

Токоперенос в структурах $Me-n-n^+$ с барьером Шоттки

© Н.А. Торхов, С.В. Еремеев*

Государственное научно-производственное предприятие "НИИПП",
634045 Томск, Россия

*Сибирский физико-технический институт,
634050 Томск, Россия

(Получена 1 апреля 1998 г. Принята к печати 24 июня 1999 г.)

Предложена модель токопереноса в диодах с барьером Шоттки, использующая представление о баллистическом переносе электронов через тонкую базу. Для нахождения коэффициентов прохождения при расчете прямых и обратных вольт-амперных характеристик, а также времени прохождения применялся метод матрицы переноса. Показано, что учет полной формы потенциала приводит к хорошему согласию экспериментальных и расчетных вольт-амперных характеристик. Обнаружено, что учет влияния тонкой базы приводит к понижению тока. Получено, что коэффициент прохождения через n -базу диода может быть близок к 1. Показано наличие большого числа локальных резонансов для коэффициента прохождения и немонотонная зависимость времени прохождения от энергии, обусловленные влиянием области базы. Проведены оценки частотного предела работы диодов. Предел быстродействия оказался в 10–100 раз выше оценки, проведенной с использованием классических представлений.

Введение

Как правило, при расчете прямых и обратных статических вольт-амперных характеристик (ВАХ) диодов с барьером Шоттки (БШ) и диодов на основе структуры металл–окисел–полупроводник в настоящее время учитывается термоэлектронная эмиссия и туннелирование носителей [1–8]. При расчете туннельного тока (туннелирования) коэффициент туннельного прохождения рассчитывается в приближении метода Венцеля–Крамерса–Бриллюэна (ВКБ). При этом учитывается только подбарьерное прохождение носителей (область потенциала $[X_a, X_b]$ (см. рис. 1)), а потенциал при $X > X_b$ принимается равным нулю [9].

Наибольшие трудности обычно возникают при расчете обратных ветвей ВАХ. Как правило, на практике обратные токи превышают расчетные значения. Даже при учете дополнительных эффектов, оказывающих влияние на высоту потенциального барьера (понижение высоты БШ за счет сил зеркального изображения [3] и электростатическое понижение барьера [10]), не удается описать поведение статических ВАХ в широком интервале смещений.

Разработанный за последнее время метод матрицы переноса [11,12] позволяет достаточно точно вычислить коэффициент прохождения $T(E)$ и время прохождения $t(E)$, характеризующие движение электронов через потенциальные барьеры произвольной формы, описываемые кусочно-непрерывными потенциалами. Так, в [13] сообщалось, что при точном расчете возможно немонотонное поведение кривых $T(E)$ и $t(E)$.

В данной работе впервые рассчитываются прямые и обратные ВАХ GaAs-диодов с БШ во всем интервале смещений (для малых и больших токов) для раз-

личных концентраций легирующей примеси с использованием метода матрицы переноса для нахождения зависимостей $T(E)$ и $t(E)$. Представлены экспериментальные прямая и обратная ветви ВАХ диода с БШ с тонкой базой. Проведены оценки быстродействия диодов.

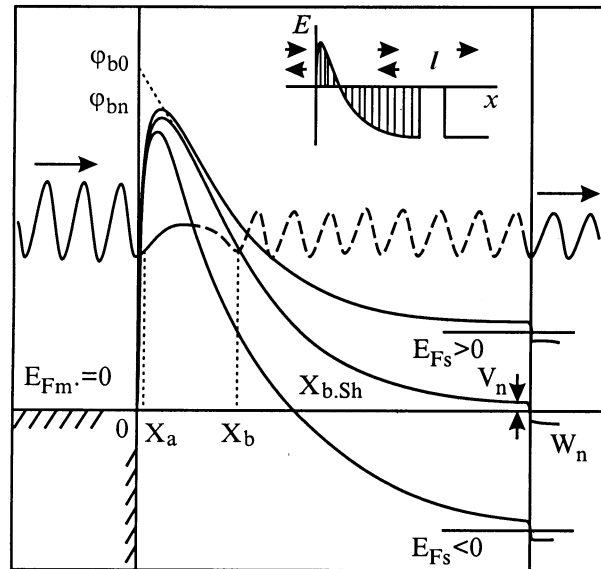


Рис. 1. Схема энергетической диаграммы структуры $Me-n-n^+$. E_{Fm} , E_{Fs} — уровни Ферми в металле и в полупроводнике, φ_{b0} — высота потенциального барьера, φ_b — высота потенциального барьера с учетом сил зеркального изображения, V_n — положение дна зоны проводимости в объеме полупроводника, $X < 0$ — область металлического контакта, $[0, W_n]$ — область n -базы, $X \geq W_n$ — область n -подложки, $[X_a, X_b]$ — подбарьерная область, $[X_b, W_n]$ — надбарьерная область, X_{bSh} — ширина барьера Шоттки при $E = 0$.

