переноса в нестационарных квантовых системах [11].

Цель настоящей работы состояла в уточнении предложенной в [8] модели электронного переноса и изучении с ее помощью влияния температуры на ВАХ ДБРТС с различной размерностью электронного газа, находящегося в эмиттере и коллекторе данной структуры. При этом в качестве основных причин, ответственных за разрушение когерентности электронных волн в квантовой яме ДБРТС, рассматривались тепловые флуктуации энергии электронов наряду с процессами рассеяния этих частиц на полярных оптических фононах, ионизированных примесных центрах и шероховатостях поверхностей.

Исследовалась симметричная $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0 \leq x \leq 1$) ДБРТС, поскольку для такой структуры можно получить максимальные значения плотности пикового тока при сохранении высокой степени перепада тока на ВАХ в области отрицательного дифференциального сопротивления [1,9], что является чрезвычайно важным с точки зрения практического использования различного рода приборов на основе ДБРТС [12]. В качестве структур с трехмерным (3D), двумерным (2D) и одномерным (1D) электронным газом в эмиттере и коллекторе рассматривались соответственно объемная ДБРТС, ДБРТС на основе квантового слоя и ДБРТС на основе квантового провода прямоугольного сечения, что соответствует двумерному, одномерному и нульмерному электронному газу, находящемуся в квантовой яме, образованной потенциальными барьерами.

Потенциальный профиль исследуемой структуры строился на основании следующих приближений: 1) вне

[¶] E-mail: borzdov@bsu.by

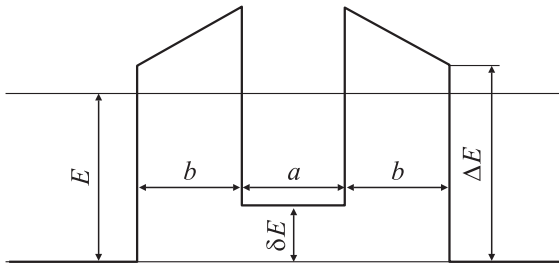


Рис. 1. Потенциальный профиль ДБРТС.

области квантовой ямы и потенциальных барьеров перенос электронов считался последовательным и некогерентным [13]; 2) в области квантовой ямы и потенциальных барьеров после разрушения когерентности электронных волн происходит мгновенное восстановление равновесного состояния относительно центра квантовой ямы [10]; 3) вероятность когерентного прохождения электронов через ДБРТС с учетом процессов разрушения когерентности электронных волн T_g пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью некогерентного вхождения электронов в квантовую яму $(1 - R_g)$ [8,9,14], где R_g — вероятность когерентного отражения электронов от ДБРТС с учетом процессов разрушения когерентности электронных волн.

Потенциальный профиль ДБРТС имеет вид, изображенный на рис. 1. При этом такой вид в силу сформулированных выше приближений будет сохраняться для различной размерности электронного газа в эмиттере и коллекторе структуры в широком диапазоне приложенных к ней напряжений U , поскольку рабочее напряжение будет влиять только на распределение электронов по энергии в эмиттере и коллекторе относительно дна зоны проводимости в квантовой яме.

На рис. 1 введены следующие обозначения: E — продольная компонента энергии электрона; ΔE — высота потенциального барьера; δE — потенциал ямы, характеризующий напряжение отсечки на ВАХ [1,2,7,12]; a — ширина квантовой ямы; b — ширина потенциального барьера.

Согласно [15], величина ΔE в электрон-вольтах задавалась следующим равенством:

$$\Delta E = 0.693x + 0.222x^2, \quad (1)$$

а для определения величины δE нами использовалось следующее приближение:

$$\delta E = (E_F^0 + k_B T) \exp\left(-\frac{2k_B T}{E_F^0}\right), \quad (2)$$

где k_B — постоянная Больцмана, T — температура, E_F^0 — энергия Ферми для заданной размерности электронного газа в эмиттере и коллекторе структуры относительно основного квантового состояния системы в приближении бесконечно малой энергии активации донорной примеси и $T = 0$ К.

