

## ТЕОРИЯ ЛОКАЛЬНОЙ ТУННЕЛЬНОЙ ГЕНЕРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ В $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ НА ОСНОВЕ УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Кернер Б. С., Селяков А. Ю., Суханов А. Н.

Найдена зависимость скорости поверхностной туннельной генерации носителей тока в узкозонных полупроводниках от плотности поверхностного заряда, напряжения и концентрации легирующей примеси. Рассчитаны вольт-амперные характеристики локального поверхностного туннельного тока в  $p-n$ -переходах. Установлено, что при достаточно большом обратном смещении  $p-n$ -перехода поверхностный туннельный ток не зависит от напряжения смещения. Значения напряжения и тока насыщения возрастают с увеличением плотности поверхностного заряда. Развита теория объясняет результаты экспериментальных исследований поверхностной туннельной генерации носителей и взрывных шумов  $p-n$ -переходов.

**Введение.** Заряд в диэлектрической пленке на поверхности вызывает образование поверхностных инверсионных каналов проводимости на границе раздела диэлектрик—полупроводник в  $p$ - или  $n$ -области  $p-n$ -перехода (рис. 1, а) [1]. Появление инверсионных каналов приводит к избыточным токам в  $p-n$ -переходе благодаря различным по физической природе эффектам (см., например, [2-4]). В [4] предложен механизм избыточного тока в  $p-n$ -переходе, обусловленный поверхностной локальной генерацией. Процесс поверхностной туннельной генерации возможен, если поверхностный изгиб зон полупроводника  $e\varphi_s$  превышает ширину его запрещенной зоны  $E_g$  (рис. 2). Такая ситуация характерна для узкозонных полупроводников типа  $\text{InSb}$ ,  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  и др. В реальных  $p-n$ -переходах вследствие высокотемпературных операций при их изготовлении (например, при разгонке примеси) концентрация акцепторов  $N_A$  уменьшается вдоль границы раздела полупроводник—диэлектрик (ось  $y$  на рис. 1, б) от некоторого  $N_A^{\text{max}}$  (вблизи контакта с металлом) до  $N_A^{\text{min}}$  (на металлургической границе  $p-n$ -перехода). Поэтому перекрытие состояний валентной зоны и зоны проводимости на поверхности  $p$ -области полупроводника возможно лишь в области, где выполняется условие  $N_A(y) < N_1 = \sigma^2 / 2\epsilon_s E_g$  [4] ( $\sigma$  — плотность встроенного положительного заряда в диэлектрическом покрытии  $p-n$ -перехода,  $\epsilon_s$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника). При уменьшении  $N_A$  растет ширина туннельного барьера, а следовательно, уменьшается туннельная генерация носителей экспоненциально [4]. Другими словами, туннельная генерация носителей эффективно происходит лишь в узкой области вдоль периметра  $p-n$ -перехода. В результате такой локальной туннельной генерации носителей заряда  $p$ -область  $p-n$ -перехода по сути дела замыкается с  $n$ -областью через поверхностный канал проводимости  $n$ -типа (рис. 1, б). Это приводит к сильному уменьшению дифференциальной проводимости  $p-n$ -перехода даже при его нулевом смещении [4]. Этот вывод получил четкое экспериментальное подтверждение [5]. С локальной туннельной генерацией связан и взрывной характер шума, экспериментально наблюдаемый в  $p-n$ -переходах на основе узкозонных полупроводников [6].

В данной работе развита теория локальной туннельной генерации носителей в  $p-n$ -переходах, позволяющая выявить сложный характер зависимости ло-

кального туннельного тока от напряжения и температуры, а также объяснить основные экспериментально установленные [6] характеристики взрывных шумов  $p-n$ -переходов.

