

# Эффект баллистического переноса электронов в структурах металл– $n$ -GaAs– $n^+$ -GaAs с барьером Шоттки

© Н.А. Торхов<sup>†</sup>

Научно-исследовательский институт полупроводников (ГНПП НИИПП),  
634045 Томск, Россия

(Получена 29 декабря 2000 г. Принята к печати 10 января 2001 г.)

В предположении о баллистическом характере движения проведено исследование взаимодействия электрона с потенциалом, сформированным контактом металл–полупроводник с барьером Шоттки. Рассмотрены три случая взаимодействия электрона с барьерным потенциалом: сильное, слабое и надбарьерный перенос. Показано, что взаимодействие электрона с надбарьерной областью существенно влияет на процесс рассеяния во всех трех случаях, что отражается на поведении статических вольт-амперных характеристик. На основе предложенной модели было предсказано увеличение обратных токов при увеличении ширины тонкой ( $\sim 0.35$  мкм) базы диода, которое было проверено и подтверждено экспериментально. Получено, что увеличение обратного тока связано с увеличением влияния сильного электрического поля на движущиеся носители с ростом ширины тонкой базы.

## Введение

При расчете прямых и обратных статических вольт-амперных характеристик (ВАХ) диодов с барьером Шоттки (БШ) в настоящее время используется теория термоэлектронной эмиссии и туннелирования носителей (теория термополевой эмиссии) [1–11]. В дальнейшем теория термополевой эмиссии была расширена для барьеров Шоттки на случай неоднородного распределения примеси в полупроводнике [2–14]. При этом при расчетах параметров прохождения барьера (коэффициента  $T(E)$ ) и времени  $t(E)$  прохождения) не рассматривают механизмы взаимодействия заряженной частицы с потенциалом, в частности с надбарьерной областью [9]. Как указывалось в [15,16], это приводит к неточному описанию процесса рассеяния и ошибкам при расчете параметров прохождения барьера. Особенно это заметно при расчете обратных ветвей статических ВАХ диодов с БШ. В связи с этим представляется интересным исследовать процесс взаимодействия электрона с потенциалом, сформированным контактом металл–полупроводник (КМП) с БШ при одновременном учете туннелирования и надбарьерного прохождения.

Процесс взаимодействия электрона с потенциалом, сформированным КМП с БШ, исследовался в данной работе на примере поведения его волновой функции в области потенциала. Было показано, что учет влияния надбарьерной области при расчете обратных ВАХ для случая однородного распределения примеси в полупроводнике приводит к росту обратных токов (уменьшению обратных напряжений) при увеличении ширины базы диода. Проведенные расчеты достаточно хорошо совпадают с экспериментальными данными.

## Методика вычислений

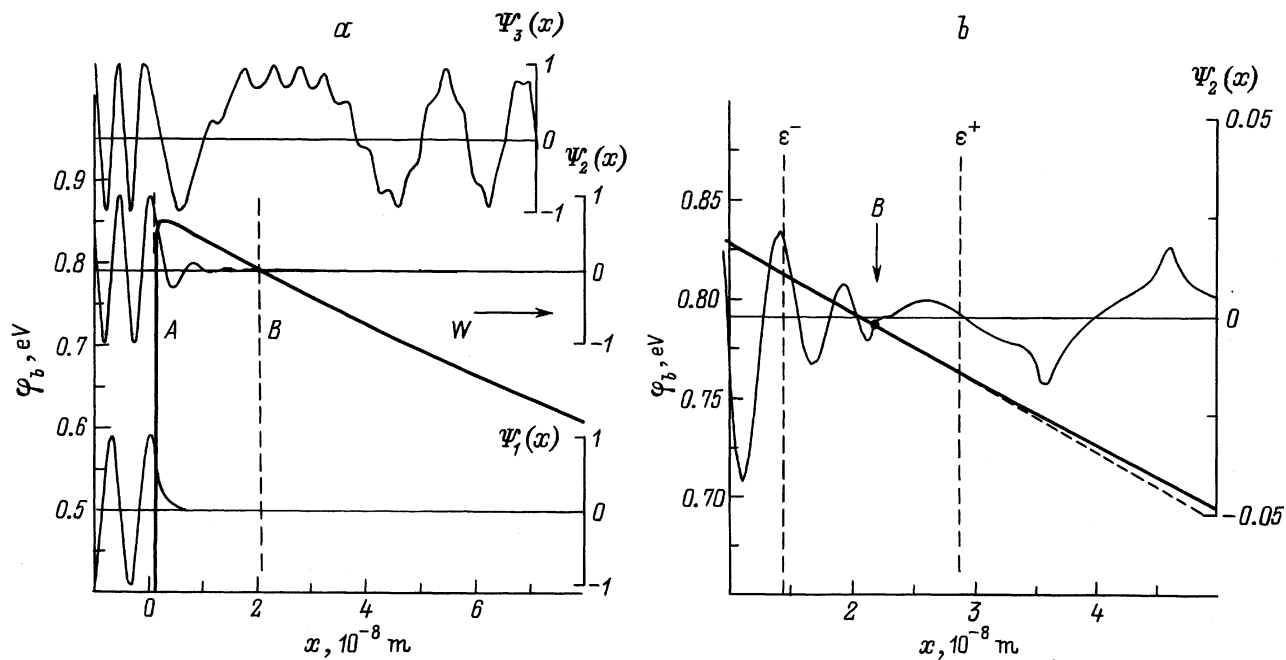
Для исследования взаимодействия электрона с потенциалом, согласно предложенной в [15] модели, будем предполагать, что проходящий тонкую  $n$ -базу диода толщиной  $W$  электрон не взаимодействует ни с какими дефектами в области базы, а рассеяние происходит только на потенциале, сформированном КМП с БШ, т.е. выполняется соотношение

$$l^* \geq W, \quad (1)$$

где  $l^*$  — длина свободного пробега именно таких ("горячих") электронов.