Методика вычислений

Для расчета статических ВАХ диодов с БШ используется аналитическое выражение [7]

$$J(E) = \frac{4\pi q m^* k T}{h^3} \times \int_0^E T(E) \ln \left[\frac{1 + \exp((E_F - E)/kT)}{1 + \exp((E_F - E - qV)/kV)} \right] dE, \quad (1)$$

где q — заряд электрона, m^* — эффективная масса электрона, k — постоянная Больцмана, T — температура, h — постоянная Планка, $T(E)$ — коэффициент прохождения, E_F — уровень Ферми, E — энергия электрона, V — величина падения напряжения.

Рассматривалась одномерная задача о прохождении электрона через плоскость контакта металл-полупроводник (КМП) в рамках метода эффективной массы. Для расчета параметров прохождения $T(E)$ и $t(E)$ использовались рекуррентные соотношения, полученные в рамках метода матрицы переноса (МП) [11,12,14]. Для этого барьер произвольной формы аппроксимируется системой прямоугольных потенциальных барьеров (ППБ). Как показано в [11], метод МП обладает абсолютной сходимостью.

Для расчета электрических характеристик системы ППБ в электрическом поле методом МП [14] необходимо добавить к ней потенциальную ступеньку (ПС) с $l = 0$ (см. вставку к рис. 1). При этом коэффициент прохождения электронов через КМП, т.е. через систему ППБ + ПС, рассчитывается по формуле

$$T^{-1} = 1 + \frac{(\sqrt{R} + \sqrt{R_{st}})^2}{TT_{st}} - 4 \frac{\sqrt{RR_{st}}}{TT_{st}} \cos^2 F, \quad (2)$$

где

$$F = \frac{1}{2} \left(I + \Phi + \frac{\pi}{2} \right) + \chi_0 l; \quad (2a)$$

T и R — коэффициенты прохождения и отражения системы ППБ соответственно; T_{st} и R_{st} — коэффициенты прохождения и отражения ПС; l — расстояние между системой ППБ и ПС; I и Φ — фазы прошедшей и отраженной волны; χ_0 — волновое число электрона в области с нулевым потенциалом.

Вид потенциала $\varphi(x)$ находился путем численного решения уравнения Пуассона [15] с учетом сил зеркального изображения [3]. За начало отсчета энергии в случае $V_r < 0$ принималось положение уровня Ферми в металле, а в случае $V_r > 0$ — в полупроводнике, где V_f — прямое смещение, а V_r — обратное (рис. 1). При проведении расчетов использовались следующие положения.

— При расчетах $T(E)$ и $t(E)$ учитывалась вся область изменения потенциала от $x = 0$ до $x = W_n$, где W_n — координаты границы $n-n^+$ (рис. 1).

— Не учитывались процессы рассеяния в n -слое. В связи с этим полагалось, что длина свободного пробега электронов превышает ширину тонкой базы диода.

— Полагалось, что рассеяние носителей заряда в этом случае происходит только на потенциале, сформированном КМП.

— Не учитывалось поведение электронов в металле, а его эффективная масса принималась равной эффективной массе в полупроводнике.

— Надбарьерное прохождение электронов учитывалось увеличением интервала интегрирования по энергии от 0 до ∞ .

Рассчитывались статические электрические характеристики трех диодных структур с БШ различной толщины и концентрацией носителей заряда в эпитаксиальном слое. Толщина эпитаксиального n -слоя выбиралась равной 0.5 мкм для $N_d = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 0.52 мкм для $N_d = 3.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и 3 мкм для $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация легирующей примеси в n^+ -слое составляла $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Высота потенциального барьера φ_{b0} при температуре 295°C равнялась 0.875 эВ. Значение φ_{b0} выбиралось завышенным. Это делалось для того, чтобы величина высоты барьера φ_b с учетом сил зеркального изображения совпадала с экспериментальным значением. Параметры прохождения рассчитывались в интервале энергий от 0 до 0.9 эВ. Число разбиений потенциала по пространственной координате составляет 400 точек и по энергии — 300. Погрешность при расчете ВАХ составляет 1–3%.

Правильность работы программы проверена на расчетах $T(E)$ и $t(E)$ для сверхрешеток [16,17]. Вид прямой и обратной ветвей ВАХ и параметров прохождения также были рассчитаны с использованием приближения ВКБ по методике, описанной в работе [2], но без учета электростатического понижения барьера.

Методика проведения эксперимента

Измерение статических ВАХ диодов с БШ проводилось на меза-структурах. Толщина эпитаксиального слоя GaAs составляла 0.52 мкм. Концентрация носителей заряда в эпитаксиальном слое $3.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, в подложке — $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Со стороны подложки создавался омический контакт на основе GeNi + Au. Барьеры Шоттки диаметром 325 мкм формировались электрохимическим осаждением пленки золота толщиной 0.3 мкм.