## 1. Скорость туннельной генерации

Для расчета локального туннельного тока в  $p-n$ -переходе необходимо определить скорость туннельной генерации вблизи границы раздела диэлектрик-полупроводник (рис. 1, а, б). Ограничимся рассмотрением полупроводников

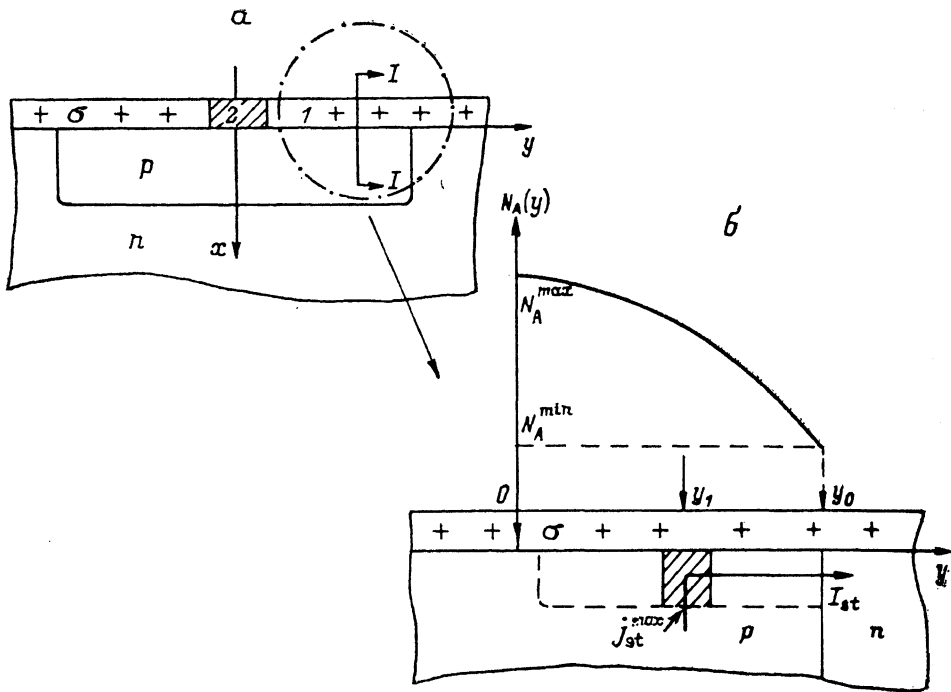


Рис. 1. Пояснение механизма локальной туннельной генерации.

а — планарная структура  $p-n$ -перехода; 1 — диэлектрическая пленка, 2 — контакт к  $p$ -области. На вставке (б) жирной стрелкой схематически указан путь протекания поверхностного туннельного тока; заштрихована область максимальной туннельной генерации.

с изотропным законом дисперсии (типа  $\text{InSb}$ ,  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  и др.). Разность потенциалов  $V$  между поверхностью полупроводника и объемом связана очевидным соотношением с разностью квазиуровней Ферми электронов на поверхности и в объеме  $eV = F_n^* - F$  (рис. 2). Для вычисления скорости туннельной генерации можно воспользоваться обычным выражением

$$j_{st}(V, N_A) = \frac{em}{2\pi^2\hbar^3} \int \int T(E, E_{\perp}) [f(E) - f(E + eV)] dE dE_{\perp}, \quad (1)$$

полученным в [7] в ВКБ приближении. В (1)  $m$  — эффективная масса электрона,  $T(E, E_{\perp})$  — вероятность туннелирования,  $E$  — полная энергия электрона,  $E_{\perp} = \hbar^2 K_{\perp}^2 / 2m$ ,  $K_{\perp}$  — квазиимпульс электрона в плоскости, ортогональной направлению туннелирования,  $f(E)$  — функция Ферми-Дирака. Когда дырки не вырождены, а значения  $V < 0$  (рис. 2),

$$f(E) - f(E + eV) \approx \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \left[ \exp\left(\frac{z - z_0}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad (2)$$

где  $z = E_e - E$ ,  $z_0 = |eV| - F$ . Функцию  $F(z) = \left[ \exp\left(\frac{z - z_0}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}$  в дальнейшем удобно аппроксимировать выражением

$$F(z) = \begin{cases} 1 - \frac{1}{2} \exp\left(\frac{z-z_0}{2kT}\right), & z \leq z_0, \\ \exp\left(\frac{z_0-z}{kT}\right) \left[1 - \frac{1}{2} \exp\left(\frac{z_0-z}{2kT}\right)\right], & z \geq z_0. \end{cases} \quad (3)$$

В этом случае относительная погрешность вычисления интеграла в (1) оказывается менее 7 % при всех значениях  $V$ .

