

Эффект резкой нелинейности прямосмещенной вольт-амперной характеристики системы: двухбарьерная туннельно-резонансная структура, встроенная в барьер Шоттки

А. Н. Король

*Украинский государственный университет пищевых технологий,
Украина, 03033, г. Киев, ул. Владимирская, 68
E-mail: korolam@usuft.kiev.ua*

О. В. Третяк, Д. И. Шека

Киевский университет им. Тараса Шевченко, Украина, 03033, г. Киев, ул. Владимирская, 64

Статья поступила в редакцию 7 февраля 2000 г., после переработки 22 июня 2000 г.

Исследован контакт металла с полупроводником *n*-типа со встроенной в область пространственного заряда двухбарьерной туннельно-резонансной структурой. В этой системе, кроме известного эффекта резкого уменьшения тока, существует дополнительная возможность реализации крутой нелинейности вольт-амперной характеристики (ВАХ), а именно, эффект стремительного нарастания тока. Показано, что дифференциальный наклон прямой ветви ВАХ может значительно превышать величину e/kT — при оптимальных значениях параметров задачи более чем на порядок. Проведен анализ зависимости ВАХ от параметров рассматриваемой структуры.

Досліджено контакт металу з напівпровідником *n*-типу з двохбар'єрною тунельно-резонансною структурою, яка вбудована в область просторового заряду. В цій системі, крім відомого ефекту різкого зменшення струму, існує додаткова можливість реалізації крутої нелінійності вольт-амперної характеристики (ВАХ), а саме, ефект стрімкого наростання струму. Показано, що диференціальний нахил прямої гілки ВАХ може значно перевищувати величину e/kT — при оптимальних значеннях параметрів більш ніж на порядок. Проведено аналіз залежності ВАХ від параметрів розглянутої структури.

PACS: 73.30.+y, 73.40.+c

Интенсивное развитие полупроводниковой технологии привлекло особое внимание к туннельно-резонансным структурам (ТРС). В первую очередь это связано с тем, что именно ТРС обещают стать основой целого ряда новых полупроводниковых приборов с быстродействием в терагерцовом диапазоне [1,2]. Такое быстродействие основывается на специфике эффекта туннельно-резонансного прохождения электронов сквозь структуру. Как известно, этот эффект является причиной резко нелинейной (резонансной) зависимости коэффициента туннельной прозрачности ТРС от энергии носителя заряда, причем ширина резонансного уровня зависит от параметров квантово-размерной системы и

регулируется в достаточно широких пределах. Типичным вариантом ТРС является двухбарьерная структура, представляющая собой два туннельно-прозрачных потенциальных барьера (толщиной ~ 2 нм при высоте барьера ~ 1 эВ), разделенных квантовой ямой (ширина $\sim 3-5$ нм), содержащей локализованные состояния. Такая ТРС обеспечивает работу структур в баллистическом режиме, время жизни электрона в резонансном состоянии квантовой ямы порядка 10^{-12} с (это значение дает, например, расчет по формуле (11) данной статьи). Указанные особенности детерминируют области применимости ТРС, в частности, как элементов с отрицательным дифференциальным сопротивлением

ем вольт-амперной характеристики, энергетических фильтров и т.д. Следует отметить, что экспериментально созданные ТРС и приборы на их основе имеют, как правило, характеристики, худшие, чем предсказывает теория. Обращает на себя внимание тот факт, что расхождение между теорией и экспериментом менее всего проявляется в области низких температур [1,2].

Интересные результаты получаются при использовании ТРС в их комбинации с другими полупроводниковыми структурами. В настоящей работе рассматривается известное в литературе сочетание двух структур — туннельно-резонансной и барьера Шоттки. Последний довольно часто применяется в качестве удобного инструмента для изучения характеристик тех или иных физических объектов, в том числе и различных ТРС. Кроме того, барьер Шоттки может использоваться и в других целях. Так, авторы [3,4] предложили заменить обычный коллектор стандартного двухбарьерного туннельно-резонансного диода (ДБТРД) слоем Шоттки. Как показано, это может приводить к улучшению частотных характеристик ТРС. В рассмотренном нами случае, однако, наличие барьера Шоттки играет принципиально более важную роль в исследуемых электронных процессах.