Значение высоты БШ определялось по методу вольт-фарадных характеристик (ВФХ) на частоте 1 МГц, а также, для сравнения, по методу ВАХ по величине тока насыщения [3]. Измерения ВАХ и ВФХ проводились при температуре 294°C. Полученные с использованием двух независимых методов высоты БШ практически совпадают. Это свидетельствует о достаточной однородности высоты БШ по площади контакта. Кроме того, коэффициенты идеальности приготовленных диодных структур были близки к 1.

Распределение концентрации ионизированной мелкой донорной примеси (концентрационный профиль) $N_d(X)$ определялось по методу ВФХ. Было получено однородное распределение примеси по толщине эпитаксиального слоя. Из концентрационных профилей также оценивалась эффективная ширина n -слоя исследуемых диодов.

Результаты

На рис. 2 представлены прямые ветви ВАХ, рассчитанные для диодной структуры с концентрацией $N_d = 3.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при температуре 295 К, а также приведены средние расчетные значения коэффициентов идеальности в интервале энергий от 0.3 до 0.5 эВ. Зависимости $J_f(V_f)$ хорошо ложатся на прямые. На этом рисунке также приведены экспериментальные прямые ВАХ.

На рис. 3 приведены результаты расчета зависимостей коэффициента прохождения T от энергии электронов E при нулевом смещении и при прямом смещении $V_f = 0.5 \text{ В}$, рассчитанные в приближении ВКБ (пунктирные линии) и с использованием точных рекуррентных соотношений с учетом всей формы потенциального барьера (сплошные кривые). Чтобы не загромождать рисунок, кривые $T(E)$ для случая, когда учитывалось только подбарьерное прохождение электронов, не приведены. Отметим только, что они лежат несколько ниже сплошных кривых.

На рис. 4 представлены расчетные обратные ветви ВАХ; расчет производился также для трех случаев: в ВКБ приближении (пунктирная кривая); с использованием метода МП (штриховая кривая) и с использованием метода МП с учетом всей формы потенциала (сплошная

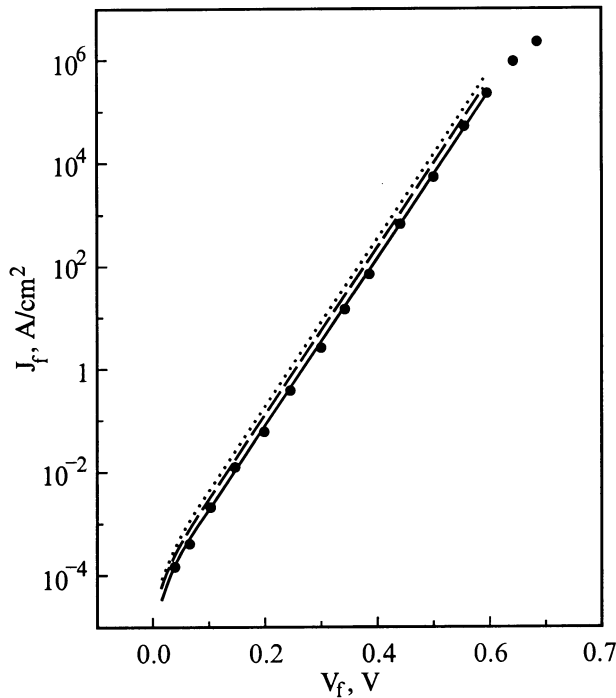


Рис. 2. Прямые ветви ВАХ. Точки — экспериментальные значения, коэффициент идеальности $n = 1.04$. Линии — расчет: сплошная — методом матрицы переноса с учетом полной формы потенциала, штриховая — методом матрицы переноса с учетом только подбарьерного прохождения, пунктирная — с использованием метода Венцеля–Крамерса–Бриллюэна. Коэффициенты идеальности n для расчетных кривых: сплошная — 1.039, штриховая — 1.037, пунктирная — 1.035.