По энергетическому положению квазиуровня Ферми электронов  $F_n^* = F + |eV|$  (рис. 2), согласно (1) и (2), определяется скорость туннельной генерации  $j_{st}$ . В свою очередь величина  $F_n^*$  определяется значениями  $V$  и  $N_A$ . Поэтому для расчета величины  $j_{st}$  выделим три характерных случая:

$$F_n^* \geq E_{sc}, \quad (4)$$

$$E_v \leq F_n^* \leq E_{sc}, \quad (5)$$

$$F_n^* \leq E_v, \quad (6)$$

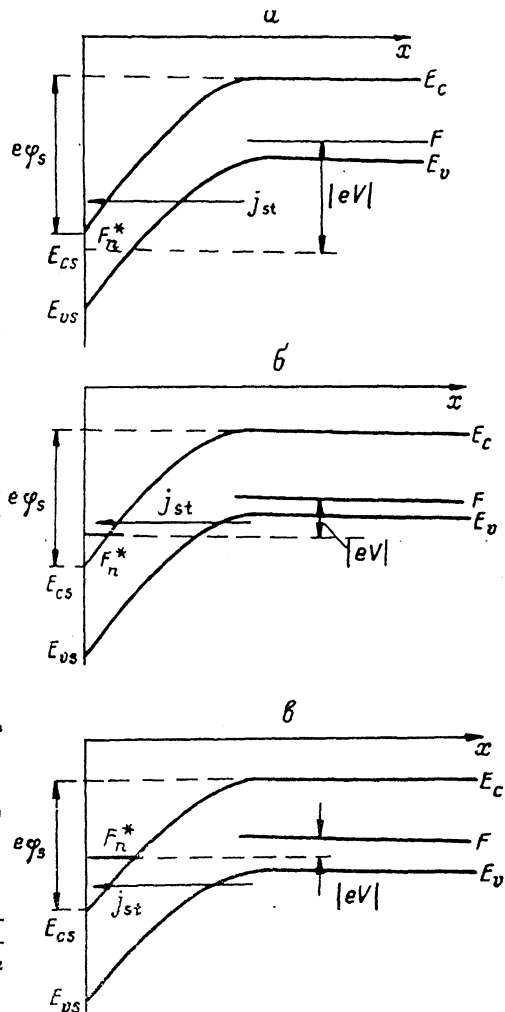
отвечающих соответственно диаграммам на [рис. 2, а—в. В (4)—(6)  $E_v$  — энергия потолка валентной зоны в квазинейтральной части  $p$ -области,  $E_{sc}$  — энергия дна зоны проводимости на поверхности полупроводника.

1.1. Вычисление  $j_{st}$  (4) оказывается наиболее простым, когда влиянием заряда подвижных носителей (электронов) на изменение потенциала можно пренебречь. Такая ситуация реализуется при достаточно высоких концентрациях акцепторов  $N_A$ , точнее, при

$$N_A > N_c, \quad (7)$$

$$\frac{16N_c \epsilon_s kT}{15\sqrt{\pi} \sigma^2} \left[ \frac{\sigma^2}{2\epsilon_s N_A kT} - \frac{E_g - F + |eV|}{kT} \right]^{1/2} < 1, \quad (8)$$

Рис. 2. Энергетические диаграммы полупроводника вблизи границы с диэлектрической пленкой в сечении 1 на рис. 1, а при различных напряжениях.



