

ВЛИЯНИЕ СПЕЙСЕР-СЛОЕВ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ТУННЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНЫХ ДИОДОВ

А. С. Игнатьев, В. Э. Каминский, В. Б. Копылов,
В. Г. Мокеров, Г. З. Немцев, С. С. Шмелев, В. С. Шубин

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, 103907, Москва, Россия
(Получена 21.04.1992. Принята к печати 7.05.1992)

Изготовлены туннельно-резонансные диоды со спейсер-слоями и слабо легированным буферным слоем. На измеренных при 77 и 300 К ВАХ получены особенности в области отрицательной дифференциальной проводимости. Показано, что эти особенности связаны с протеканием тока по размерно-квантованным уровням в потенциальной яме спейсер-слоя, а не с самовозбуждением. В результате решения самосогласованной системы уравнений Шредингера и Пуассона получены зависимости глубины потенциальной ямы и уровней энергии в ней от напряжения на диоде и показано, что максимумы тока на ВАХ реализуются при совпадении резонансного уровня с дном зоны проводимости или уровнями размерного квантования.

Туннельно-резонансные диоды (ТРД) являются перспективной элементной базой для создания новых типов приборов СВЧ электроники, многоуровневой логики и ряда других применений [1, 2]. В силу этого к разработке таких приборов в настоящее время привлечен значительный интерес исследователей [3-11]. ТРД, впервые предложенные в [12], представляли собой туннельно-резонансную структуру (ТРС), к которой непосредственно прилегали сильно легированные контакты. Несмотря на структурную простоту таких ТРД, они обладают рядом недостатков. В первую очередь это связано с диффузией примеси в барьерные слои при изготовлении приборов, их высокой емкостью, рассеянием электронов на примесях и рядом других особенностей. Одним из направлений улучшения характеристик ТРД является введение между контактами и барьерными слоями нелегированных или слабо легированных спейсер-слоев. Следствием введения таких слоев является то, что механизмы протекания тока через такие структуры и соответственно возникновения отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) оказываются значительно сложнее [9-11]. В частности, это связано с возникновением обогащенного электронами слоя в спейсер-слое со стороны эмиттирующего контакта. Влияние этого слоя на протекание тока в ТРД и формирование участка ОДП на вольт-амперной характеристике (ВАХ) рассматривались в [5, 7, 9-11]. Однако окончательной ясности в этом вопросе в настоящее время нет.

Цель настоящей работы — исследование влияния спейсер-слоев на вид ВАХ ТРД в области ОДП. ТРД были изготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке МВЕ-1000 (фирма RIBER). В качестве подложки использовались пластины монокристаллического полуизолирующего GaAs (100) с разориентацией на 2° (110). Температура подложки во время роста была 660 °С. Сначала на подложке выращивался слой n^+ -GaAs(Si) толщиной 1.5 мкм и концентрацией примеси $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, выполняющий роль нижнего контактного слоя. Для исключения возможности диффузии кремния в барьерный слой выращивался спейсер-слой n -GaAs(Si) толщиной 25 нм и концентрацией легирующей примеси $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В качестве барьера использовался AlAs толщиной 2.5 нм, концен-

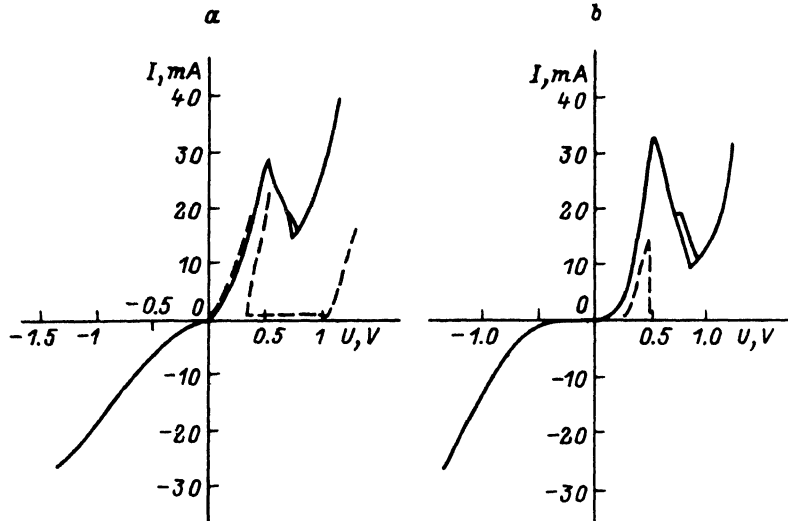


Рис. 1. Экспериментальные (сплошная линия) и расчетная (штриховая) ВАХ туннельно-резонансного диода ($a - 300$, $b - 77$ К).