Для проведения расчетов потенциал барьера  $\varphi(x)$ , где  $x \in [0; W]$ , изображенный на рис. 1, разбивался на  $N$  прямоугольных потенциальных барьеров (ППБ). Волновые функции электронов  $\Psi(x, E)$  рассчитывались для каждого из ППБ [17] и затем выводились в виде графиков для энергии электронов  $E = 0.5, 0.79$  и  $0.95$  эВ на рис. 1, а в виде функций  $\Psi_1(x)$ ,  $\Psi_2(x)$  и  $\Psi_3(x)$  соответственно. Для нахождения параметров прохождения системы ППБ в данной работе использовался точный расчет, проводимый в рамках метода матрицы переноса (МП) [17–19]. В отличие от работы [9], где метод МП использовался для описания процесса туннелирования только при подбарьерном прохождении, используемый в данной работе метод МП обладает абсолютной сходимостью. Абсолютная сходимость достигается тем, что в качестве МП выбирается матрица, характеризующая прохождение электрона через одиночный ППБ, а не через смежные области, как в работе [9]. Как показано в [17,18], вид такой матрицы не зависит от способа задания потенциала, что и делает этот метод удобным для реализации на ЭВМ. В [17–19] показано, что для нахождения параметров прохождения системы ППБ можно использовать рекуррентные соотношения, которые позволяют вычислять параметры туннелирования с любой необходимой точностью, определяемой величиной разбиения потенциала  $\varphi(x)$ .

<sup>†</sup> E-mail: tna@ic.tsu.ru



**Рис. 1.** *a* — потенциал  $\varphi_b(x)$ , сформированный контактом металл–полупроводник с барьером Шоттки при учете сил зеркального изображения в отсутствие внешнего электрического поля ( $U = 0$ ), и волновые функции электрона в области потенциала, распространяющиеся слева  $\rightarrow$  направо:  $\Psi_1(x, E)$  для энергии электрона  $E = 0.5$  эВ,  $\Psi_2(x, E)$  для  $E = 0.79$  эВ и  $\Psi_3(x, E)$  для  $E = 0.95$  эВ. Потенциал и волновые функции электрона представлены в пространственном интервале от  $x = -10^{-8}$  м до  $x = 8 \cdot 10^{-8}$  м. *b* — детальное изображение  $\varphi_b(x)$  и волновой функции  $\Psi_2(x, E)$  для  $E = 0.79$  эВ в  $\epsilon$ -окрестности точки *B*, штриховая кривая — касательная, проведенная в точке *B*.

Потенциал  $\varphi(x)$  находился путем численного решения уравнения Пуассона с учетом сил зеркального изображения. За начало отсчета энергии в случае  $U_r < 0$  принималось положение уровня Ферми в металле, а в случае  $U_r > 0$  — в полупроводнике, где  $U_r$  — прямое, а  $U_r$  — обратное смещение на БШ.

Для расчета статических ВАХ диодов с БШ использовалось аналитическое выражение [4]

$$J(E) = \frac{4\pi q m^* kT}{\hbar^3} \times \int_0^\infty T(E) \ln \left[ \frac{1 + \exp[(E_F - E)/kT]}{1 + \exp[(E_F - E - qU)/kT]} \right] dE, \quad (2)$$

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

## Методика проведения эксперимента

Для проведения экспериментов использовалась полупроводниковая пластина, представляющая собой  $n$ - $n^+$ -структуру (образец). Эпитаксиальный  $n$ -слой GaAs:Sn (база) толщиной порядка 0.85 мкм был выращен на

$n^+$ -подложке GaAs:Te с ориентацией (100). Концентрация носителей заряда в эпитаксиальном слое составляла  $\sim 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , в подложке  $\sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Со стороны подложки создавался омический контакт электрохимическим осаждением GeNi + Au с последующим отжигом в атмосфере азота при температуре 450°C в течение 5 мин. Затем на образце со стороны эпитаксиального слоя формировались области со значениями  $W$ , равными 0.85, 0.62 и 0.35 мкм. Таким образом, на одном чипе были сформированы три области с разной толщиной базы  $W$ . После этого поверхность эпитаксиальных слоев обрабатывалась аммиачным раствором  $\text{NH}_3\text{OH}:\text{H}_2\text{O} = 1:5$  для удаления собственного оксида. Как показано в работе [20], после обработки в аммиачном растворе поверхность эпитаксиального  $n$ -слоя GaAs приобретает периодическую структуру  $4 \times 2$ , что свидетельствует о хорошем качестве поверхности. Эллипсометрические исследования, проведенные непосредственно после обработки образцов в аммиачном растворе, показали, что толщина приповерхностной области с величиной диэлектрической постоянной  $\epsilon$ , отличной от величины  $\epsilon$  в объеме, не превышала 7–10 Å и, возможно, связана с реконструкцией поверхности.

Барьерные контакты диаметром 325 мкм формировались электрохимическим осаждением пленки золота толщиной 0.3 мкм на поверхность эпитаксиального  $n$ -слоя по стандартному технологическому методу. Осаждение проводилось в окна фоторезиста с последующим его

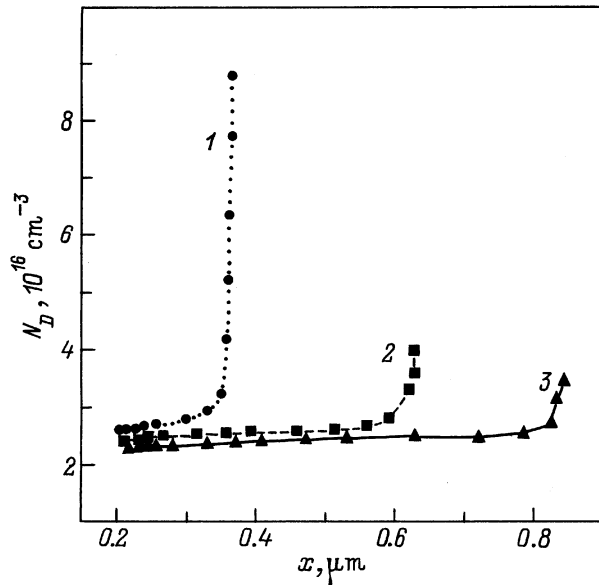


Рис. 2. Концентрационные профили ионизированной мелкой донорной примеси  $N_D(x)$  структур Au- $n$ - $n^+$ -GaAs для разных толщин  $W$ , мкм: 1 — 0.35, 2 — 0.62, 3 — 0.85.