где  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $T$  — температура  $p$ - $n$ -перехода. В этом случае поверхностный потенциал

$$e\varphi_s = \sigma^2 / 2\epsilon_s N_A, \quad (9)$$

а неравенствам (4)—(6) отвечают соответственно следующие условия:

$$N_2 \leq N_A \leq N_1, \quad (10)$$

$$N_A \leq N_2, \quad \text{но } |eV| \geq F, \quad (11)$$

$$N_A \leq N_2, \quad \text{но } |eV| \leq F. \quad (12)$$

В (10)—(12)  $N_1 = \sigma^2 / 2\epsilon_s E_g$ , а значение  $N_A = N_2$  определяется из уравнения

$$\sigma^2 / 2\epsilon_s N_A + F(N_A) = E_g + |eV|. \quad (13)$$

При выполнении (7), (8) для расчета  $j_{st}$  можно также использовать выражение [8]

$$T(z, E_{\perp}) = \exp\left(-\pi \sqrt{\frac{m\varepsilon_s}{E_g e^2 \hbar^2 N_A} \frac{E_g^2/4 + E_g E_{\perp}}{\sqrt{z + E_g/2}}}\right). \quad (14)$$

Используя в (1) выражения (2), (3), (14) и проводя интегрирование в пределах  $0 \leq z \leq e\varphi_s - E_g$  и  $0 \leq E_{\perp} < \infty$ , получим выражения для  $j_{st}$  (см. Приложение):

$$\begin{aligned} \frac{j_{st}}{A} = & 2\alpha^3 [F_1(\alpha\sqrt{e\varphi_s - E_g/2}) - F_1(\alpha\sqrt{2|E_g|})] - \\ & - \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{z_0}{2kT}\right) \left[ F_2\left(e\varphi_s - E_g; \frac{1}{2kT}\right) - F_2\left(0; \frac{1}{2kT}\right) \right] \end{aligned} \quad (15)$$

в случае выполнения неравенства (4) (рис. 2, а),

$$\begin{aligned} \frac{j_{st}}{A} = & \exp\left(\frac{z_0}{kT}\right) \left[ F_2\left(e\varphi_s - E_g; -\frac{1}{kT}\right) - F_2\left(z_0; -\frac{1}{kT}\right) \right] - \frac{1}{2} \exp\left(\frac{3z_0}{2kT}\right) \times \\ & \times \left[ F_2\left(e\varphi_s - E_g; -\frac{3}{2kT}\right) - F_2\left(z_0; -\frac{3}{2kT}\right) \right] + 2\alpha^3 [F_1(\alpha\sqrt{z_0 + E_g/2}) - F_1(\alpha\sqrt{2|E_g|})] - \\ & - \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{z_0}{2kT}\right) \left[ F_2\left(z_0; \frac{1}{2kT}\right) - F_2\left(0; \frac{1}{2kT}\right) \right] \end{aligned} \quad (16)$$

в случае выполнения неравенства (5) (рис. 2, б) и

$$\begin{aligned} \frac{j_{st}}{A} = & \exp\left(\frac{z_0}{kT}\right) \left[ F_2\left(e\varphi_s - E_g; -\frac{1}{kT}\right) - F_2\left(0; -\frac{1}{kT}\right) \right] - \\ & - \frac{1}{2} \exp\left(\frac{3z_0}{2kT}\right) \left[ F_2\left(e\varphi_s - E_g; -\frac{3}{2kT}\right) - F_2\left(0; -\frac{3}{2kT}\right) \right] \end{aligned} \quad (17)$$

в случае выполнения неравенства (6) (рис. 2, в). В (15)–(17) использованы обозначения

$$\alpha = \left(\frac{\pi E_g^{3/2}}{4e\hbar}\right) \left(\frac{m\varepsilon_s}{N_A}\right)^{1/2}, \quad A = \left(\exp\left[-\frac{|eV|}{kT}\right] - 1\right) \left(\frac{mN_A}{\varepsilon_s E_g}\right)^{1/2} \left(\frac{e^2}{2\pi^3 \hbar^2}\right),$$

$$F_1(x) = \int_x^{\infty} t^{-4} e^{-t} dt \simeq \frac{e^{-x}}{x^4} \left(1 - \frac{4}{x}\right),$$

$$F_2(x, \beta) = \frac{\sqrt{x + E_g/2} \exp[-\alpha\sqrt{x + E_g/2} + \beta x]}{(\alpha/2)(x + E_g/2)^{-3/2} + \beta}.$$