Средняя плотность тока через ДБРТС в квантовом пределе при нахождении всех электронов в эмиттере и коллекторе структуры в основном квантовом состоянии для 3D-, 2D- и 1D-электронного газа в эмиттере и коллекторе с учетом сформулированных выше приближений и симметрии ДБРТС рассчитывалась по формуле

$$j = \frac{1}{2} \int_0^\infty \left[1 - R_g \left(E + \frac{eU}{2} \right) \right] f \left(E, E_F + \frac{eU}{2} \right) dE - \frac{1}{2} \int_0^\infty \left[1 - R_g \left(E + \frac{eU}{2} \right) \right] f \left(E, E_F - \frac{eU}{2} \right) dE, \quad (3)$$

где e — заряд электрона, E_F — энергия Ферми для заданной размерности электронного газа в эмиттере и коллекторе структуры относительно основного квантового состояния системы, $f(E, \varepsilon)$ — функция распределения средней плотности тока по продольной компоненте энергии электронов, которая, согласно работам [2,7,13,16], может быть записана в виде

$$f(E, \varepsilon) = \begin{cases} \frac{em^*k_B T}{2\pi^2\hbar^3} \ln[1 + \exp((\varepsilon - E)/(k_B T))] & \text{для 3D-газа,} \\ \frac{e\sqrt{2m^*k_B T}}{\pi^2\hbar^2 L_W} \int_0^\infty \frac{\exp((\varepsilon - E)/(k_B T) - t^2)}{1 + \exp((\varepsilon - E)/(k_B T) - t^2)} dt & \text{для 2D-газа,} \\ \frac{e}{\pi\hbar L_W L_H} \frac{\exp((\varepsilon - E)/(k_B T))}{1 + \exp((\varepsilon - E)/(k_B T))} & \text{для 1D-газа,} \end{cases} \quad (4)$$

где $\hbar$ — редуцированная постоянная Планка, m^* — эффективная масса электрона, L_W — ширина квантового слоя или квантового провода, L_H — высота квантового провода.

Величина $R_g(\varepsilon)$ вычислялась обычным образом как отношение квадратов модулей отраженной электронной волны от ДБРТС к падающей [8]. При этом процессы разрушения когерентности электронных волн в квантовой яме учитывались путем введения комплексного волнового вектора электрона для этой области, что эквивалентно уравнению Шредингера с комплексной энергией. Последнюю удобно вводить при описании нестационарных квантовых систем [11]. В этом случае, согласно [10,11,13], продольная компонента волнового вектора электрона в квантовой яме будет задаваться равенством

$$k = \begin{cases} \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m^*(E - \delta E)} + \frac{i}{2L}, & E > \delta E, \\ \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m^*(\delta E - E)}, & E \leq \delta E, \end{cases} \quad (5)$$

где i — мнимая единица, L — продольная длина когерентности электронных волн в квантовой яме ДБРТС.

Величина продольной длины когерентности электронных волн в квантовой яме ДБРТС рассчитывалась на основании результатов работы [10]. Кроме того, учитывалась эквивалентность квантовых состояний электронов при фазовом сдвиге электронных волн на $\pm n\pi$

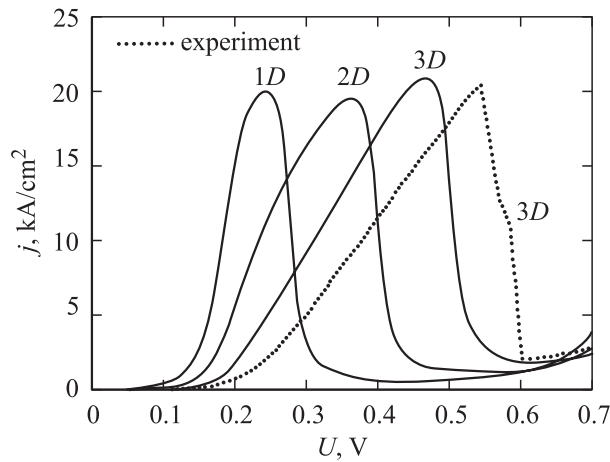


Рис. 2. ВАХ ДБРТС для различных размерностей электронного газа в эмиттере и коллекторе структуры при температуре $T = 77$ К.

