

# ТУННЕЛЬНО-ТЕРМИЧЕСКАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В БАРЬЕРЕ ШОТТКИ. I. ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Гергель В. А., Тарнавский С. П.

В предыдущей работе [1], посвященной исследованию электрофизических свойств ПТШ с  $\delta$ -легированным каналом, для объяснения аномальной частотной дисперсии малосигнального отклика этих структур и наблюдаемых в них малых значений крутизны [2,3] по сравнению с расчетным [4] была предложена модель, связывающая эти явления с наличием глубоких уровней (ГУ) близ границы с металлом и аномальным характером их перезарядки. Последнее, как оказалось, обусловлено тем обстоятельством, что при повышенных значениях характерных электрических полей, собственных структурам с  $\delta$ -легированием, существенную роль в перезарядке уровней играет квантово-механическое туннелирование. Естественно ожидать, что аномальные особенности будут наблюдаться и в традиционных шоттки-диодных структурах на однородных подложках с повышенным уровнем легирования и соответственно более высоким значением характерных электрических полей, тенденция к повышению которых вытекает из стремления к увеличению крутизны ПТШ. Цель настоящей работы — построение теоретической модели шоттки-диода с ГУ в приповерхностном слое полупроводника для количественного анализа указанных особенностей характеристик. Схематически зонная диаграмма рассматриваемой шоттки-барьерной структуры изображена на рисунке. Как и в [1], мы для простоты предполагаем, что ГУ в ней локализованы в плоскости на некотором расстоянии  $a \sim 100 \text{ \AA}$  от границы с металлом, а их поверхностная плотность достаточно велика. Ясно, что при отрицательном напряжении на структуре, когда уровень Ферми стремится опуститься ниже энергии связи  $\epsilon_i$ , электроны будут покидать ГУ, а рассматриваемая плоскость будет заряжаться положительно, в результате чего контактное поле  $E_m$  (см. рисунок, б) существенно увеличивается по сравнению с  $E_0$ . Рост контактного поля  $E_m$  в свою очередь приводит к резкому увеличению обратного тока структуры за счет соответствующих туннельных эффектов. При этом плотность электронов в окрестности уровней растет и интенсивность процессов захвата увеличивается. При сильном электрическом поле  $E_0$ , однако, интенсифицируется и соответствующий генерационный процесс. Так что в итоге стационарное значение поверхностного заряда в плоскости и соответствующий скачок величины электрического поля устанавливается так, чтобы обеспечить должный баланс актов захвата и генерации. Для полевой зависимости темпа генерации электронов с ГУ мы воспользуемся выражением

$$W = W_0(T) \exp \{E^2/E_i^2\}, \quad (1)$$

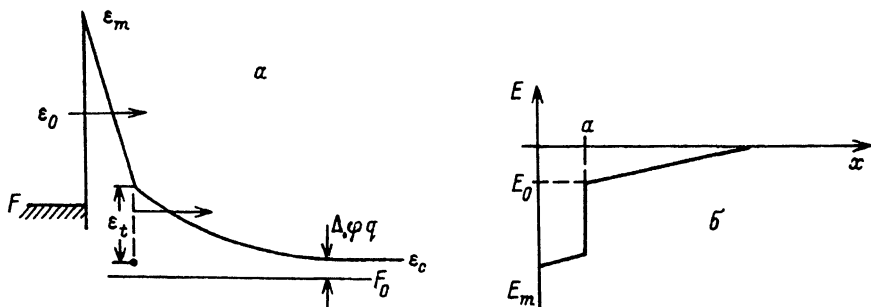
полученным в [5] для комбинированного туннельно-термоактивационного процесса. Здесь характерное поле

$$E_i = \frac{2T_{ef}}{qh} \sqrt{6m^*T_{ef}} \quad (2)$$

определяется эффективной температурой ионизации

$$\frac{1}{2T_{ef}} = \frac{\tau_n}{h} + \frac{1}{2T}, \quad (3)$$

где  $q$  — заряд электрона,  $m^*$  — его эффективная масса, а  $\tau_n$  — время туннелирования ядра между термами, отвечающими наличию и отсутствию электрона



Энергетическая диаграмма барьера Шоттки в присутствии глубокого уровня  $\epsilon_l$  (а) (стрелками показано туннелирование электронов) и распределение электрического поля по координате (б) ( $a$  — координата плоскости ГУ).