1.2. При малых значениях  $N_A$ , когда условие (8) не выполняется, для нахождения величины  $T(E, E_{\perp})$  необходимо учитывать заряд свободных электронов. Такая ситуация может возникать при выполнении неравенств (5) и (6) (рис. 2, б, в). Значение  $j_{st}$  можно вычислить и в этих случаях, воспользовавшись тем, что величина подынтегрального выражения в (1) как функция  $E$  имеет резкий максимум. В достаточно узких зонах полупроводника этот максимум в случае выполнения (5) расположен вблизи  $E = F_n^*$  (рис. 2, б), когда

$$\alpha kT / (E_g/2 + z_0)^{3/2} < 2, \quad (18)$$

а в случае выполнения (6) — вблизи  $E = E_v$  (рис. 2, в), когда

$$\alpha E_g^{-3/2} \left\{ \sqrt{2} + \frac{8}{\pi} \sqrt{\frac{|z_0|}{E_g}} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{8kT}{15\sqrt{\pi} E_g} \frac{N_c}{N_A} \left(\frac{|z_0|}{kT}\right)^{3/2} \right)^{-1/2} \right] \right\} < \frac{1}{kT}. \quad (19)$$

Интеграл (1) можно вычислить методом Лапласа, воспользовавшись тем обстоятельством, что величина  $T(E, E_{\perp})$  вблизи максимума подынтегрального выражения определяется формулой (14). Для случая выполнения неравенств (6), (19) и (5), (18) получим соответственно выражения

$$\frac{j_{st}}{A} = \frac{1}{2} \exp\left(\frac{3z_0}{2kT}\right) F_2\left(0; -\frac{3}{2kT}\right) - \exp\left(\frac{z_0}{kT}\right) F_2\left(0; -\frac{1}{kT}\right), \quad (20)$$

$$\frac{j_{st}}{A} = 2a^3 [F_1(a\sqrt{z_0 + E_g/2}) - F_1(a\sqrt{2/E_g})] - \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{z_0}{2kT}\right) \left[ F_2\left(z_0; \frac{1}{2kT}\right) - F_2\left(0; \frac{1}{2kT}\right) \right] + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{3z_0}{2kT}\right) F_2\left(z_0; -\frac{3}{2kT}\right) - \exp\left(\frac{z_0}{kT}\right) F_2\left(z_0; -\frac{1}{kT}\right). \quad (21)$$

Из расчета  $j_{st}$  по формулам (15)—(17), (20), (21) следует, что зависимость  $j_{st}$  от  $N_A$  имеет максимум ( $j_{st}^{max}$ ) при некотором значении  $N_A = N^* \approx N_2$  (13).

При  $N_A > N^*$  скорость туннельной генерации  $j_{st}$  практически не зависит от  $V$  и определяется значениями  $\sigma$  и  $N_A$ . Это связано с тем, что при  $N_A > N^*$  квазиуровень Ферми электронов  $F_n^*$  расположен в запрещенной зоне полупроводника (рис. 2, а). Поэтому состояния в зоне проводимости не заполнены, а ширина туннельного барьера определяется лишь величинами  $\sigma$  и  $N_A$ . При уменьшении  $N_A$  возрастают поверхностный потенциал  $\varphi_s$  и перекрытие электронных состояний валентной зоны и зоны проводимости; при этом ширина туннельного барьера уменьшается. В результате туннельная генерация  $j_{st}$  с уменьшением  $N_A$  возрастает вплоть до  $N_A = N^*$ .