удалением. Затем формировались меза-структуры путем травления материала по периферии контактов на глубину 1 мкм. Это делалось с целью уменьшения влияния периферии на электрические характеристики диодов.

Значение высоты БШ определялось по методу вольт-фарадных характеристик (ВФХ) на частоте 1 МГц, а также, для сравнения, методом ВАХ, по величине тока насыщения. Измерения ВАХ и ВФХ барьеров Шоттки проводились при температуре 295°C непосредственно на пластинах. Полученные с использованием двух независимых методов высоты БШ практически совпадают.

Распределение концентрации ионизированной мелкой донорной примеси (концентрационные профили)  $N_D(x)$  по толщине базы для трех областей с разной толщиной базы  $W$  было получено по методу ВФХ (рис. 2). Из концентрационных профилей оценивалась эффективная ширина и концентрация примеси  $N_D$  в базе исследуемых диодов. На основе полученных экспериментальных данных для расчета статических ВАХ диодов с БШ концентрация легирующей примеси в  $n$ -слое  $N_D$  полагалась равной  $2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Толщины эпитаксиальных  $n$ -слоев  $W$  принимались равными 0.85, 0.62 и 0.35 мкм. Высота потенциального барьера  $\varphi_{b0}$  при температуре 295°C с учетом влияния сил зеркального изображения принималась равной 0.841 эВ.

Параметры прохождения барьера рассчитывались в интервале энергий от 0 до 1 эВ. Число разбиений потенциала  $N$  по пространственной координате составляет 650 точек и по энергии — 600. Правильность работы программы проверена на расчетах коэффициента прохождения  $T(E)$  и времени прохождения  $t(E)$  для сверхрешеток [21,22].

## Результаты и обсуждение

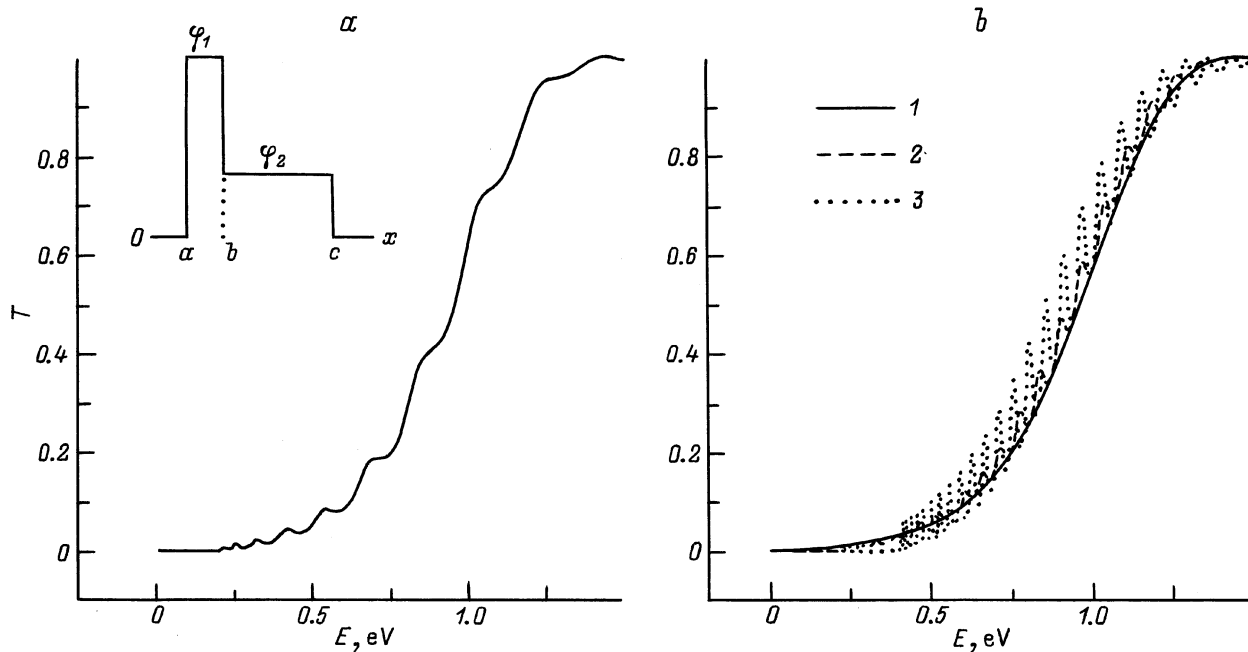
Рассмотрим движущийся слева направо электрон с энергией  $E = 0.79$  эВ, налетающий на потенциал  $\varphi(x)$  слева (рис. 1). Пусть точка  $B$  — место выхода электрона с энергией  $E = 0.79$  эВ из подбарьерной области  $AB$  (рис. 1,  $\Psi_2(x)$ ). Рассмотрим  $\varepsilon$ -окрестность точки  $B$   $]\varepsilon^-; \varepsilon^+[$  (рис. 1,  $b$ ). Будем называть область  $]\varepsilon^-; B[$  левой окрестностью точки  $B$ , а  $B; \varepsilon^+[$  — правой. Из рис. 1,  $b$  видно, что наклон  $\varphi(x)$  в окрестности точки  $B$  изменяется слабо. Из этого следует, что напряженности электрических полей в окрестностях справа и слева от исследуемой точки практически одинаковы и определяются наклоном касательной (штриховая кривая), проведенной в этой точке:

$$\lim_{x \rightarrow B} \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x} = \text{const.} \quad (3)$$

Рассмотрим поведение волновой функции электрона в окрестности точки  $B$ . В самой точке  $B$  волновая функция электрона должна быть непрерывной, т.е. должны выполняться условия сшивания волновых функций [17–19]. Рассмотрим 3 случая взаимодействия электрона с потенциалом, сформированным КМП с БШ, на примере поведения его волновой функции.