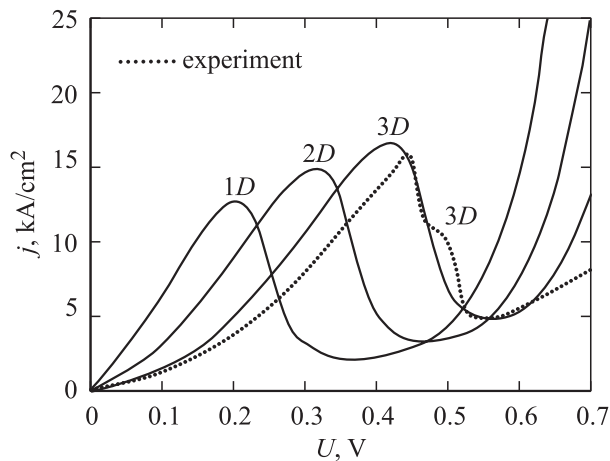


Рис. 3. ВАХ ДБРТС для различных размерностей электронного газа в эмиттере и коллекторе структуры при температуре $T = 300$ К.

($n = 1, 2, 3, \dots$), обусловленном рассеянием электронов на шероховатостях поверхностей. Были также учтены и процессы разрушения когерентности электронных волн, обусловленные тепловыми флуктуациями энергии электронов, путем введения соответствующей величины времени когерентности

$$\tau = \frac{\hbar}{k_B T}. \quad (6)$$

Таким образом, с учетом вышесказанного, для расчета продольной длины когерентности электронных волн L в квантовой яме ДБРТС может быть записано следующее выражение:

$$L = \left(\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2} + \frac{1}{L_3} + \frac{1}{L_4} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где парциальные продольные длины когерентности электронных волн L_1 , L_2 , L_3 и L_4 , связанные соответственно

с тепловыми флуктуациями энергии электронов, рассеянием частиц на полярных оптических фононах, ионизированной примеси и шероховатости поверхностей, равны

$$L_1 = \frac{\hbar^2 k}{m^* k_B T}, \quad (8)$$

$$L_2 = \frac{3\pi \hbar k}{m^* \omega}, \quad (9)$$

$$L_3 = \frac{3}{N_L}, \quad (10)$$

$$L_4 = a \left\{ \left(\frac{\pi}{2\sigma k} \right)^2 + 3 \exp \left[-\frac{2}{5} \left(\frac{\pi}{2\sigma k} \right)^2 \right] \right\}, \quad (11)$$

где ω — циклическая частота полярного оптического фонона, N_L — продольная линейная концентрация ионизированной примеси в квантовой яме ДБРТС, σ — среднеквадратическое отклонение шероховатой границы раздела квантовая яма–потенциальный барьер от плоскости.

На рис. 2 и 3 представлены экспериментальные [7] и рассчитанные с помощью выражений (3) и (4) ВАХ ДБРТС для различных температур и размерностей электронного газа в эмиттере и коллекторе структуры. При этом были взяты следующие модельные параметры: $x = 1$, $a = 5$ нм, $b = 2.26$ нм, концентрация ионизированной примеси в эмиттере и коллекторе структуры $N^+ = 5 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$, концентрация ионизированной примеси в квантовой яме $N = 10^{22} \text{ м}^{-3}$, что соответствует экспериментальным данным, приведенным в работе [7]. Величина σ полагалась равной 0.3 нм [15]. Поперечные размеры квантового провода и квантового слоя были взяты, для определенности, в соответствии с линейной концентрацией ионизированной примеси в эмиттере и коллекторе структуры: $L_W = L_H = 6$ нм.