на центре. Существенно, что, согласно (3),  $T_{ef} < T$ , что может быть интерпретировано и как проявление «многофононности» термоионизационного процесса [6].

### Условия применимости модели и ее анализ

Если полагать, что  $a$  много меньше длины обеднения, т. е.

$$a < \sqrt{\kappa\phi_k / 2\pi n_0 q}, \quad (4)$$

где  $\phi_k$  — контактная разность потенциалов,  $n_0$  — концентрация мелких доноров,  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника, то барьер с хорошей точностью можно считать треугольным. Вычисление плотности туннельного тока  $j$  из металла сквозь треугольный потенциальный барьер широко представлено в литературе (см., например, [1]). Энергия перевала  $\epsilon_0$ , в окрестности  $2kT$  которой происходит доминирующий перенос электронов, определяется выражением

$$\epsilon_m - \epsilon_0 = \left( \frac{q\hbar E_m}{2T\sqrt{2m^*}} \right)^2, \quad (5)$$

если  $\epsilon_0 > F$ , где  $F$  — уровень Ферми в металле,  $\epsilon_m$  — вершина потенциального барьера (см., рисунок, а). При  $\epsilon_0 < F$  в широком диапазоне напряжений выполняется неравенство

$$(F - \epsilon_0) / (\epsilon_m - F) < 1, \quad (6)$$

что соответствует случаю Фаулера—Нордгейма. Плотность туннельного тока определяется выражениями

$$j = -q\nu \exp \left\{ -\frac{\epsilon_m - F}{T} + \left( \frac{E_m}{E_k} \right)^2 \right\} \quad \text{при} \quad -V_j < -V < -V_1, \quad (7)$$

$$j = -q\nu \exp \left\{ \frac{E_k}{E_m} \right\} \quad \text{при} \quad -V_1 < -V, \quad (8)$$

$$\nu = \frac{mT^2}{2\pi^2\hbar^3}, \quad E_k = \frac{4\sqrt{2m^*}}{3\hbar q} (\epsilon_m - F)^{3/2}, \quad E_k = \frac{2T}{q\hbar} \sqrt{6m^*T}, \quad (9)$$

где  $m$  — масса свободного электрона,  $V_1$  — напряжение, при котором  $\varepsilon_0 = F$ . Оценки для арсенида галлия показывают, что для центров, у которых сечение захвата  $\Sigma \sim 10^{-13}$  см<sup>2</sup> при комнатной температуре и  $\varepsilon_m = F \sim 0.8$  эВ, характерные значения параметров равны:  $\Sigma \nu \sim 10^{11}$  Гц,  $E_K = 2 \cdot 10^5$  В/см,  $E_K = 10^7$  В/см. При обратном смещении, если  $-V > 2T/q$ , уравнение кинетики перезарядки ГУ Шокли—Рида имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \gamma [n(a)(1-f) - n_1 f] \exp(E_0^2/E_f^2) + \frac{\Sigma |j|}{q} (1-f), \quad (10)$$

где  $\gamma$  — коэффициент захвата равновесных носителей на ГУ;  $f$  — степень заполнения ГУ, равная по определению отношению числа примесных центров, занятых электронами, к их общему числу;

$$n(a) = n_0 \exp \{q(V - \varphi_K + \varphi(a))/T\} \quad (11)$$

есть концентрация равновесных носителей в плоскости ГУ;  $n_1 = N_c \exp\{-\varepsilon_f/T\}$  — параметр Шокли—Рида;  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости. Полевая экспонента учитывает активационно-туннельный характер генерации и захвата термодинамически равновесных носителей. Последнее слагаемое в (10), отвечающее захвату неравновесных носителей, инжектированных из металла, не содержит экспоненциальной полевой зависимости, поскольку инжектированные неравновесные носители равномерно распределены по энергии, и, следовательно, захват через туннелирование для них маловероятен. При небольших напряжениях, когда последнее слагаемое в (10) во много раз меньше первого, в стационарной ситуации получим

$$\frac{n_0}{N_c} (1-f) \exp \left\{ \frac{q[V - \varphi_K + \varphi(a)]}{T} \right\} - f \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_f}{T} \right\}. \quad (12)$$