Первый — случай сильного взаимодействия электрона с потенциалом. Этот случай характерен для низких энергий электронов, когда ширина БШ (интервал  $AB$ ) превышает длину волны электрона. Как видно из рис. 1,  $a$ , волновая функция электрона  $\Psi_1(x)$  претерпевает сильные изменения. Проникая в подбарьерную область она из гармонической превращается в экспоненциально спадающую функцию координаты. Видно, что уже на расстоянии порядка  $10^{-8}$  м амплитуда  $\Psi_1(x)$  спадает практически до нуля. Согласно проведенным расчетам, коэффициент прохождения  $T$  в этом случае принимает очень маленькие значения. Понятно, что такие электроны будут давать пренебрежимо малый вклад в протекающий через прибор ток.

Второй — случай слабого взаимодействия с потенциалом. Этот случай характерен для электронов с энергиями, меньшими или равными величине высоты потенциального барьера  $\varphi_{b0}$ . Для волновых функций, соответствующих таким электронам ( $\Psi_2(x)$ ), не нарушается осциллирующий характер в подбарьерной области. Это говорит о том, что для таких энергий взаимодействие электрона с потенциалом слабее. При этом уменьшение амплитуды  $\Psi_2(x)$  незначительно, а величины  $T(E)$  приближаются к 1. Очевидно, что эти электроны будут давать основной вклад в протекающий через прибор ток. В этом случае на зависимости  $\Psi_2(x)$  можно выделить два участка, существенно отличающихся друг от друга по характеру поведения (рис. 1,  $b$ ). Это экспоненциально спадающий гармонический участок, расположенный в подбарьерной обла-



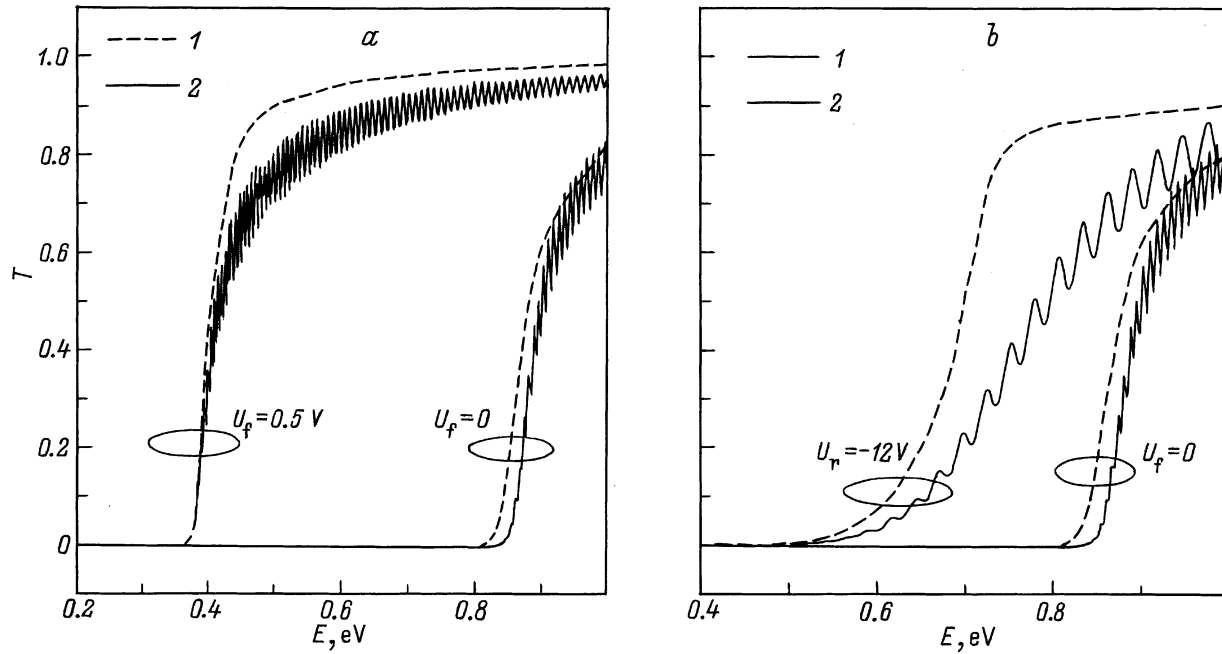
**Рис. 3.** Поведение коэффициента прохождения  $T(E)$  для модельного барьера (см. вставку). Параметры расчета:  $\varphi_1 = 0.8$  эВ, протяженность области  $ab$  равна 3 нм; для зависимости  $T(E)$  на рис. *a*: область  $bc$  — 20 нм,  $\varphi_2 = 0.2$  эВ; для кривых 1–3 на рис. *b*: область  $bc$  — 60 нм,  $\varphi_2$ , эВ: 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.6.

сти  $AB$ , и ангармонический осциллирующий участок, лежащий в надбарьерной области  $BW$ . Как видно из рис. 1, *b*, в надбарьерной области волновая функция электрона является сложной функцией координаты и может вообще не описывать волновой процесс. Взаимодействие электрона с надбарьерной областью зависит от наклона  $\varphi(x)$ , т.е. от величины электрического поля в надбарьерной области. Там, где поле велико, например в области пространственного заряда (ОПЗ), гармонический характер осцилляций  $\Psi(x)$  сильно нарушается и они становятся беспорядочными. Только при выходе из ОПЗ, когда влияние электрического поля значительно уменьшается, колебания на  $\Psi(x)$  вновь становятся гармоническими.