трация примеси в котором была не более $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Далее выращивался GaAs толщиной 4.5 нм и концентрацией примеси не более $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, играющий роль потенциальной ямы. Затем выращивался симметричный барьерный слой. Спейсер-слой со стороны эмиттирующего контакта имел толщину 10 нм. Для формирования контакта использовался буферный слой GaAs(Si) толщиной 50 нм и концентрацией примеси, плавно увеличивающейся от $1 \cdot 10^{17}$ до $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ к эмиттерному контакту. Эмиттерный контакт n^+ -GaAs имел толщину 0.5 мкм ($3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$). В качестве омических контактов использовалась система Au—Ni—(Au + 12% Ge). ТРД формировались в виде меза-структур с радиусом эмиттерного контакта 7 мкм. Измерения ВАХ ТРД проводились в диапазоне температур 77—423 К на приборе фирмы Textronics (модель 370 А).

На рис. 1 приведены типичные ВАХ полученных приборов, измеренные при 77 и 300 К. Необходимо отметить, что на некоторых приборах на ВАХ наблюдались бистабильные участки, что, по нашему мнению, связано с большими сопротивлениями омических контактов. Как видно из рис. 1, ВАХ при прямом и обратном включениях обладают существенной асимметрией. Кроме того, при прямом включении на участке ВАХ с ОДП наблюдаются «полки» и даже возрастание тока (при 77 К). Ряд авторов связывает такие особенности ВАХ с самовозбуждением участка электрической цепи, содержащей ТРД, при смещении рабочей точки на участок с ОДП [13–15]. Однако для параметров приборов, определенных из экспериментальных ВАХ, и оценки их индуктивности из критериев [15] следует, что в нашем случае устойчивость цепи обеспечена. Поэтому, по нашему мнению, особенности ВАХ связаны с наличием спейсер-слоя и особенностями накопления заряда в нем.

На рис. 2 приведена схематичная зонная диаграмма изготовленных нами ТРД при прямом включении. Как видно, справа от ТРС имеет место потенциальная яма и сформирован обогащенный электронами слой. При увеличении положительного напряжения положение максимума прозрачности ТРС (резонансный уровень) начинает приближаться к дну зоны проводимости в буферном слое. При их совпадении ток диода достигает максимального значения. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к резкому его падению. Протекание тока в подобной структуре с использованием классического описания электронов в потенциальной яме теоретически рассмотрено в [10]. В результате расчетов

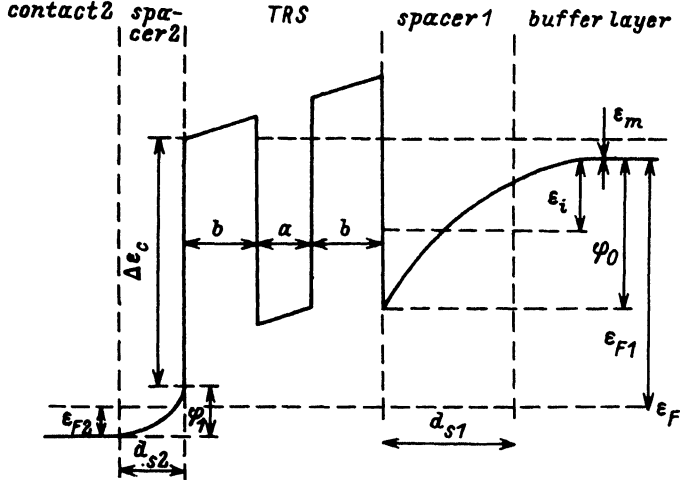


Рис. 2. Зонная диаграмма туннельно-резонансного диода.