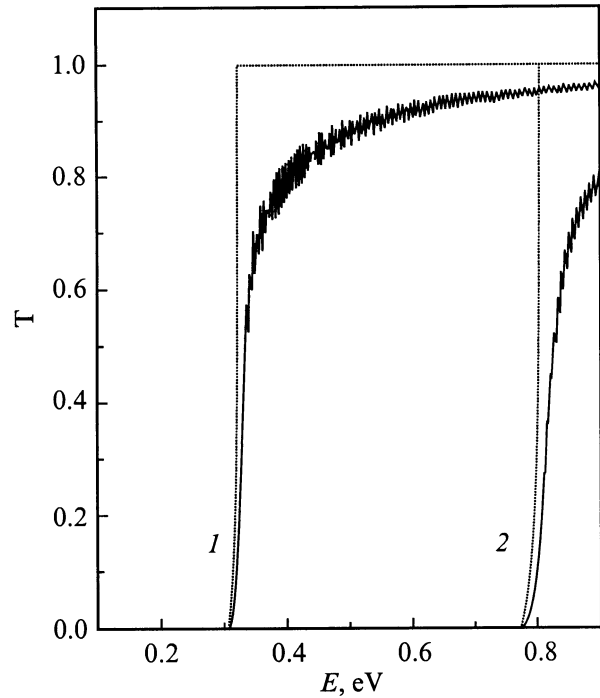


Рис. 3. Расчет коэффициента туннелирования T при нулевом смещении (1) и прямом смещении $V_f = 0.5 \text{ В}$ (2): сплошные кривые — методом матрицы переноса с учетом полной формы потенциала, пунктирные линии — методом Венцеля–Крамерса–Бриллюэна.

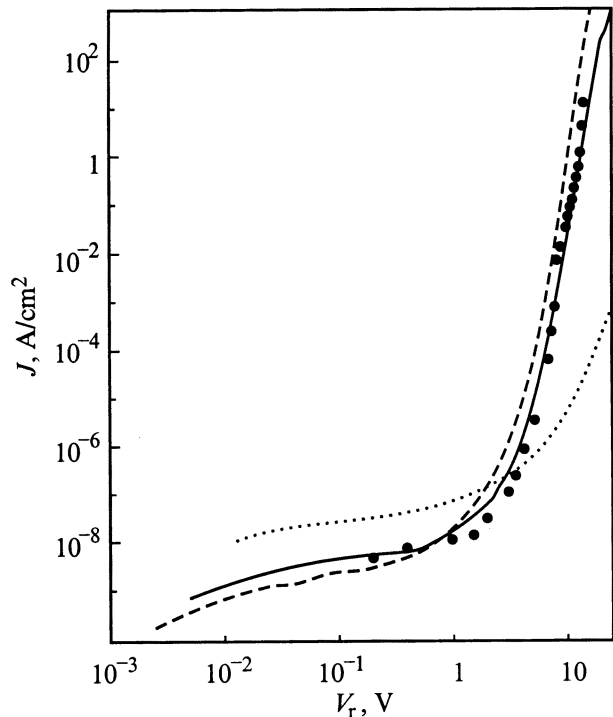


Рис. 4. Обратные ветви ВАХ. Точки — экспериментальные значения. Линии — расчет: сплошная — методом матрицы переноса с учетом полной формы потенциала, штриховая — методом матрицы переноса с учетом только подбарьерного прохождения, пунктирная — с использованием метода Венцеля–Крамерса–Бриллюэна.

кривая). Там же приведены экспериментальные обратные ВАХ.

На рис. 5 представлены зависимости коэффициента прохождения $T(E)$, найденные с использованием метода МП с учетом полной формы потенциала при обратных смещениях $V = 0$ (кривая 1), $V_r = -0.5$ В (кривая 2) и $V_r = -5$ В (кривая 3). Также приведены зависимости $T(E)$, найденные в приближении ВКБ при смещениях $V_r = -0.5$ В (кривая 4) и $V_r = -5$ В (кривая 5) и с использованием метода МП при учете потенциала только в области $[X_a, X_b]$ (кривая 6) при смещении $V_r = -5$ В. Для последнего случая при $V_r = -0.5$ В, чтобы не загромождать рисунок, кривые $T(E)$ не приведены. Отметим только, что они лежат немного ниже штрихпунктирных кривых. Из рис. 5 видно, что при увеличении V_r характер поведения кривых $T(E)$ становится более немонотонным.

На рис. 6 изображены зависимости времени прохождения электронов через область базы от энергии при смещениях $V_f = 0.5$ В, $V = 0$, $V_r = -0.5$ В и $V_r = -5$ В, рассчитанные с использованием метода МП с учетом полной формы потенциала.

На рис. 7 представлены зависимости плотности туннельного тока от энергии электрона E для нескольких значений падений напряжений (прямое смещение — рис. 7, а, обратное смещение — рис. 7, б). На рис. 7, а за