При  $N_A < N^*$  квазиуровень Ферми  $F_n^*$  расположен в зоне проводимости (рис. 2, б, в). В этом случае основной вклад в  $j_{st}$  вносит поток электронов с энергией  $E = F_n^*$  (рис. 2, б) или с энергией  $E = E_v$  (рис. 2, в). При уменьшении  $N_A$

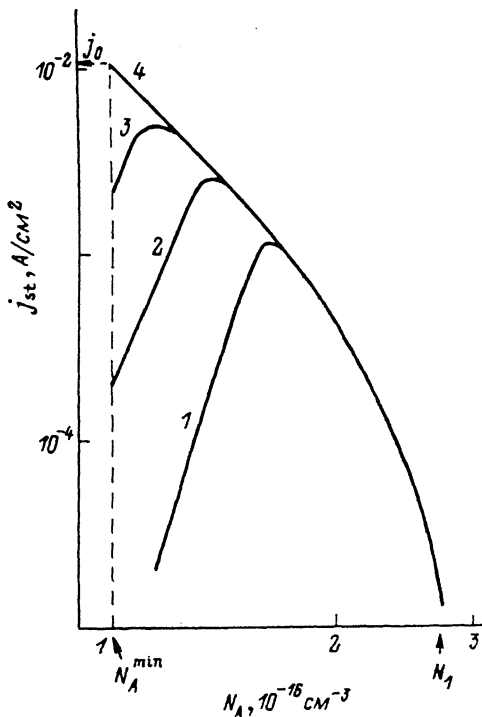


Рис. 3. Зависимость скорости поверхностной туннельной генерации от концентрации акцепторов.

Расчет выполнен для  $p$ - $n$ -переходов из InSb при  $T=80$  К,  $\sigma/e=3.5 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ ;  $|V|$ , В: 1 — 0.2, 2 — 0.3, 3 — 0.4, 4 — > 0.6.

ширина туннельного барьера для таких электронов возрастает, в результате туннельная генерация  $j_{st}$  резко уменьшается (рис. 3). При увеличении  $V$  величина  $F_n^*$  возрастает, а при достаточно больших  $V$  квазиуровень Ферми  $F_n^*$  оказывается в запрещенной зоне полупроводника (рис. 2, а). В этой ситуации, как подчеркивалось выше, величина  $j_{st}$  не зависит от  $V$ , а при уменьшении  $N_A$  монотонно возрастает вплоть до минимальной концентрации акцепторов в  $p$ - $n$ -переходе  $N_A^{min}$  (рис. 3).

## 2. Локальный поверхностный туннельный ток

Поверхностный туннельный ток  $p$ - $n$ -перехода  $I_{st}$  при не слишком больших значениях напряжения смещения, когда можно пользоваться приближением плавного канала [9], связан с найденной в разделе 1 величиной  $j_{st}$  соотношением

$$I_{st} = \mathcal{L} \int_0^{y_0} j_{st}[V(y), N_A(y)] dy, \quad (22)$$

где интегрирование ведется вдоль границы раздела полупроводник—диэлектрик от центра  $p$ -области ( $y=0$ ) до металлургической границы ( $y=y_0$ )  $p$ - $n$ -перехода;  $\mathcal{L}$  — периметр  $p$ - $n$ -перехода (рис. 1). Интеграл (22) удастся вычислить, если учесть, что в области  $0 \leq y \leq y_1$  (рис. 1, б), где высока концентра-

дия акцепторов ( $N_A > N_2$ ) (13), скорость генерации  $j_{st}$  практически не зависит от напряжения  $V$ ; см. раздел 1. С другой стороны, вблизи металлургической границы  $p-n$ -перехода ( $y_1 \leq y \leq y_0$ ), где концентрация акцепторов относительно мала ( $N_A < N_2$ ), велико значение концентрации свободных электронов в поверхностном канале  $n$ -типа проводимости. Поэтому при протекании туннельного тока вдоль канала падением напряжения на этом участке канала можно пренебречь<sup>1</sup> и считать, что  $V(y) = V_{p-n}$  — приложенному к  $p-n$ -переходу напряжению. Это позволяет, используя выражения (15)—(17), (20) и (21), численно рассчитать зависимость тока  $I_{st}$  от  $V_{p-n}$  (рис. 4).