Нами показано, что барьер Шоттки может стать блокирующим барьером для туннельно-резонансного тока в системе полупроводник — двухбарьерная ТРС, расположенная в области пространственного заряда (ОПЗ), — металл; в результате этого в одних случаях может наблюдаться очень сильное (скачкообразное) увеличение общего тока через рассматриваемую структуру, в других — скачкообразное его уменьшение. Иными словами, кроме обычного резкого падения тока, существующего в данной структуре [3], мы обращаем внимание на дополнительную возможность для реализации резкой нелинейности в ее вольт-амперной характеристике (ВАХ). Как ясно из дальнейшего, в зависимости от параметров задачи указанная нелинейность может проявляться как в прямой, так и в обратной ветвях ВАХ. Таким образом, барьер Шоттки играет здесь в определенном смысле роль регулятора электронных процессов в структуре, от которого, в частности, зависит наблюдаемая форма ВАХ.

В данной работе мы ограничимся случаем прямых смещений ($U > 0$) (обратная ветвь ВАХ имеет свои особенности и будет исследована отдельно).

Рассмотрим в качестве туннельно-резонансной структуры симметричную двухбарьерную ТРС и

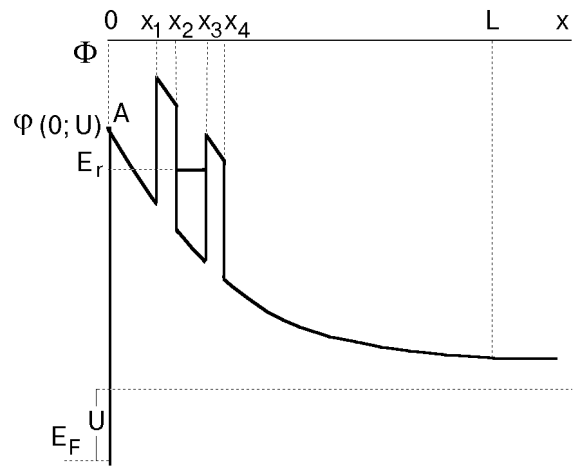


Рис. 1. Потенциальный профиль исследуемой структуры.

поместим ее в область пространственного заряда слоя (контакта) Шоттки (ТРКШ). Выбор именно двухбарьерной структуры не является принципиальным, важно лишь выполнение следующих условий: избранная ТРС имеет как минимум один резонансный уровень, который может служить каналом для тока; размеры ТРС значительно меньше, чем ширина слоя Шоттки. Вольт-амперная характеристика изучаемой системы существенно зависит от начального условия, под которым подразумевается положение резонансного уровня E_r по отношению к верхушке барьера Шоттки при нулевом смещении U $\varphi(x=0, U=0) \equiv \varphi_0$ (рис. 1). Если $E_r - \varphi_0 > 0$, $U = 0$, то при увеличении напряжения разница между указанными уровнями монотонно возрастает, и ВАХ имеет вид обычной экспоненциально увеличивающейся зависимости. Кардинально иная ситуация возникает при $E_r - \varphi_0 < 0$, $U = 0$. В этом случае резонансный канал для тока (резонансный уровень квантовой ямы) изначально заблокирован барьером Шоттки и ток определяется нерезонансным туннелированием электронов, а также надбарьерной его составляющей. С повышением U разность $|E_r(U) - \varphi(x=0, U)|$ уменьшается, и при определенном напряжении $U = U_c$ происходит включение резонансного канала токопрохождения. Это включение сопровождается исключительно резким возрастанием тока, что соответствующим образом отражается и на форме ВАХ.

Таким образом, имеется существенное отличие в функционировании стандартной ДБТРС и рассматриваемой в данной работе системы. В первой, изначально ($U = 0$) симметричной структуре, принципиально невозможно, чтобы условия для туннельно-резонансного тока возникли лишь за

счет приложения внешнего напряжения, как это имеет место в ТРКШ.

Обратим также внимание на некоторые другие отличия между стандартной ДБТРС и изучаемой здесь структурой, влияющие на ВАХ. Они прежде всего связаны с несколько иным характером функционирования коллекторной и эмиттерной областей. Так, в стандартной ДБТРС коллектор играет лишь роль резервуара, способного принимать электроны с любыми энергиями (которые идут от эмиттера). В ТРКШ эмиттером (для прямых смещений, $U > 0$) является объемная область полупроводника, а коллектором — контактный электрод, способный принимать только часть электронов, ограниченную по энергиям, а именно, ограниченную барьером Шоттки.