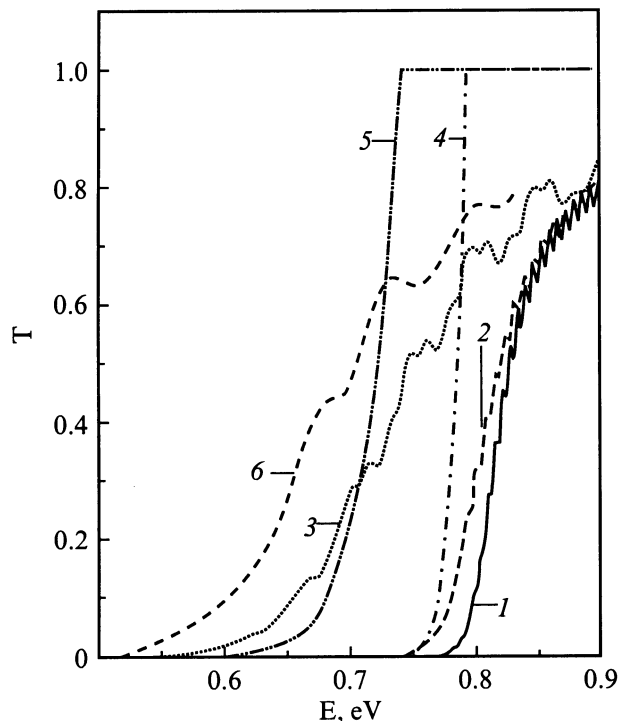


Рис. 5. Расчет коэффициента туннелирования T при нулевом смещении (1) и обратных смещениях V_r , В: 2, 4 — 0.5, 3, 5, 6 — 5. Расчет методом матрицы переноса с учетом полной формы потенциала — зависимости 1–3, с учетом только подбарьерного прохождения — зависимость 6, расчет с использованием метода ВКБ — зависимости 4, 5.

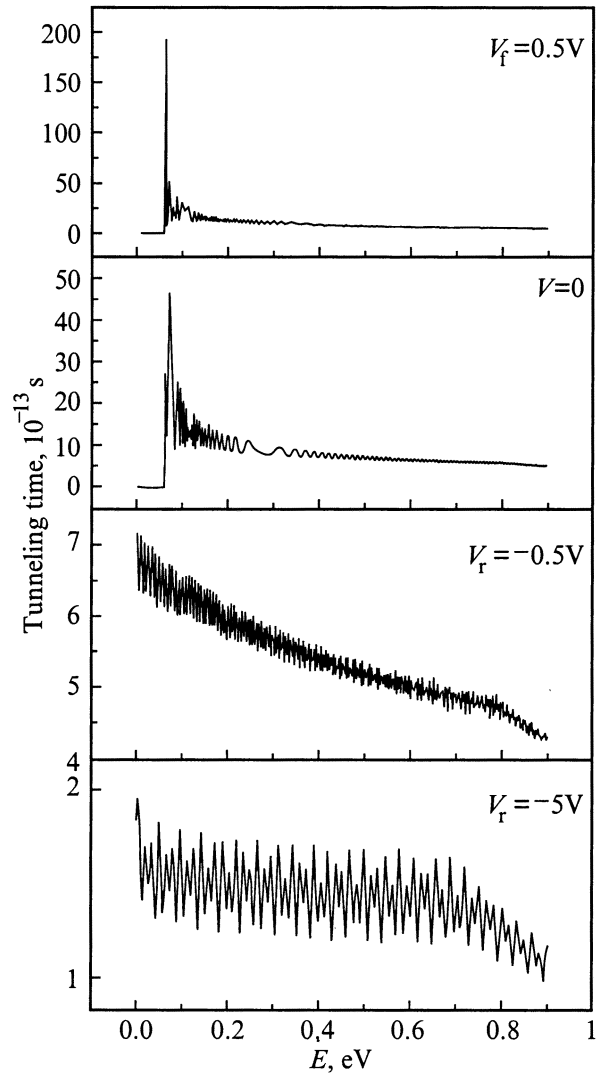


Рис. 6. Время туннелирования для прямого $V_f = 0.5$ В, нулевого и обратных смещений $V_r = -0.5$ В и $V_r = -5$ В.

начало отсчета энергии, как указывалось выше, выбиралось положение уровня Ферми в полупроводнике E_{Fs} , а на рис. 7, б — в металле E_{Fm} .

Обсуждение результатов расчетов

Поведение прямых ВАХ, рассчитанных с использованием различных методов, не имеет значительных отличий. Как видно из рис. 2, зависимость, рассчитанная с использованием приближения ВКБ, соответствует большим значениям тока. В поведении же зависимостей, для расчета которых использовался метод МП с учетом потенциала только в области $[X_a, X_b]$, а также с учетом полной формы потенциала, не наблюдается существенных различий. Сравнение расчетных значений показателя идеальности n (для сплошных и штриховых кривых на рис. 2) показывает, что учет полной формы потенциала несколько повышает его значение.