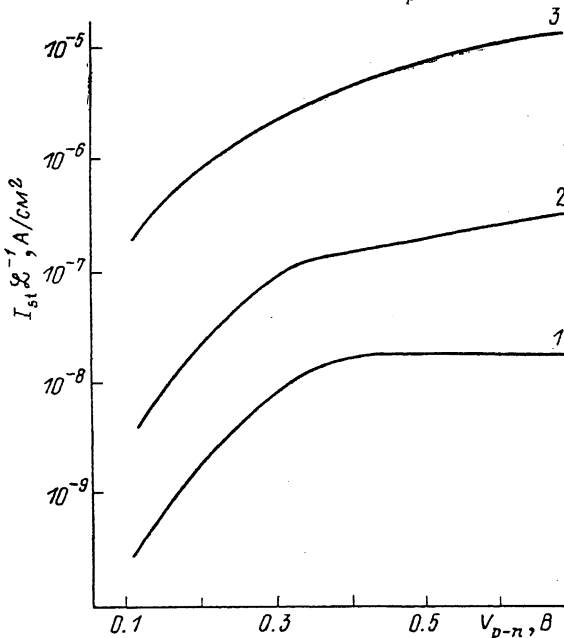


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики локального поверхностного туннельного тока в области обратных смещений на  $p-n$ -переходе.

Расчет выполнен для  $p-n$ -переходов из InSb при  $T = 80$  К,  $N_A^{max} = 10^{19}$ ,  $N_A^{min} = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $a = 0.38$  мкм;  $(\sigma/e) \cdot 10^{-11}$ , см<sup>-2</sup>: 1 — 3.5, 2 — 4, 3 — 5.

По мере увеличения  $V_{p-n}$  от нуля ток  $I_{st}$  сначала резко возрастает (рис. 4), так как увеличивается значение максимальной туннельной генерации в канале  $j_{st}^{max}$  (рис. 3). Однако такое увеличение  $j_{st}^{max}$  имеет предел  $j_{st} = j_0$ , отвечающий напряжению  $V_{p-n} = V_3$ , при котором максимум туннельной генерации перемещается к металлургической границе  $p-n$ -перехода, где  $N_A = N_A^{min}$  (рис. 3). При дальнейшем увеличении  $V_{p-n}$  ток  $I_{st}$  практически не меняется и отвечает своему максимальному значению при данной величине  $\sigma$  (рис. 3, 4). С ростом  $\sigma$  напряжение насыщения  $V_{p-n} = V_3$  и ток насыщения  $I_{st}^0$  возрастают (рис. 4). Заметим, что при  $V_{p-n} > V_3$  становится существенным обычный туннельный ток через обратно смещенный  $p-n$ -переход, который экспоненциально возрастает с увеличением  $V_{p-n}$  [10]. Поэтому в эксперименте участок насыщения на ВАХ  $p-n$ -перехода может отсутствовать.

<sup>1</sup> В частности, для профиля распределения  $N_A(y) = N_0 \exp(-y^2/a^2)$  падение напряжения на участке канала  $y_1 \leq y \leq y_0$

$$\Delta V < \frac{j_{st}^{max} a^2 \sigma}{\mu_s e_s k T} \left[ 1 - \frac{l_1}{l_2} - \frac{N_A^{min}}{N_1} \left( 1 - \frac{l_1}{l_0} \right) \right],$$

где  $\mu_s$  — поверхностная подвижность электронов,  $l_1 = a \sqrt{\ln(N_0/N_1)}$ ,  $l_2 = a \sqrt{\ln(N_0/N_2)}$ ,  $l_0 = a \sqrt{\ln(N_0/N_A^{min})}$ . В частности, для InSb  $\Delta V < 10^{-7}$  В ( $\mu_s = 6 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/В · с,  $T = 77$  К,  $\sigma/e = 3.5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>,  $a = 0.38$  мкм).