Добавим, что основная эмиссия электронов в стандартной ДБТРС осуществляется в интервале энергий $[0, E_F]$, в то время как в рассматриваемой структуре в коллектор попадают электроны больших энергий, т.е. «рабочий» интервал энергий соответствует в определенном — сравнительном — смысле «горячим» электронам.

Указанные отличия в конечном счете обуславливают некоторые особенности в ВАХ упомянутых структур.

Следует отметить, что расчет ВАХ для ТРКШ является многопараметрической задачей; этими параметрами, в частности, служат: d_1, d_3 — толщины левого и правого барьеров соответственно; $d_2 = w$ — ширина квантовой ямы; l — расстояние между ТРС и границей раздела металл — полупроводник; ϕ_0 — высота барьера Шоттки; V — высота барьеров ТРС; E_F — уровень Ферми; n — концентрация легирующей примеси; T — температура; ϵ — диэлектрическая проницаемость (10 параметров). Сказанное обуславливает целесообразность получения выражений для ВАХ в аналитической форме — в противном случае анализ ВАХ в зависимости от многочисленных параметров был бы весьма затруднительным. Кроме того, оказалось, что для обнаружения искомого эффекта необходим весьма точный подбор оптимальных значений указанных параметров. Ясно, что это делает чисто компьютерный анализ задачи еще более проблематичным. Данные соображения определили выбор в качестве расчетного модифицированного ВКБ метода, в рамках которого и является возможным получение аналитических формул для ВАХ.

Отметим также, что главная цель настоящей работы — показать возможность получения необычно крутых ВАХ в современной полупроводниковой структуре, поэтому такие факторы, как

накопление заряда, негладкость поверхностей, непараболичность закона дисперсии и т.п., которые не могут качественно повлиять на изучаемый эффект, здесь не учитываются. Следует еще указать, что полученные в работе результаты являются справедливыми в тех случаях, когда туннельно-резонансный ток может превышать ток прямого туннелирования и надбарьерный ток; проведенное нами сравнение данных токов показывает, что упомянутое условие хорошо выполняется для широкого спектра параметров задачи.

Плотность тока в структурах, подобных рассматриваемой, обычно рассчитывается по формуле (атомные единицы)

$$j = j_0 \int_0^{\infty} \frac{dE}{kT} D(E) \ln \frac{1 + \exp [(E_F - E)/kT]}{1 + \exp [(E_F - U - E)/kT]}, \quad (1)$$

$$j_0 = m(kT)^2 / 2\pi^2, \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана; U — внешний потенциал; $D(E)$ — зависящий от энергии электронов E коэффициент прозрачности. В общем случае его можно представить в виде произведения $D(E) = D_s D_r$, в котором D_s, D_r — коэффициенты проникновения электронов сквозь барьер ОПЗ и ДБТРС соответственно. Величина D_r , рассчитанная модифицированным ВКБ методом [5], равна

$$D_r = \left[\cos h^2 (\delta_1 + \delta_3 + \ln 4) \cos^2 (\delta_2) + \cos h^2 (\delta_1 - \delta_3) \sin^2 (\delta_2) \right]^{-1}, \quad (3)$$

$$\delta_i = \sqrt{2m} \int_{x_i}^{x_{i+1}} \sqrt{|E - \Phi(x)|} dx, \quad (4)$$

где расстояния x_i обозначены на рис. 1, $x_{i+1} = x_i + d_i, i = 1, 2, 3$. Поскольку обычно выполняются условия $\delta_1, \delta_3 \gg 1$, то, вводя для удобства величины $D_i, i = 1, 3$ (прозрачности левого и правого барьеров)

$$D_i = 0,25 \exp (-2\delta_i), \quad (5)$$

для D_r можно записать

$$D_r = \frac{4D_1 D_3}{\sin^2 (\delta_2 - v) + (D_1 + D_3)^2 \cos^2 (\delta_2 - v)}. \quad (6)$$

Это выражение как функция энергии E имеет резкие максимумы при значениях $E = E_n$, которые определяются условием

$$\delta_2(E_n) = n\pi + \nu, \quad n = 1, 2, \dots \quad (7)$$

Данные максимумы соответствуют резонансным уровням энергии. Параметр ν в формуле (6) зависит от формы потенциальной ямы (и внешнего поля) и определяется точным расчетом положения резонансного уровня, например с помощью метода трансферных матриц [6], с учетом различия в эффективных массах электронов в разных областях структуры.