были получены полки на ВАХ в области ОДП, которые авторы связали с прохождением резонансного уровня дна зоны проводимости в буферном слое и на границе ТРС. Однако такой подход оправдан, если потенциальная яма неглубокая. Такая ситуация имеет место, если спейсер-слой тонкий и/или прилегающий к нему слой сильно легирован. В нашем случае, однако, специально для исследования эффектов размерного квантования спейсер-слой был изготовлен достаточно толстым и (что более важно) буферный слой слабо легирован. Поэтому потенциальная яма имеет размеры порядка d_{s1} (рис. 2) и энергетический спектр электронов в ней размерно квантован. Кроме того, глубина ямы $e\varphi_0 \sim \epsilon_{F1}$, где ϵ_{F1} — абсолютное значение энергии Ферми в буферном слое. Если концентрация легирующей примеси в буферном слое невелика, то $\epsilon_{F1} > kT$ и уровни размерного квантования отделены большим энергетическим зазором от непрерывного спектра. В [6, 8, 11] формирование всего участка ОДП связывают именно с переносом тока по таким уровням размерного квантования. В [7, 9] предложен механизм, аналогичный [10], но особенности на ВАХ в области ОДП возникают при совпадении резонансного уровня и уровня размерного квантования. Однако при расчете положения этих особенностей по оси напряжений авторы [9] получили расхождение в 0.1 В, что отнесли на падение напряжения на последовательном сопротивлении контактов R_c . Для разрешения этих противоречий необходима, очевидно, модель, адекватно описывающая ВАХ ТРД. В настоящее время нам такая модель неизвестна.

Наиболее последовательный подход для описания переноса тока в ТРД основан на решении нестационарного уравнения для функции Вигнера [14]. Для анализа стационарных характеристик (если самовозбуждение заведомо исключено) достаточно решения самосогласованной системы уравнений Шредингера и Пуассона аналогично [4], где показано, что без учета изгиба зон ВАХ ТРД имеет существенное отличие. Однако если не учитывать эффекты размерного квантования в потенциальной яме (или, если они не существенны), то, как показано в [3], можно ограничиться формализмом функций Эйри. В нашем случае эффекты размерного квантования явно проявляют себя на ВАХ.

Поэтому для расчета ВАХ нами в правой области от ТРС (рис. 2) решалась самосогласованная система уравнений Шредингера и Пуассона

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\varphi}{dx^2} - e(\varphi + \varphi_{xc})\psi = \epsilon\psi, \quad (1)$$

$$\chi \frac{d^2\psi}{dx^2} = e(n - N^+), \quad (2)$$

где ψ — волновая функция, описывающая движение электронов в поперечном направлении, φ — электростатический потенциал, χ — диэлектрическая проницаемость,

$$\varphi_{xc} = \frac{e}{4\pi\chi} n^{1/3} \quad (3)$$

— потенциал обменно-корреляционного взаимодействия,

$$n = n_{se} |\psi|^2 d\varepsilon \quad (4)$$

— концентрация электронов, ε — энергия поперечного движения, n_{se} — поверхностная концентрация электронов, занимающих уровень с энергией ε , N^+ — концентрация ионизированной примеси. В плоскости ТРС движение электронов неограниченно и волновые функции представляют собой плоские волны. В (4) интегрирование производится как по дискретной, так и по непрерывной частям спектра энергий. В рассматриваемых условиях для расчета концентрации электронов в непрерывной части спектра энергий справа от ТРС можно воспользоваться квазиклассическими волновыми функциями аналогично [16]. После интегрирования по непрерывной части спектра энергий в (4) правую часть (2) можно представить в виде

$$n - N^+ = \sum_i n_{si} \psi_i^2 + N_c \exp(\eta + \beta^2) \left\{ 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-(\eta + \beta^2)) \times \right. \\ \left. \times \int_{\beta}^{x_0} \ln [1 + \exp(\eta + \beta^2 - x^2)] dx - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x_0} e^{-x^2} dx \right\} - N^+(\varphi), \quad (5)$$

где

$$\eta = -\frac{\varepsilon_{F1}}{kT}, \quad \beta^2 = \frac{e\varphi}{kT}, \quad x_0^2 = 2 + \eta + \beta^2,$$

$$N^+(\varphi) = N \left[1 + g \exp\left(\frac{e\varphi + \varepsilon + \varepsilon_{F1}}{kT}\right) \right],$$

ε_D — энергия донорного уровня, g — фактор его вырождения. Процедура решения системы уравнений (1)–(5) достаточно подробно изложена в [16]. В области ТРС электрическое поле считалось постоянным, а слева от нее решалась система уравнений (2), (4) с использованием квазиклассических волновых функций.