Интегрирование уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{4\pi q}{\kappa} n_0 - E_{ГУ} (1-f) \delta(x-a) \quad (13)$$

с граничными условиями  $\partial \varphi / \partial x|_{x=d} = 0$ ,  $\varphi(d) = \varphi_K - V$ , где  $d$  — длина обедненной области, приводит к системе уравнений

$$\varphi_K - V = -aE_m + \frac{E_0^2}{2n_0}, \quad (14)$$

$$E_m = -E_{ГУ} (1-f) + E_0, \quad (15)$$

которую легко также получить из рисунка. Здесь  $\bar{n}_0 = 4\pi q n_0 / \kappa$ , а  $E_{ГУ}$  — абсолютная величина скачка поля на плоскости ГУ при  $f=0$ . Уравнения (12), (14), (15) описывают хорошо известную в литературе ситуацию, когда уровень Ферми  $F_0$  находится лишь на несколько  $kT$  выше ГУ в широком диапазоне прикладываемых напряжений. В этом случае

$$E_0 \approx -\sqrt{2\bar{n}_0(\varepsilon_f/q - \Delta\varphi)}, \quad (16)$$

где  $\Delta\varphi q = T \ln(N_c/n_0)$  и большая часть приложенного напряжения падает между плоскостью контакта и плоскостью ловушек. Это вызывает быстрое уменьшение толщины потенциального барьера с увеличением обратного напряжения и, следовательно, резкий рост туннельного потока электронов из металла в полупроводник, что в свою очередь ведет к экспоненциальному росту темпа захвата

неравновесных носителей, который при напряжении выше некоторого  $V_j$  превышает темп захвата равновесных носителей, и последним можно будет пренебречь. Тогда уравнение (10) примет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\Sigma_j}{q}(1-f) - \gamma N_c f \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_t}{T} + \left( \frac{E_0}{E_t} \right)^2 \right\}. \quad (17)$$

Из условия равенства темпа захвата на ГУ неравновесных и равновесных носителей, т. е. равенства первого и последнего слагаемых в (10), легко найти  $V_j$ . Полагая, что  $-V_j < -V_1$ , из (7), (14) и (16) получим

$$V_j = \varphi_k + \Delta\varphi - \frac{\varepsilon_t}{q} - aE_k \sqrt{\frac{\varepsilon_m - F - \varepsilon_t}{T} + \frac{2\bar{n}_0(\varepsilon_t/q - \Delta\varphi)}{E_t^2}} + \ln \left( \frac{\gamma N_c}{\Sigma\nu} \right). \quad (18)$$

Рассмотрим стационарную задачу для нахождения ВАХ при обратных смещениях, полагая, что  $-V_j < -V_1$ . При напряжениях  $-V_j < -V < -V_1$  туннельный ток определяется соотношением (7). Проанализируем сначала этот диапазон напряжений. После подстановки (7) в (17) в стационарном случае получим

$$\left( \frac{E_m}{E_k} \right)^2 - \left( \frac{E_0}{E_t} \right)^2 = \frac{\varepsilon_m - F - \varepsilon_t}{T} + \ln \left( \frac{\gamma N_c f}{(1-f)\Sigma\nu} \right). \quad (19)$$

Поскольку правая часть (19) слабо зависит от напряжения, с хорошей точностью ее можно считать постоянной:

$$\lambda = \frac{\varepsilon_m - F - \varepsilon_t}{T} + \ln \left( \frac{\gamma N_c a E_{ГУ}}{\Sigma\nu\varphi_k} \right) \quad (20)$$

Подлогарифмическое выражение оценено с помощью (14) и (15). Итак, имеем уравнение, связывающее поля  $E_0$  и  $E_m$ :

$$\left( \frac{E_m}{E_k} \right)^2 - \left( \frac{E_0}{E_t} \right)^2 = \lambda. \quad (21)$$