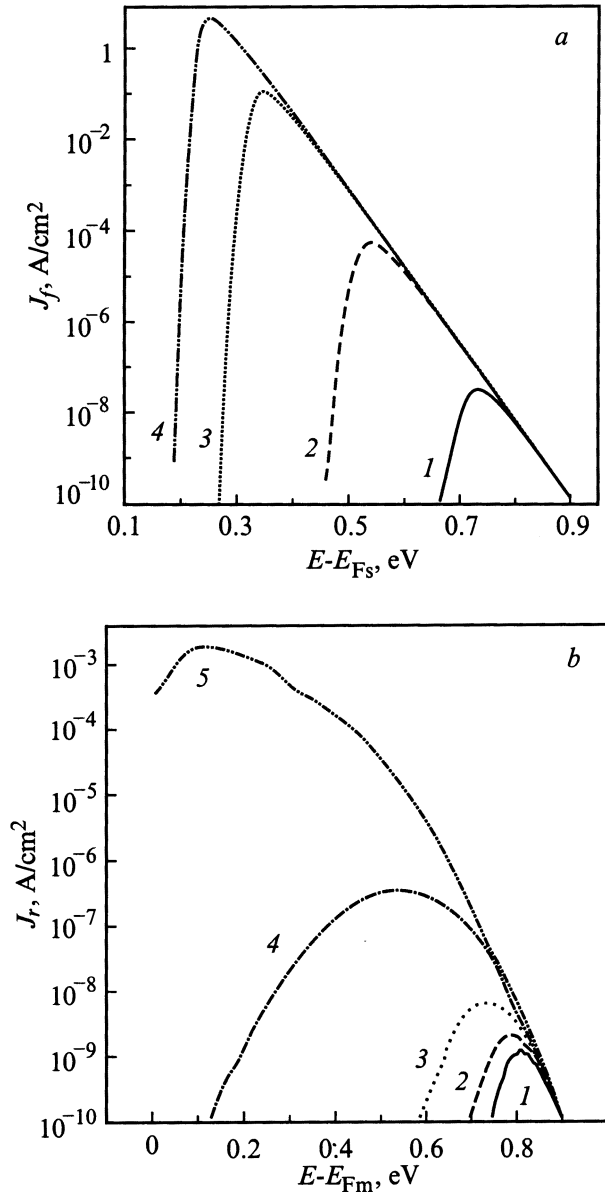


Рис. 7. Плотность тока: *a* — прямой ток, напряжение смещения V_f , В: 1 — 0.1, 2 — 0.3, 3 — 0.5, 4 — 0.6; *b* — обратный ток, напряжение обратного смещения V_r , В: 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 5, 5 — 10.

Такое поведение прямых ВАХ можно объяснить на основе различий в зависимостях $T(E)$ (рис. 3). В отличие от приближения ВКБ при расчете коэффициентов прохождения с использованием метода МП зависимость $T(E)$ в окрестности $E \simeq \varphi_b$ и для энергий, превышающих φ_b , перестает быть монотонной. Как показали проведенные исследования, колебания на $T(E)$ связаны с наличием надбарьерной области. Было показано, что характер колебаний $T(E)$ меняется при изменении степени легирования n -слоя. При увеличении степени легирования от $N_d = 5 \cdot 10^{15}$ до $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ уменьшаются частота и амплитуда колебаний зависимости $T(E)$. Увеличение периода колебаний $T(E)$ связано с увеличением

протяженности участка $\varphi(x)$, где электрон проходит над барьером, при уменьшении N_d . Следует также отметить, что даже при $E \geq \varphi_b$, как видно из рис. 3, коэффициент прохождения $T(E)$ не равен 1.

В поведении обратных ВАХ, рассчитанных с использованием разных методов, имеются гораздо большие различия (см. рис. 4). На кривых, полученных с использованием метода МП, можно выделить два участка по напряжению, с более низким и более высоким током в сравнении с кривой, полученной с использованием приближения ВКБ. По характеру поведения обратных ВАХ можно сделать вывод, что расчет $T(E)$ (см. рис. 5) с использованием метода МП приводит к более быстрому росту тока.

Таким образом, из вышеизложенного видно, что вид расчетных ВАХ диодов с БШ сильно зависит от способа расчета $T(E)$, а также от учета надбарьерной области при движении электрона.

На рис. 7, *a* изображены зависимости $J_f(E)$ для нескольких значений прямых смещений. Хорошо видно, что в исследованном интервале прямых смещений (0.1–0.6 В) максимум плотности тока находится вблизи вершины потенциального барьера. На рис. 7, *b*, для случая обратных смещений, видно, что при увеличении V_r максимум туннельного тока смещается к уровню Ферми в металле. При $V_r = 10$ В максимум $J_r(E)$ лежит практически на значении $E = E_{Fm}$. Это указывает на то, что при больших отрицательных смещениях ток через исследуемую структуру является туннельным. При малых V_r максимум $J_r(E)$ приходится на вершину потенциального барьера, что совпадает с результатами работы [18].