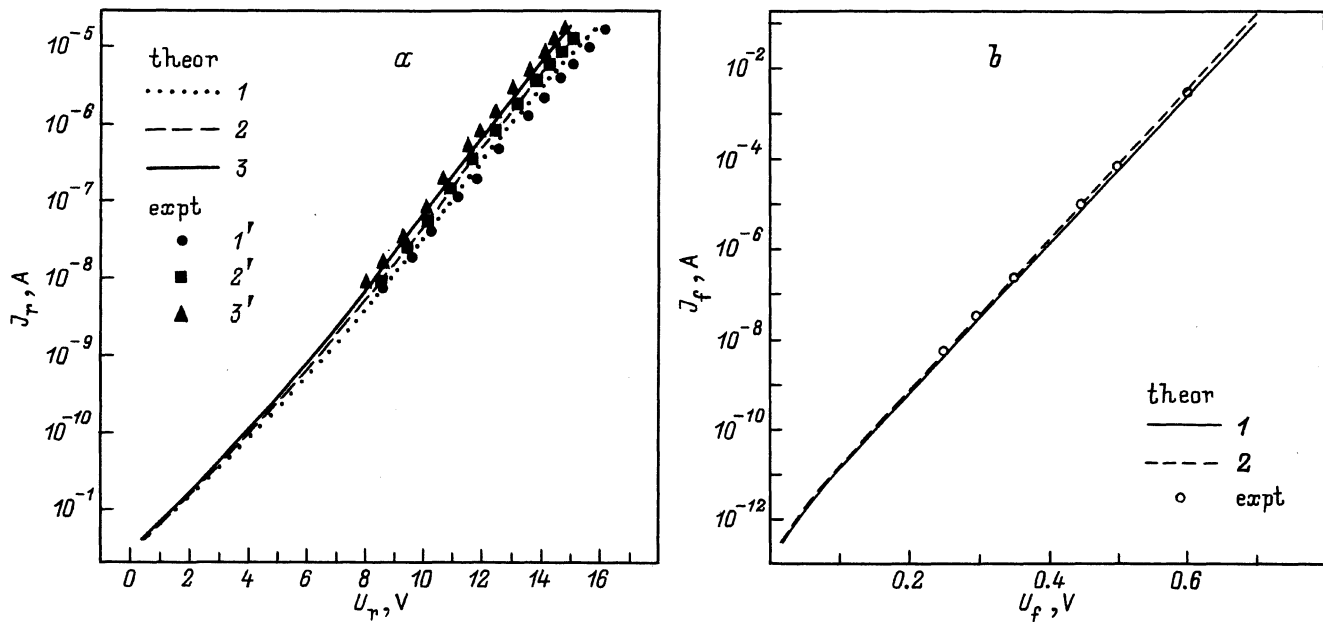
Третий — случай надбарьерного прохождения, когда энергия электрона превышает высоту потенциального барьера  $\varphi_{b0}$ . При этом электрон вообще не проникает в подбарьерную область, а преодолевает тонкую  $n$ -базу диода исключительно над потенциальным барьером. В этом случае также имеются особенности в движении электрона. Так как амплитуда  $\Psi_3(x)$  на протяжении всей  $n$ -базы изменяется незначительно, можно предположить, что электрон испытывает слабое взаимодействие с потенциалом при прохождении области сильного электрического поля (ОПЗ). В то же время, как видно из рис. 1, *a*, в ОПЗ характер поведения  $\Psi_3(x)$  существенно изменяется. Колебания на  $\Psi_3(x)$  становятся беспорядочными. Как и во втором случае, только при выходе из ОПЗ колебания на  $\Psi_3(x)$  снова становятся гармоническими. Вследствие низкой концентрации вклад таких электронов в протекающий через прибор ток будет незначительным.

Влияние взаимодействия электрона с надбарьерной областью на процесс рассеяния на потенциале, сформированном КМП с БШ, удобно проиллюстрировать для модельного барьера. Смоделируем потенциал  $\varphi(x)$  двумя ППБ высотой  $\varphi_1 = 0.8$  и  $\varphi_2 = 0.2$  эВ с нулевым расстоянием между ними так, как показано на вставке к рис. 3, *a*. Ширину первого ППБ примем равной 30 Å, а второго — 200 Å. Вид зависимости  $T(E)$  для этого случая представлен на рис. 3, *a*. Появление колебаний  $T(E)$ , как легко убедиться, связано с наличием надбарьерной области при прохождении электроном участка  $ac$ . Видно, что в интервале энергий от 0 до 0.2 эВ, когда электрон движется только в подбарьерной области, зависимость  $T(E)$  является монотонной. Увеличение энергии падающей волны свыше 0.2 эВ приводит к тому, что при прохождении электроном участка  $ac$ , занятого двумя ППБ, на его пути появляется область  $bc$ , где электрон движется над потенциальным барьером. При этом на кривой  $T(E)$  появляются колебания.

Увеличение участка  $bc$  (рис. 3, *b*), где электрон проходит над барьером  $\varphi_2$ , приводит к увеличению числа колебаний на кривой  $T(E)$ . Амплитуда колебаний при этом не изменяется. Моделирование показало, что амплитуда колебаний зависит от величины  $\varphi_2$ . Уменьшение  $\varphi_2$  приводит к уменьшению амплитуды колебаний. При  $\varphi_2 = 0$  зависимость  $T(E)$  становится монотонной (рис. 3, *b*). В реальном БШ после прохождения под потенциальным барьером электрон начинает движение в надбарьерной области. Ширина этой области достаточно большая (тысячи ангстрем), что должно приводить к появлению большого числа колебаний на зависимости  $T(E)$ .