Ток через ТРД (без учета переноса по размерно-квантовым уровням) описывается соотношением [3, 10].

$$I = I_s \int d\varepsilon D(\varepsilon) \ln \left[\frac{1 + \exp\left(-\frac{\varepsilon_{F1} + \varepsilon}{kT}\right)}{1 + \exp\left(-\frac{\varepsilon_{F1} + \varepsilon + U^*}{kT}\right)} \right], \quad (6)$$

где

$$I_s = \frac{em(kT)^2}{2\pi^2 h^3} S,$$

S — площадь диода, $D(\epsilon)$ — коэффициент прозрачности прозрачности, $U^* = U - IR_c$, U — напряжение, R_c — суммарное сопротивление омических контактов. Для напряжения выполняется соотношение (рис. 2)

$$U^* = \varphi_0 + \varphi_1 + E_s(a + 2b) - \frac{\epsilon_{F1} + \epsilon_{F2}}{e}, \quad (7)$$

где E_s — электрическое поле в ТРС, ϵ_{F2} — энергия Ферми в контактной области. Соотношения (6), (7) позволяют рассчитать ВАХ, если известны величины R_c и высоты барьеров $\Delta\epsilon_c$. Для соединений $Al_xGa_{1-x}As$ эта величина хорошо известна при $x < 0.4$. В случае же $x = 1$ ее значения, приводимые различными авторами, лежат в интервале 0.4—0.9 эВ [17, 18]. Поэтому сравнивать экспериментальные и расчетные ВАХ достаточно сложно. Скорее, можно говорить об определении этих параметров из экспериментальных ВАХ.

В нашем случае наилучшее совпадение при комнатной температуре получено при $R_c = 7$ Ом и $\Delta\epsilon_c = 0.85$ эВ. Последней величине соответствует равновесное значение энергии резонансного уровня $\epsilon_m = 113$ мэВ. Результаты расчетов для этих параметров приведены на рис. 1. Как видно, при комнатной температуре совпадение очень хорошее, вплоть до максимума тока. Далее расчетный ток сильно уменьшается, и ВАХ демонстрирует бистабильность. Экспериментальные же значения тока изменяются меньше, имеет место небольшая бистабильность после полки в области ОДП. После участка ОДП ток также нарастает значительно быстрее. При 77 К совпадения расчетной и экспериментальной ВАХ нет даже для первого восходящего участка. Это указывает на то, что при 77 К функция распределения электронов сильно отличается от равновесной, использованной при получении (6). Для ее определения может быть использован подход [10]. В частности, можно использовать и (6), если под температурой T понимать эффективную электронную температуру $T_e > T$. Разогрев электронов непрерывного спектра происходит вследствие прохождения над потенциальной ямой слева от ТРС (рис. 2). Как видно из рис. 1, максимальные токи при обеих температурах отличаются мало, т. е. при 77 К электроны разогреваются практически до 300 К.

Различие расчетных и экспериментальных ВАХ в области ОДП связано, по нашему мнению, с тем, что в (6) не учтен вклад тока по локализованным состояниям. В [11] предложена модель для описания этого вклада. Однако ее использование не позволило нам получить удовлетворительного согласия с экспериментом. Но, как и в [11], можно утверждать, что максимум тока по размерно-квантованному уровню реализуется, когда ϵ_m совпадает с одним из них ϵ_j . Исходя именно из этого предположения проводился анализ экспериментальных ВАХ в [5, 9]. В нашем случае в пользу этого указывает то, что значения тока на полках при обеих температурах практически не отличаются. Очевидно, что максимальный ток по размерно-квантованному уровню пропорционален поверхностной концентрации электронов, занимающих этот уровень, а для ϵ_j , лежащих значительно ниже уровня Ферми, эта величина не зависит от температуры.

Таким образом, максимумы тока на ВАХ должны возникать при выполнении условий $\epsilon_m = \varphi_0$ или $\epsilon_m = \epsilon_j$. Для определения этого нами, исходя из системы уравнений (1)—(5), (7), были рассчитаны эти величины как функции U^* . Результаты этих расчетов представлены на рис. 3. Как видно, максимумы тока должны реализовываться при $U_1^* = 328$ и 470 мВ при 300 К и $U_1^* = 390$ и 500 мВ при 77 К. Из экспериментальных ВАХ следуют 327 и 486 мВ при 300 К и 400 и 666 мВ при 77 К. Как видно, при 300 К результаты практически совпадают, а при 77 К различия невелики. Последние, можно предположить, связаны с тем, что при расчетах использовалась температура решетки, а не электронов, занимающих уровень размерного квантования.