Как видно из рис. 6 поведение зависимостей $t(E)$ сильно немонотонно. При учете полной формы потенциала при прохождении электрона через n -базу всегда (при $E > V_n = \varphi(W_n)$) имеется надбарьерная область. Ее влияние заключается в том, что время прохождения модулируется по энергии электрона. Об этом также свидетельствует тот факт, что только при подбарьерном прохождении электрона, которое имеет место при $E < V_n$, зависимость $t(E)$ является гладкой, и только когда энергия электрона начинает превышать V_n , на кривой $t(E)$ появляются колебания.

Принято считать, что среднее значение скорости насыщения электронов в GaAs составляет приблизительно $2.2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ [2]. Из рис. 6 ($V = 0$) видно, что для электронов с энергиями меньше φ_b среднее значение времени прохождения составляет примерно $5 \cdot 10^{-13} \text{ с}$, что дает среднее значение скорости переноса электронов приблизительно 10^7 см/с . Для электронов с энергиями выше φ_b скорость переноса получается несколько больше. Как видно из рис. 6, при наличии обратного смещения для электронов требуется меньше времени для прохождения n -базы. Следовательно, увеличивается их скорость переноса. Например, уже при $V_r = -5$ В средняя скорость для электронов с энергиями меньше φ_b получается примерно $3.7 \cdot 10^8 \text{ см/с}$. При значениях V_r , близких к пробивным (10–15 В), время переноса электронов с энергий $E < \varphi_b$ составляет уже приблизительно $8 \cdot 10^{-14} \text{ с}$, что соответствует скорости 10^8 – 10^9 см/с .

Согласно полученным результатам (рис. 6), при больших обратных смещениях время прохождения n -базы электронами может быть меньше времени релаксации по энергии в полупроводнике. В этом случае предел быстрогодействия будет определяться временем релаксации по энергии в n^+ -подложке, так как предполагается, что область n -базы носители проходят баллистически. При небольших обратных смещениях время прохождения может быть больше времени релаксации по энергии. В этом случае предел быстрогодействия будет определяться временем прохождения через область базы.

При прямых смещениях время прохождения n -базы практически всегда больше времени релаксации по энергии в металле (рис. 6). Поэтому предел быстрогодействия в этом случае также будет определяться временем прохождения носителей через область базы.

Таким образом, как показали расчеты, при прохождении через n -базу, особенно при больших обратных смещениях, электрону необходимо в 10–100 раз меньшее время, чем предполагалось ранее.

Сложно предсказать заранее, как отразится на поведении расчетной ВАХ учет полной формы потенциала. Из выражения (2) для коэффициента прохождения системы ППБ + ПС видно, что наличие области, где $\varphi(x) < 0$, может как уменьшить, так и увеличить $T(E)$ и даже привести к появлению резонансов.

Полученные результаты показывают, что для потенциала $\varphi(x)$, образованного КМП, в широком интервале смещений резонансы отсутствуют. При этом обнаруживаются быстрые осцилляции зависимости $t(E)$ и локальные резонансы на зависимости $T(E)$. Показано, что учет полной формы потенциала при расчете ВАХ приводит к уменьшению тока.

Таким образом, в предположении отсутствия процессов рассеяния электронов в тонкой базе, сама область базы может оказывать значительное влияние на ток через диодную структуру. Причем ток через тонкую базу диода хорошо описывается на языке туннелирования. При этом, несмотря на микронные размеры этой области, коэффициент прохождения T при наличии прямого или обратного смещения может быть очень близок к 1.

Обсуждение результатов эксперимента

Как видно из рис. 2, расчетные зависимости прямой ветви ВАХ хорошо ложатся на экспериментальные значения. Среднее значение показателя идеальности ($n = 1.04$) в интервале токов от 10^{-6} до 10^2 А/см² хорошо совпадает с расчетным значением $n = 1.039$, определенным по прямой ВАХ, рассчитанной с использованием метода МП с учетом полной формы потенциала. Прямые ВАХ, рассчитанные другими способами, также мало отличаются от экспериментальных. Это объясняется тем, что основной ток при прямом смещении приходится на вершину потенциального барьера (рис. 7, а) и не определяется туннелированием.

Для обратных ВАХ имеет место иная ситуация. Максимум зависимости $J(E)$ при увеличении обратного смещения приближается к уровню Ферми в металле. Это означает, что при обратном смещении основной вклад в полный ток будут вносить электроны, туннелирующие через барьер. В этом случае форма потенциала будет оказывать существенное влияние на движение электронов и, следовательно, на вид обратной ВАХ. Кроме того, при увеличении обратного смещения влияние надбарьерной области значительно возрастает. Как видно из рис. 4, обратные ВАХ, рассчитанные с использованием метода МП с учетом полной формы потенциала, хорошо согласуются с экспериментальными значениями в достаточно широком интервале обратных токов.