**Рис. 4.** Влияние надбарьерной области на поведение коэффициента прохождения  $T(E)$  для структуры Au-n-n<sup>+</sup>-GaAs с величиной  $W = 0.35$  мкм: *a* — при прямом напряжении смещения  $U_f = 0.5$  В, *b* — при обратном смещении  $U_r = -12$  В; зависимость  $T(E)$ : 1 — без учета влияния надбарьерной области, 2 — с учетом ее влияния.

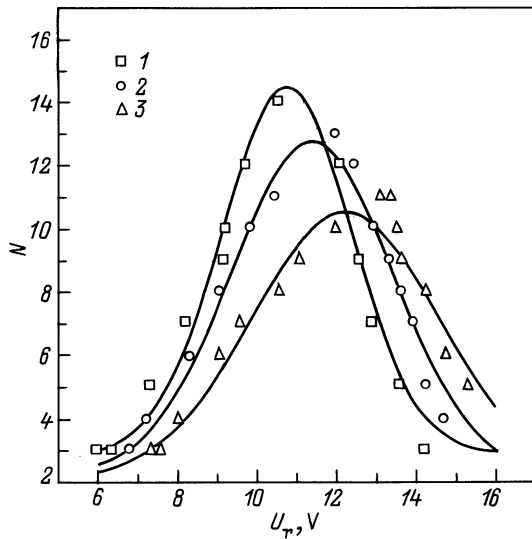


**Рис. 5.** Вольт-амперные характеристики: *a* — обратные, *b* — прямые. На рис. *a* толщина базы  $W$ , мкм: 1, 1' — 0.35, 2, 2' — 0.62, 3, 3' — 0.85. На рис. *b*  $W = 0.35$  мкм, расчет: 1 — с учетом влияния надбарьерной области, 2 — без учета ее влияния.

На рис. 4, *a* приведены зависимости  $T(E)$  для диодной структуры с величиной  $W = 0.35$  мкм при нулевом и при прямом смещении  $U_f = 0.5$ , рассчитанные без учета и с учетом влияния надбарьерной области. Видно, что учет взаимодействия носителей заряда с надбарьерной областью приводит не только к появлению колебаний на  $T(E)$ , но и к уменьшению значений коэффициента

прохождения. Похожая ситуация возникает и при наличии обратного смещения (рис. 4, *b*) с той лишь разницей, что частота колебаний на  $T(E)$  меньше.

Как было показано выше, учет влияния надбарьерной области приводит к значительному изменению параметров прохождения. В [15] сообщалось, что при учете влияния надбарьерной области при расчете методом МП



**Рис. 6.** Статистическое распределение величины обратного напряжения  $U_r$ , измеренного при токе 10 мкА в зависимости от  $N$  — количества диодов Au- $n$ - $n^+$ -GaAs, расположенных на одной подложке для разных толщин  $W$ , мкм: 1 — 0.85, 2 — 0.62, 3 — 0.35. Точки — экспериментальные значения, кривые — аппроксимация функциями Гаусса. Для статистики выбиралось по 110 диодных структур для каждого случая.

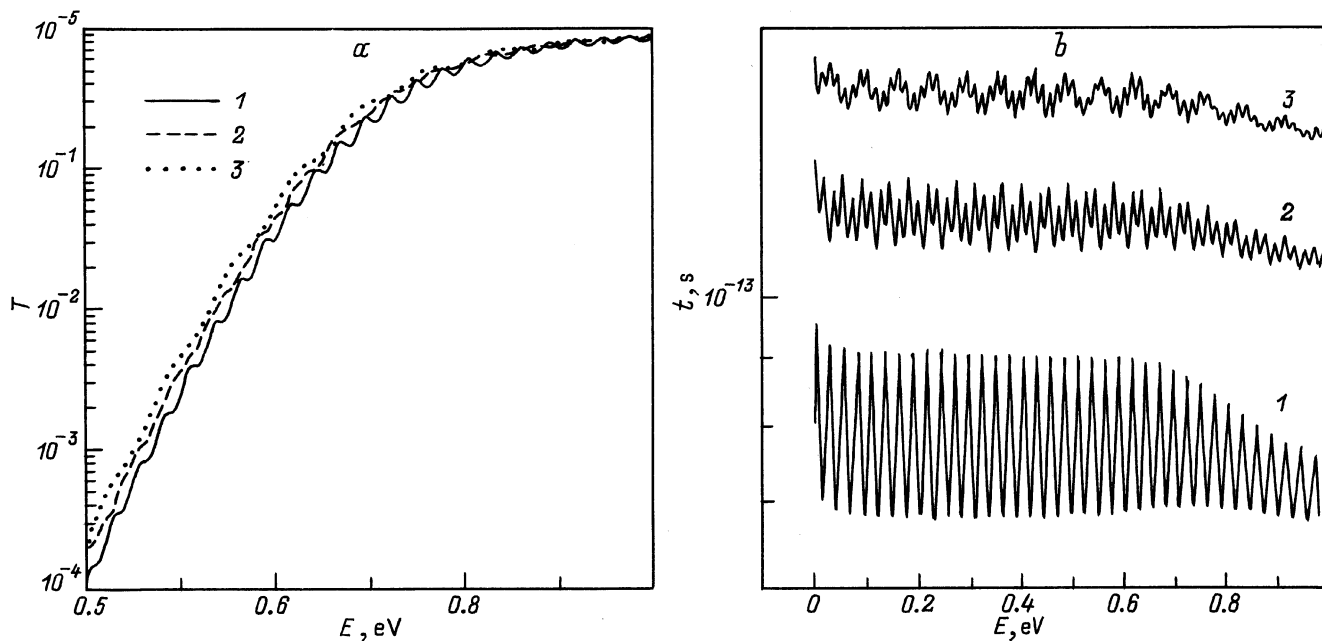
статических обратных ВАХ диодов с БШ наблюдается увеличение скорости роста обратных токов для близких к пробивным напряжений. Согласно предложенной в [15] модели, проведенный в данной работе расчет методом МП статических ВАХ для разных величин толщины базы  $W$  приводит к тому, что при уменьшении  $W$  происходит значительное уменьшение обратных

токов. При этом было обнаружено достаточно хорошее согласие экспериментальных данных с расчетными (рис. 5). Статистический анализ ВАХ диодов, выполненных на одном чипе, также подтвердил наблюдавшийся при расчетах эффект. Зависимости числа диодов  $N$  от  $U_r$ , как видно из рис. 6, хорошо описываются функциями Гаусса. При этом максимумы на кривых  $N(U_r)$  при уменьшении  $W$  смещаются в сторону больших  $U_r$ .