Из рис. 2 и 3 следует, что размерность электронного газа в эмиттере и коллекторе ДБРТС, а также температура могут оказывать значительное влияние на ее ВАХ. При этом отметим, что в отличие от работ [8,9] полученные нами ВАХ для структуры с 3D-электронным газом в эмиттере и коллекторе находятся в хорошем согласии с результатами эксперимента [7] не только количественно в отношении между значениями пиковых и долинных токов, но и качественно — по виду ВАХ.

Таким образом, в данной работе предложен подход, позволяющий достаточно просто учесть процессы разрушения когерентности электронных волн в квантовой яме ДБРТС и их влияние на ВАХ данной структуры, что позволяет рассчитывать ВАХ ДБРТС с пониженной размерностью электронного газа в эмиттере и коллекторе структуры без привлечения сложных численных методов.

Список литературы

- [1] А.С. Тагер. Электрон. техн., сер. Электроника СВЧ, **9** (403), 21 (1987).
- [2] P. Roblin, W.-R. Liou. Phys. Rev. B, **47** (4), 2146 (1993).
- [3] М.М. Борздов, В.М. Врубель. ФТП, **28** (10), 1852 (1994).
- [4] R.C. Bowen, G. Klimeck, K.L. Lear. Appl. Phys. Lett., **75** (9), 1302 (1999).
- [5] R.T. Bate. Nanotechnology, **1** (1), 1 (1990).
- [6] L. Worschech, S. Reitzenstein, A. Forchel. Appl. Phys. Lett., **77** (22), 3662 (2000).
- [7] Y. Fu, Q. Chen, M. Willander, H. Brugger, U. Meiners. J. Appl. Phys., **74** (3), 1874 (1993).
- [8] V.M. Borzdov, M.M. Vruble, S.G. Mulyarchik, A.V. Homich. Phys. Low-Dim. Structur., **7**, 67 (1997).
- [9] В.М. Борздов, Ф.Ф. Комаров. *Моделирование электрофизических свойств твердотельных слоистых структур интегральной электроники* (Минск, БГУ, 1999).
- [10] Д.В. Поздняков. Вестн. БГУ. Сер. 1, Физика, математика, информатика, **3**, 41 (2002).
- [11] А.С. Давыдов. *Квантовая механика* (М., Наука, 1973).
- [12] А.С. Тагер. Электрон. техн., сер. Электроника СВЧ, **2** (406), 17 (1988).
- [13] G. Iannaccone, B. Pellegrini. Phys. Rev. B, **52** (24), 17 406 (1995).
- [14] Y. Hu. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **21** (2), L23 (1988).
- [15] E.X. Ping, H.X. Jiang. Phys. Rev. B, **40** (17), 11 792 (1989).
- [16] N. Zou, Q. Chen, M. Willander. J. Appl. Phys., **75** (3), 1829 (1994).

Редактор Л.В. Беляков

The current-voltage characteristics calculation of the gallium arsenide symmetric double-barrier resonant-tunneling structures in regard to the destruction processes of the electron waves coherence in quantum wells

D.V. Pozdnyakov, V.M. Borzdov, F.F. Komarov

Belarusian State University,
220050 Minsk, Belarus

Abstract An approach has been suggested in order to take into account the influence of the electron wave coherence destruction processes in quantum wells on the current-voltage characteristics of the gallium arsenide symmetric double-barrier resonant tunneling structures. The polar optical phonon, ionized impurity and interface roughness contributions into the electron scattering processes in the quantum well, as well as the thermal fluctuations of the particles energies were considered as important factors of the coherence destruction.

The current-voltage characteristics of the gallium arsenide symmetric double-barrier resonant tunneling structure with three-, two- and one-dimensional electron gas in the emitter interior and a collector of this structure were calculated at different temperatures.