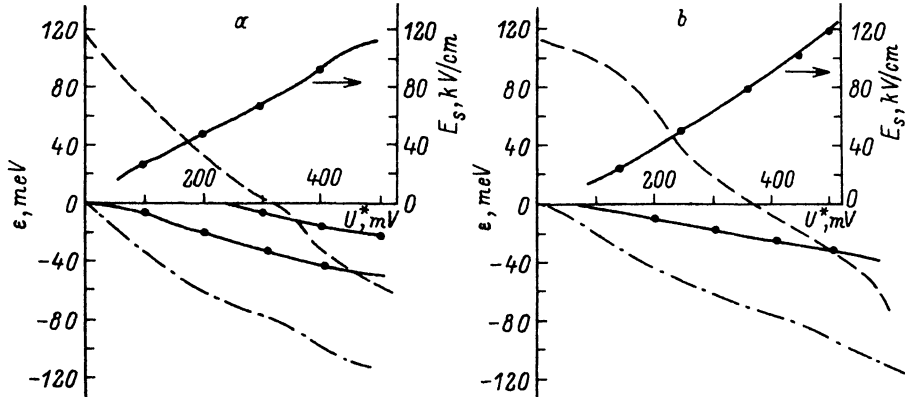


Рис. 3. Зависимости глубины потенциальной ямы (штрихпунктирная линия), энергетических уровней в ней (сплошная), положения резонансного уровня (штриховая) и напряженности электрического поля в ТРС от напряжения ($a - 300$, $b - 77$ К).

Если $T_c > T$, то энергетический уровень будет расположен ниже в потенциальной яме и равенство $\epsilon_m = \epsilon_1$ будет выполняться при больших U^* .

Такое совпадение результатов следует признать очень хорошим, так как ряд параметров структуры ТРД известен с невысокой точностью. Кроме того, очевидно, что толщины слоев ТРС флуктуируют по площади прибора [9, 19] и ВАХ является усредненной характеристикой. Косвенно этот факт подтверждает то обстоятельство, что область ОДП на ВАХ занимает по напряжению 100 мВ, что значительно больше ширины уровня ϵ_m и может быть объяснено, если предположить, что ϵ_m распределено в некотором интервале энергий.

Таким образом, нами показано, что размерно-квантованные уровни являются причиной возникновения особенностей на ВАХ ТРД, ток по ним может быть значительным в определенном интервале напряжений и такие приборы могут быть использованы для исследования туннелирования из квазилокализованных состояний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А. С. Тарер. Электрон. техн., Сер. 1, 17 (1988).
- [2] И. Н. Долманов, В. И. Толстихин, В. Т. Еленский. Зарубежн. радиоэлектроника, 66 (1990).
- [3] Н. Ohnishi, Т. Ivata, S. Muto. et al. Appl. Phys. Lett., 49, 1248 (1986).
- [4] M. Cabay, M. Mc Lennon, S. Datta et al. Appl. Phys. Lett., 50, 612 (1987).
- [5] H. M. Yoo, S. M. Goodnick, J. R. Arthur. Appl. Phys. Lett., 56, 84 (1990).
- [6] M. J. Paulus et al. Superlatt. a. Microstruct., 7, 135 (1990).
- [7] E. T. Koenig et al. J. Appl. Phys., 68, 3425 (1990).
- [8] J. S. Wu et al. Appl. Phys. Lett., 57, 2311 (1990).
- [9] B. Jogai et al. J. Vac. Sci. Techn. B, 9, 143 (1991).
- [10] И. Н. Долманов, В. И. Рыжий, В. И. Толстихин. ФТП, 24, 1574 (1990).
- [11] J. Chen., J. G. Chen, C. H. Yoing et al. J. Appl. Phys., 70, 3131 (1991).
- [12] R. Tsu, L. Esaki. Appl. Phys. Lett., 22, 2292 (1973).
- [13] O. H. Hughes et al. J. Vac. Sci. Techn. B, 60, 1161 (1988).
- [14] W. R. Frensley. Superlatt. a. Microstruct., 4, 497 (1988).
- [15] C. Kinder, I. Mehdi, J. R. East et al. Sol. St. Electron., 34, 149 (1991).
- [16] В. Э. Каминский, ФТП, 23, 662 (1989).
- [17] N. Chand et al. Phys. Rev. B, 30, 4481 (1984).
- [18] M. Heiblum, M. I. Natban, M. Eizenberg. App. Phys. Lett., 47, 503 (1985).
- [19] M. A. Reed et al. Appl. Phys. Lett., 54, 1256 (1989).