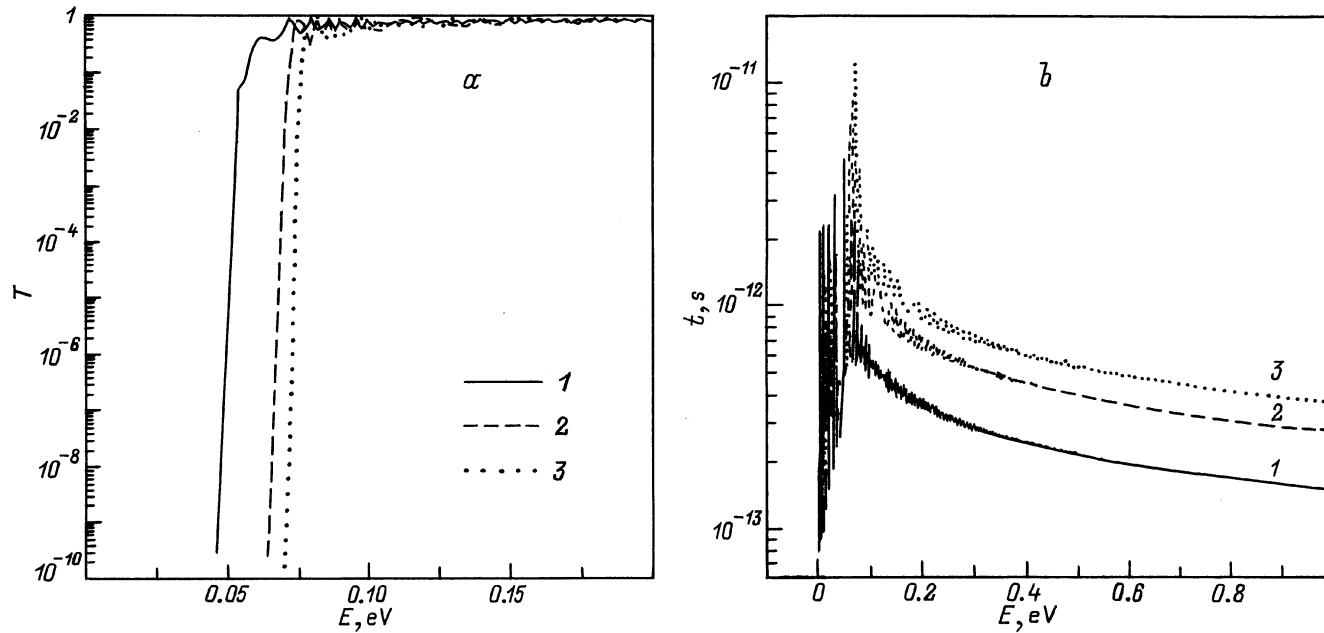
Объяснение наблюдаемому поведению ВАХ при уменьшении  $W$  можно найти, если исследовать поведение параметров прохождения в каждом отдельном случае.

Для обратных ВАХ наблюдаемые явления не удается объяснить с использованием классических представлений об электроне. Так, согласно полученным результатам, увеличение  $W$  от 0.35 до 0.85 мкм приводит к увеличению времени прохождения. В классическом представлении это должно приводить к уменьшению обратных токов, что противоречит эксперименту (рис. 5). В квантово-механическом же представлении увеличение времени прохождения в данном случае сопровождается увеличением средних значений коэффициента прохождения (рис. 7, *a, b*). Внешне (по поведению ВАХ, рис. 5) это проявляется в увеличении обратных токов. Увеличение времени прохождения, как показали исследования, связано с уширением участка сильного электрического поля, где электрон проходит над потенциальным барьером, что усиливает влияние надбарьерной области на движение электрона.

Как видно из рис. 7, *b*, зависимости  $t(E)$  не являются монотонными. При этом следует отметить, что максимумы (минимумы) на  $t(E)$  соответствуют максимумам



**Рис. 7.** Поведение коэффициента прохождения  $T(E)$  (*a*) и времени прохождения  $t(E)$  (*b*) при обратном напряжении смещения  $U_r = -12$  В для структур с толщиной базы  $W$ , мкм: 1 — 0.35, 2 — 0.62, 3 — 0.85.



**Рис. 8.** Поведение коэффициента прохождения  $T(E)$  (а) и времени прохождения  $t(E)$  (б) при обратном напряжении смещения  $U_r = 0.5$  В для структур с толщиной базы  $W$ , мкм: 1 — 0.35, 2 — 0.62, 3 — 0.85.

(минимумам) на  $T(E)$ , т.е. увеличение (уменьшение)  $T$  сопровождается увеличением (уменьшением) времени прохождения электроном участка, занятого  $\varphi(x)$ , что согласуется с известными представлениями о поведении фазового времени прохождения [17]. В результате можно сделать вывод, что немонотонное поведение  $t(E)$ , как и  $T(E)$ , обусловлено наличием надбарьерной области.

В случае прямых смещений наблюдаемые эффекты укладываются в рамки обычных представлений. Уменьшение  $W$  приводит к уменьшению времени прохождения и увеличению коэффициента прохождения (рис. 8). В случае больших прямых смещений область, где электрон проходит над барьером, значительно увеличивается за счет уменьшения протяженности области, где электрон проходит под барьером (область подбарьерного прохождения практически исчезает), что сказывается на поведении кривых  $T(E)$  и  $t(E)$  — частота колебаний значительно увеличивается.