Для дальнейшего анализа коэффициент D_r удобно представить в виде двух слагаемых, первое из которых является членом брейт-вигнеровского типа, а второе — результат разложения оставшейся части по степеням величины $E - E_r$, т.е. в окрестности нижайшего резонансного уровня $E_r \equiv E_1$

$$D_r = D_t + D_v, \quad (8)$$

$$D_t = \frac{D_1 D_3}{(D_1 + D_3)^2} \frac{\Gamma^2}{(E - E_r)^2 + 0,25\Gamma^2}, \quad (9)$$

$$D_v = \frac{8}{3} D_1 D_3 \left[\frac{\sigma_2^2 (E - E_r)^2 + 1,5 (D_1 + D_3)^2}{\sigma_2^2 (E - E_r)^2 + 2 (D_1 + D_3)^2} + \dots \right], \quad (10)$$

$$\Gamma = 2 (D_1 + D_3) / \sigma_2, \quad \sigma_2 = (0,5m)^{1/2} \int_{x_2}^{x_3} \frac{dx}{\sqrt{E_r - \Phi(x)}}. \quad (11)$$

Величина Γ , как видно, играет роль полуширины резонансного уровня. При $E = E_r$ коэффициент D_t (9) имеет резкий максимум и отвечает, таким образом, за туннельно-резонансный ток. Слагаемое D_v (10) ответственно за нерезонансное туннелирование электронов. (В приведенных формулах фигурирует одно значение m , т.е. они справедливы, вообще говоря, для систем с одинаковой эффективной массой, например таких, как кремний — карбид кремния [7]. Соответствующие выражения с учетом разных эффективных масс получены нами с помощью метода (несколько громоздкого), предложенного в [5]; при этом следует заметить, что данное уточнение не влияет качественно на изучаемый эффект.)

В том же приближении [5] для прозрачности верхушки барьера ОПЗ с учетом действия сил изображения нетрудно получить

$$D_s = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{1,76(\bar{\varphi} - E)}{\gamma} \right] \right\}^{-1}, \quad (12)$$

$$\bar{\varphi} = \varphi(0) - (2\beta^2)^{-1}, \quad \beta = \left[\frac{\varepsilon}{4F(0)} \right]^{1/4}, \quad (13)$$

$$\gamma = 0,5\epsilon m^{1/2} \beta^{-3},$$

где $F(0) = -d\varphi/dx|_{x=0}$ — поле ОПЗ, а величина γ является полушириной производной функции $D_s(E)$ и введена для удобства сравнения коэффициентов D_s и D_t . Таким образом, подынтегральное выражение в (1) включает произведение двух быстро изменяющихся функций: δ -образной функции $D_t(E - E_r)$ (9) с полушириной Γ (11) и θ -образной функции $D_s(\bar{\varphi} - E)$ (12) с полушириной производной γ (13), а также функции, связанной с распределением электронов по энергиям и являющейся плавной при $\Gamma, \gamma \ll kT$.

Ясно поэтому, что результат интегрирования в (1) представляет собой скачкообразную функцию тока от напряжения, причем области скачкообразного изменения $j(U)$ отвечают значениям напряжения, при которых величина $(\bar{\varphi} - E_r)$ изменяет знак.

Для вычисления тока необходимо также определить входящую в приведенные формулы величину $\Phi(x)$; она является суммой двух членов: потенциала ОПЗ $\varphi(x)$ и потенциала ДБТРС. Первый задается решением уравнения

$$\Delta\varphi = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \rho(x), \quad (14)$$

$$\rho = \begin{cases} n, & 0 < x < x_1, \quad x_4 < x < L \\ 0, & x_1 < x < x_4, \quad x > L \end{cases}$$

с граничными условиями $\varphi(0, U) = \varphi_0 + U$, $\varphi(L) = 0$, где L — ширина слоя Шоттки, и имеет следующий вид:

$$\varphi(x) = \varphi_L + \frac{1}{2} \lambda n (x_4 - x_1)(2x - x_4 - x_1), \quad 0 < x < x_1, \quad (15)$$

$$\varphi(x) = \varphi_L - \frac{1}{2} \lambda n (x - x_4)^2, \quad x_1 < x < x_4,$$

$$\varphi(x) = \varphi_L = \frac{1}{2} \lambda n (x - L)^2, \quad x_4 < x < L,$$

$$L^2 = \frac{2\varphi(0)}{\lambda n} + (x_4^2 - x_1^2), \quad \lambda = \frac{4\pi}{\varepsilon}. \quad (16)$$

Двухбарьерная туннельно-резонансная структура находится в промежутке $x_1 < x < x_4$, причем высота ее потенциальных барьеров равна V . В этом промежутке напряженность поля ОПЗ определяется уравнением

$$F = -\lambda n (L - x_4). \quad (17)$$

Когда скоро потенциал $\Phi(x)$ задан, можно найти величину σ_2 , а следовательно, и полуширины Γ , γ .