Уравнения (14), (15) остаются, очевидно, в силе. Из (21), (14) и (5) находим  $V_1$ :

$$V_1 = \varphi_k + \frac{\lambda}{2\bar{n}_0} E_t^2 + \frac{\bar{n}_0 a^2}{2} \left( \frac{E_k}{E_t} \right)^2 \left\{ 1 - \left[ 1 + \frac{2T}{qha\bar{n}_0} \left( \frac{E_t}{E_k} \right)^2 \sqrt{2m^*(\varepsilon_m - F)} \right]^2 \right\}. \quad (22)$$

Из системы (21), (14) находим явную зависимость  $E_m(V)$ :

$$E_m = a\bar{n}_0 \left( \frac{E_k}{E_t} \right)^2 \left\{ 1 - \sqrt{1 + \frac{2}{\bar{n}_0 a^2} \left( \frac{E_t}{E_k} \right)^2 \left( \varphi_k - V + \frac{\lambda E_t^2}{2\bar{n}_0} \right)} \right\} \quad (23)$$

при  $-V_j < -V < -V_1$ .

При напряжениях  $-V > -V_1$  уравнение (17), согласно (8), в стационарном случае имеет вид

$$\left(\frac{E_o}{E_t}\right)^2 - \frac{\tilde{E}_k}{E_m} = \tilde{\lambda}, \quad (24)$$

где  $\tilde{\lambda} = -\lambda + (\epsilon_m - F)/T$ . Второе уравнение остается, очевидно, в виде (14). Тогда из (14) и (24) получим  $E_m(V)$  для указанного диапазона напряжений:

$$E_m = -\frac{1}{2a} \left( \varphi_k - V - \frac{\tilde{\lambda} E_t^2}{2n_0} \right) - \frac{1}{2a} \sqrt{\left( \varphi_k - V - \frac{\tilde{\lambda} E_t^2}{2n_0} \right)^2 + \frac{2a}{n_0} E_t^2 \tilde{E}_k} \quad (25)$$

при  $-V > -V_1$ .

Уравнения (7), (23) и (8), (25) образуют статическую вольт-амперную характеристику рассматриваемой структуры. При небольших концентрациях мелких доноров, таких, что

$$\bar{n}_0 \ll \frac{\lambda E_t^2}{2(\varphi_k - V)}, \quad (26)$$

поле в структуре не достаточно велико, чтобы изменять темп генерации электронов с ГУ, следовательно, темп захвата на ГУ, а вместе с ним и туннельно-инжекционный ток, должны оставаться постоянными. При этом, как видно из (23), поле  $E_m$  равно  $-E_k \sqrt{\lambda}$ , а ток, согласно (7), не зависит от напряжения. Неравенство (26) выполняется до концентрации  $n_0 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Если же  $\bar{n}_0$  находится в пределах

$$\frac{\lambda E_t^2}{2(\varphi_k - V)} < \bar{n}_0 < \frac{2(\varphi_k - V)}{a^2} \left(\frac{E_t}{E_k}\right)^2, \quad (27)$$

то контактное поле в  $E_k/E_t$  раз больше, чем в отсутствие ГУ, и равно

$$E_m = -\frac{E_k}{E_t} \sqrt{2\bar{n}_0(\varphi_k - V)}.$$

Таким образом, увеличение крутизны ПТШ посредством повышения степени легирования сопровождается экспоненциально [согласно (7)] более резким ростом сквозного тока по сравнению со случаем без ГУ. Легко оценить, что неравенство (27) удовлетворяется при  $n_0 \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . При  $\bar{n}_0$  больше или порядка верхней границы в (27) нарушается сделанное предположение о малости  $a$  по сравнению с длиной обедненной области.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гергель В. А., Ильичев Э. А., Полторацкий Э. А., Родионов А. В., Тарнавский С. П., Федоренко А. В. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 11. С. 1870—1876.
- [2] Gallium Arsenide and Related Compounds-1990. Bristol—Philadelphia—N. Y., 1991. P. 401—406.
- [3] Schubert E. F., Fischer A., Ploog K. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1986. V. ED-33. N 5. P. 625—632.
- [4] Ploog K. // J. Cryst. Growth. 1987. V. 81. P. 304—313.
- [5] Карпус В., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 6 (12). С. 2319—2331
- [6] Келдыш Л. В. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 962.

Научно-исследовательский институт физических проблем  
им. Ф. В. Лукина  
Москва

Получено 4.01.1992  
Принято к печати 30.01.1992