Когда значение  $\sigma$  близко к критическому ( $\sigma = \sigma_k$ ), при котором возникает локальный поверхностный туннельный ток  $I_{st}$  в  $p-n$ -переходе, может наблюдаться взрывной шум. Возникновение такого шума связано с тем, что при средней по площади  $p-n$ -перехода плотности заряда в диэлектрике ( $\bar{\sigma} \leq \sigma_k$ ) локальный приповерхностный ток из-за флуктуаций величины  $\sigma$  может протекать не равномерно по всему периметру  $p-n$ -перехода, а лишь в отдельных «островках» туннельной проводимости, где  $\sigma > \sigma_k$  [6]. При этом амплитуда импульсов взрывного шума определяется величиной локального приповерхностного тока  $I_{st}$ , протекающего в одном из островков [6]. В соответствии с изложенными выше результатами зависимость тока  $I_{st}$  в каждом из островков туннельной проводимости от  $V_{p-n}$  должна иметь участок насыщения, при котором  $V_{p-n} > V_s$ . Именно такая зависимость амплитуды импульсов взрывного шума от величины обратного напряжения на  $p-n$ -переходе  $V_{p-n}$  и наблюдается в эксперименте [6].

В заключение отметим, что развитая в данной работе теория позволяет объяснить экспериментальные зависимости обратного тока  $p-n$ -переходов из InSb от напряжения и температуры, полученные в работах [11, 12].

### Приложение

При вычислении скорости поверхностной туннельной генерации (1) встречаются интегралы типа

$$J = \int \sqrt{z + E_g/2} \exp(-\alpha \sqrt{z + E_g/2} + \beta z) dz. \quad (\text{П. 1})$$

Для реальных значений параметров полупроводника обычно выполняется условие

$$\frac{\alpha}{2} \left( z + \frac{E_g}{2} \right)^{-1/2} + \beta \neq 0. \quad (\text{П. 2})$$

[Например, для InSb при  $T=77$  К неравенство (П. 2) справедливо для  $N_A > 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ]. Поэтому, применяя к (П. 1) метод интегрирования по частям, получим

$$J = F_2(z, \beta) - J_1. \quad (\text{П. 3})$$

Нетрудно также показать, что значение интеграла  $J_1$  ограничено:

$$J_1 \leq 1.3\alpha^{-2}\beta^{-1/2}J \equiv \Delta_0 J. \quad (\text{П. 4})$$

Из выражений (П. 3) и (П. 4) следует, что  $|J - F_2(z, \beta)| \leq \Delta_0 J$ , т. е.  $J \approx F_2(z, \beta)$  с относительной погрешностью менее  $\Delta_0 100\%$ . Для InSb при  $T=77$  К,  $\sigma/e = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  относительная погрешность менее  $8\%$ .

### Список литературы

- [1] Викулин И. М., Стафеев В. И. Физика полупроводниковых приборов. М., 1980. 296 с.
- [2] Iksan J. C. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. N 8. P. 1167—1174.
- [3] Margalit S., Shappir J. // Sol. St. Electron. 1976. V. 19. N 9. P. 789—794.
- [4] Кернер Б. С., Осипов В. В., Смолин О. В., Суханов А. Н., Таубкин И. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1739—1742.
- [5] Пасеков В. Ф. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 559—562.
- [6] Астахов В. П., Дудкин В. Ф., Кернер Б. С., Осипов В. В., Смолин О. В., Таубкин И. И. // Микроэлектрон. 1989. Т. 18. В. 5. С. 455—463.
- [7] Дюк К. Б. // Туннельные явления в твердых телах. М., 1973. С. 36—51.
- [8] Anderson W. W. // Infr. Phys. 1977. V. 17. N 2. P. 147—164.
- [9] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. М., 1984. 456 с.
- [10] Anderson W. W. // Infr. Phys. 1980. V. 20. N 6. P. 353—361.
- [11] Fujisada H., Sasase T. // Japan. J. Appl. Phys. 1984. V. 23. N 3. P. L162—L164.
- [12] Fujisada H., Kawada M. // Japan. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. N 2. P. L76—L78.

Получена 2.02.1990  
Принята к печати 18.04.1990