Теперь все выражения, необходимые для вычисления плотности тока, определены. В зависимости от соотношения между величинами Γ и γ получаем две формулы для ВАХ: при $\Gamma \gg \gamma$

$$j \approx j_0 2\pi \frac{\Gamma}{kT} \frac{D_1 D_3}{(D_1 + D_3)^2} D_s(E_r) \exp\left(\frac{E_F - E_r}{kT}\right); \quad (18)$$

при $\Gamma \ll \gamma$

$$j \approx j_0 2 \frac{\Gamma}{kT} \frac{D_1 D_3}{(D_1 + D_3)^2} \exp\left(\frac{E_F - E_r}{kT}\right) \times \left[\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{2(\bar{\varphi} - E_r)}{\Gamma} \right]. \quad (19)$$

Таким образом, нами получены простые выражения для тока через рассматриваемую туннельно-резонансную структуру, удобные для дальнейшего анализа.

Остановимся на случае, который часто встречается на практике: $\gamma \gg \Gamma$. На рис. 2 приведены рассчитанные по формуле (19) зависимости плотности тока от напряжения; плотность тока нормирована на величину j_0 . Расчет выполнен для следующего набора параметров: $T = 300$ К, $d_1 = d_3 = 20$ Å, $w = 50$ Å, $m(\text{GaAs}) = 0,067m_0$, $m(\text{AlGaAs}) = 0,1m_0$, $\varphi_0 = 0,44$ эВ, $n = 10^{17}$ см⁻³. На рис. 3 изображена зависимость от напряжения параметра $\alpha = d \ln j/dU$, который часто используется для описания вольт-амперной характеристики. Значения параметров на этом рисунке такие же, как и на рис. 2.

Приведенные зависимости полностью подтверждают сделанные в данной работе предположения о характере вольт-амперных зависимостей.

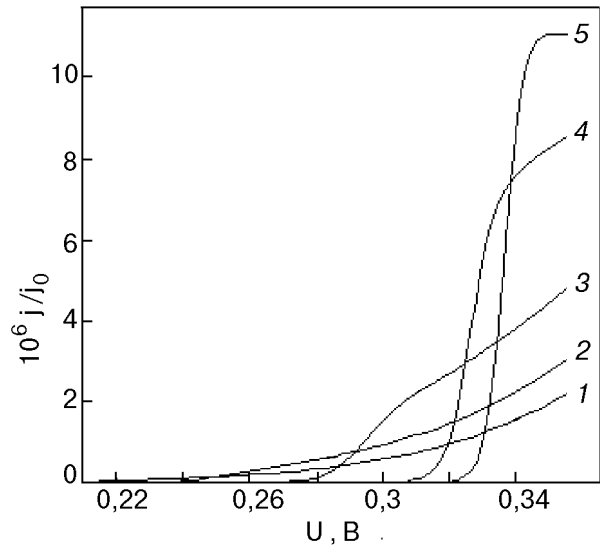


Рис. 2. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики при различных значениях l , Å: 120 (1), 150 (2), 200 (3), 290 (4) и 380 (5); значения остальных параметров приведены в тексте; энергетическое положение резонансного уровня $E_r = 0,107$ эВ [3].

При напряжениях, меньших U_c , токи в изучаемой структуре относительно малы. Затем, в окрестности напряжения $U = U_c$ наблюдается стремительное нарастание тока. Например, для кривой 5 ток вырос примерно в 10 раз при изменении напряжения на 0,01 В. Также обращают на себя внимание большие значения параметра α , описывающего дифференциальный наклон ВАХ — они значительно превышают типичную для барьеров Шоттки величину e/kT . Значения величин U_c и α зависят от многих параметров структуры: высоты барьера Шоттки, концентрации легирующей примеси, расстояния от ДБТРС до металла, геометрических параметров ДБТРС и т.д. Так, приближая ДБТРС к металлу, мы уменьшаем значение U_c (при фиксированных других параметрах), например, величины U_c для расстояний $l = 380$ Å и $l = 200$ Å (рис. 2) отличаются на 0,05 В.