Заключение

Проведенные расчеты с использованием метода матрицы переноса (МП) при учете полной формы потенциала (метод ППБ + ПС) позволили универсальным способом описать поведение прямых и обратных вольт-амперных характеристик (ВАХ) диодов с барьером Шоттки.

Показано сильное влияние формы потенциала в n -слое на перенос тока в структурах $Me-n-n^+$ с тонкой базой. Так, расчет обратных ВАХ с использованием зависимостей коэффициента туннелирования $T(E)$ от энергии электрона E , рассчитанных методом ППБ + ПС, приводит к более быстрому (на несколько порядков) росту обратных токов и к лучшему согласию с экспериментом. Учет тонкой базы при расчете ВАХ приводит к значительному понижению (почти на порядок) обратного тока. При расчете прямых ветвей ВАХ обнаружено незначительное понижение прямых токов, а в целом результаты хорошо согласуются с уже известными.

Показано, что время t , необходимое электрону для преодоления области контакта металл–полупроводник и тонкой n -базы, меньше принятого ”классического” времени. При этом обнаружены сильные осцилляции зависимостей $t(E)$ в широком интервале энергий и появление локальных резонансов на зависимостях $T(E)$ вблизи вершины потенциального барьера и в надбарьерной области.

Показано, что потенциал, образованный контактом металл–полупроводник, как и сверхрешетка, является мезоскопическим объектом, коэффициент прохождения через который может быть близок к 1.

Проведены оценки частотного предела работы диода с барьером Шоттки с тонкой базой ($N_d = 3.6 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $W_n = 0.52$ мкм). В зависимости от падения напряжения на диодной структуре частотный предел работы диода составил от 200 ГГц для $V = 0$ до 6 ТГц для обратного напряжения смещения $V_r = 5$ В. Показано, что с увеличением V_r частотный предел работы диода значительно повышается.

Авторы выражают благодарность В.Г. Божкову за активную помощь и Н.Л. Чуприкову за полезное обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и технологий, программа "Поверхностные атомные структуры", проект № 95-1.24.

Список литературы

- [1] F.A. Padovani, R. Stratton. *Sol. St. Electron*, **9**, 695 (1966).
- [2] K. Shenai, R.W. Dutton. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **35**(4), 468 (1988).
- [3] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984), ч. 1.
- [4] М.И. Векслер. *ФТП*, **30**(9), 1718 (1996).
- [5] В.Н. Добровольский, Г.К. Ницидзе, В.Н. Петрусенко. *ФТП*, **28**(4), 651 (1994).
- [6] J. Martinez, E. Calleja, J. Piqueras. *Phys. St. Sol.*, **60a**, 277 (1980).
- [7] J. Crofton, S. Sriram. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **43**(12), 2305 (1996).
- [8] H.C. Card, E.H. Rhoderick. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **4**, 1589 (1971).
- [9] Э.Х. Родерик. *Контакты металл–полупроводник* (М., Радио и связь, 1982).
- [10] J.M. Andrews. *J. Vac. Sci. Technol.*, **11**, 951 (1974).
- [11] Н.Л. Чуприков. Деп. в ВИНТИ, № 492-В91.
- [12] Н.Л. Чуприков. *ФТП*, **30**(3), 443 (1996).
- [13] N.A. Torkhov. In: *Proc. 4th Int. Conf. on actual problems of electronic instrument engineering proceedings (APEIE-98)* (Novosibirsk, 1998) v. 2, p. 217.
- [14] Н.Л. Чуприков. *ФТП*, **26**(12), 2040 (1992).
- [15] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990).
- [16] L. Esaki. *IEEE J. Quant. Electron.*, **22**(9), 1611 (1986).
- [17] S.D. Collins, D. Lowet, J.R. Barker. *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, **20**, 6213 (1987).
- [18] Ю.А. Гольдберг, V.V. Zabrodsky, O.I. Obolensky. *ФТП*, **25**(3), 439 (1991).

Редактор Т.А. Полянская

Current transport in Me–n–n⁺ structures with Shottky barrier

N.A. Torkhov, S.V. Eremeev*

Semiconductor Research Institute,
634045 Tomsk, Russia

*V.D. Kuznetsov Siberian Physicotechnical Institute,
634050 Tomsk, Russia

Abstract We proposed the model of current transport in diodes with Shottky barrier based on ballistic electron transport through thin *n*-base. To evaluate transmission factors, that are used to calculation current-voltage characteristics as well transmission times, the method of transfer matrix is applied. Taking into consideration the full potential form leads to good consequence experimental and computational current-voltage characteristics. It has been found that thin base influence leads to decreasing the reverse current. Transmission coefficient for diode *n*-base can be close to one was obtained. A number of local resonances of transmission factor and immonotonous transmission time was demonstrated caused by base area influence. Frequency limitation is 10–100 times more one determined with use classical approach.