Резкое отличие в поведении прямых и обратных ВАХ в зависимости от толщины базы (особенно в области больших токов) связано с протяженностью надбарьерной области, где электрическое поле велико (область пространственного заряда). Так, в случае обратных ВАХ электрон движется в очень сильном электрическом поле и, кроме того, ему приходится туннелировать через потенциальный барьер, что не может быть описано в рамках классических представлений. В случае прямого смещения ситуация меняется на прямо противоположную — электрон движется в области слабого поля и в основном над потенциальным барьером. В этом случае его движение может быть описано в рамках классических

представлений, что мы и наблюдаем в экспериментальных и теоретических результатах.

Данные исследований поведения времени переноса  $t(E)$  в зависимости от величины  $W$  приведены на рис. 7, б и 8, б. Известно [23], что время релаксации по энергии для собственных электронов в GaAs составляет порядка  $10^{-12}$  с. Согласно проведенным расчетам (рис. 8, б), время переноса горячих электронов при наличии прямого смещения  $U_r = 0.5$  В для интервала энергий от 0.8 до 0.9 эВ не превышает  $4 \cdot 10^{-13}$  с. При отрицательном смещении  $U_r = -12$  В (рис. 7, б) оно не превышает  $1.5 \cdot 10^{-13}$  с. Таким образом, это свидетельствует в пользу выдвинутого предположения (1), что длина свободного пробега горячих электронов  $l^*$  (при наличии напряжения смещения) равна или превышает ширину тонкой базы диода  $W \approx 0.82$  мкм, так как проходящие через  $n$ -базу электроны не успевают потерять свою энергию.

## Заключение

Исходя из вышеизложенного можно сделать вывод, что токоперенос через область контакта металл–полупроводник и тонкую базу диода (слой  $n$ -GaAs толщиной  $W < 1$  мкм) хорошо описывается на языке квантово-механического туннелирования. В работе показано, что предложенная в [15] модель токопереноса в контактах металл–полупроводник с барьером Шоттки не противоречит существующим представлениям, но позволяет описать поведение прямых и обратных статических вольт-амперных характеристик (ВАХ) с единых позиций в более широком интервале смещений.

На примере поведения волновых функций электрона в области потенциала впервые проведено исследование взаимодействия электрона с потенциалом, сформированным контактом металл–полупроводник с барьером Шоттки. Показано, что взаимодействие электрона с надбарьерной областью потенциала существенно влияет на процесс рассеяния, что отражается на поведении статических ВАХ. Рассмотрены 3 случая взаимодействия электрона с барьерным потенциалом: сильное, слабое и надбарьерное прохождение.

На основе предложенной модели предсказано увеличение обратных токов при увеличении ширины тонкой базы диода, которое было проверено и подтверждено экспериментально. В работе показано, что увеличение обратного тока связано с увеличением влияния сильного электрического поля на движущиеся носители с увеличением протяженности надбарьерной области.

## 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] *Modern Semiconductor Device Physics*. Ed. by S.M. Sze (John Wiley & Sons, 1997).
- [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.*, **60** (a), 277 (1980).
- [7] J. Crofton, S. Sriram. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **43** (12), 2305 (1996).
- [8] H.C. Card, E.H. Roderick. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **4**, 1589 (1971).
- [9] D. Mui, S. Strite, H. Morkoc. *Sol. St. Electron.*, **34** (10), 1077 (1991).
- [10] V.L. Rideout, C.R. Crowell. *Sol. St. Electron.*, **13**, 993 (1970).
- [11] J.M. Andrews. *J. Vac. Sci. Technol.*, **11**, 951 (1974).
- [12] М.Э. Райх, И.М. Рузин. *ФТП*, **21**, 456 (1987).
- [13] Т.А. Полянская, Х.Г. Нажмудинов. *ФТП*, **21**, 1737 (1987).
- [14] М.Э. Райх, И.М. Рузин. *ЖЭТФ*, **92**, 2257 (1987).
- [15] Н.А. Торхов, С.В. Еремеев. *ФТП*, **34** (1), 106 (2000).
- [16] N.A. Torkhov. *Proc. 4th Int. Conf. on Actual Problems of Electronic Instrument Engineering "APEIE-98"* (Novosibirsk, Russia, Sept. 23–26, 1998) v. 2, p. 217.
- [17] Н.Л. Чуприков. Деп. в ВИНТИ, № 492-В91.
- [18] Н.Л. Чуприков. *ФТП*, **30** (3), 443 (1996).
- [19] Н.Л. Чуприков. *ФТП*, **26** (12), 2040 (1992).
- [20] Н.А. Торхов, В.Г. Божков. Деп. в ВИНТИ, № 313-В99 от 29.01.99.
- [21] L. Esaki. *IEEE J. Quant. Electron.*, **22** (9), 1611 (1986).
- [22] S.D. Collins, D. Lowet, J.R. Barker. *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, **20**, 6213 (1987).
- [23] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990).

Редактор Т.А. Полянская

## Effect of ballistic electron transport in metal– $n$ – $n^+$ -GaAs structures with a Schottky barrier

N.A. Torkhov

Scientific and Technical  
Institute of Semiconductors,  
634045 Tomsk, Russia

**Abstract** The interaction of an electron with the potential generated at the metal–semiconductor contact with the Schottky barrier has been studied assuming the motion to have a ballistic character. Three cases of the electron interaction with the barrier potential are considered: strong, weak and that of overcoming the barrier. It is shown that the interaction of an electron with the overbarrier area essentially influences the process of scattering in all the three cases, what affects the behavior of the static current-voltage characteristics. The model proposed predicts an increment of a back current with the increasing width of a thin ( $\sim 0.35 \mu\text{m}$ ) diode base. This prediction has been confirmed experimentally. The growth of the back current is determined by the influence of a strong electric field on drifting carriers with the increasing width of the thin base.