Существенный рост тока с увеличением расстояния от металла до ДБТРС l удобно объяснить с помощью рис. 1. Как видно, при большем l открывание канала для туннельно-резонансного тока (резонансная энергия E_r) происходит при большем напряжении $U = U_c$, чему соответствует меньшая высота барьера $\varphi(x=0, U_c)$. Следовательно, функция распределения обеспечивает в этом случае большие токи.

Наконец, следует сказать несколько слов о возможных достоинствах рассматриваемой в данной работе системы с точки зрения ее практичес-

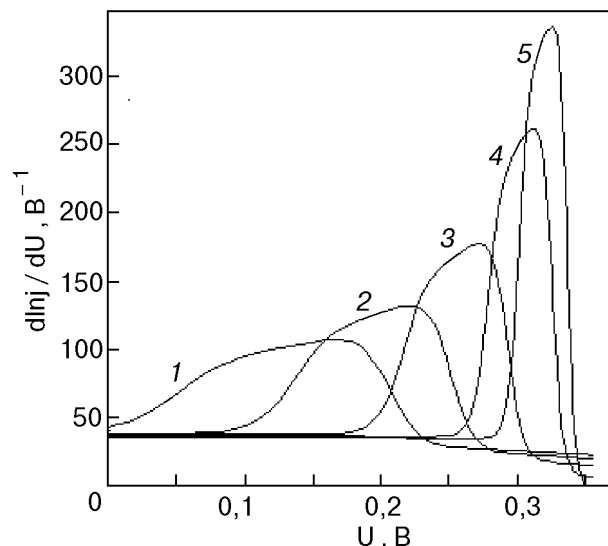


Рис. 3. Зависимость величины $\alpha = d \ln j / dU$ от напряжения; значения параметров структуры такие же, как и для рис. 2.

кого применения. Прежде всего отметим, что в ней сохраняется то преимущество, ради которого в работе [3] и было предложено заменить обычный коллектор стандартного ТРД коллектором Шоттки, а именно: возможность уменьшать емкость эмиттер-коллектор. При этом увеличение расстояния между металлом и ДБТРС приводит как к уменьшению емкости, так и — в то же время — к увеличению крутизны ВАХ (см. рис. 2,3).

Кроме того, обратим внимание на то, что приборы, использующие приведенные выше ВАХ (например, переключатели, выпрямители, усилители и др.), могут иметь хорошие характеристики не только при низких, но и при комнатных температурах (кривые на рис. 2,3 рассчитаны для температуры $T = 300$ К).

1. Ю. Пожела, *Физика быстродействующих транзисторов*, Мокслас, Вильнюс (1989).
2. И. Н. Долманов, В. И. Толстихин, В. Г. Еленский, *Зарубежная радиоэлектроника*, № 7, 66 (1990).
3. Y. Konishi, S. T. Allen, M. Reddy, S. C. Martin, J. Liu, R. E. Muller and M. J. Rodwell, *Solid State Electron.* **36**, 1673 (1993).
4. R. P. Smith, S. T. Allen, M. Reddy et. al., *IEEE Electron. Device Lett.* **15**, 295 (1994).
5. V. N. Dobrovolsky, D. I. Sheka, and B. V. Chernyachuk, *Surf. Sci.* **397**, 333 (1998).
6. A. Ya. Azbel, *Phys. Rev.* **B28**, 4106 (1983).
7. I. Pereira, M. P. Carreno, R. A. Onmori, D. R. T. Santos, and F. T. Gabriel, *J. Non-Cryst. Solids* **97–98**, 871 (1987).

Effect of steep nonlinearity of straight-shifted I - V characteristic of the system: double-barrier resonant-tunneling structure incorporated into the Schottky barrier

A. N. Korol, O. V. Tretiak, and D. I. Sheka

The contact of a metal with the n -type semiconductor containing a double barrier resonant-tunneling structure incorporated into the depletion region is considered. Attention is paid to the fact that in addition to the known effect of a sharp decrease in current, there is a possibility to realize the steep nonlinearity of the current-voltage characteristic (CVC) in this structure, i.e., the effect of abrupt enhancement of the current. It is shown that the differential slope of the straight branch of the IVC can exceed significantly the value e/kT , — more than an order of magnitude for the optimal. The analysis of the dependence of CVC on the parameters involved is carried out.