Изв. АН Армянской ССР, Физика, 2, 316—329 (1967)

О ВЛИЯНИИ ЦЕНТРОВ РЕКОМБИНАЦИИ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА

Г. М. АВАКЬЯНЦ, А. У. РАХИМОВ

Рассчитывается вольт-амперная характеристика (ВАХ) диода на основе модели полупроводника n-типа с двухвалентным глубоким примесным центром в случае произвольного заполнения верхнего (второго) уровня. Получено выражение для полного хода вольт-амперной характеристики с учетом изменения времени жизни неосновных носителей с уровнем инъекции. Выделяются некоторые типичные характеристики с отрицательным сопротивлением (ОС), выясняются механизмы образования ОС в них. Получены обобщенные выражения для тока и напряжения срыва, выявлены условия, при которых определяющим в образовании ОС являются тот или другой механизм.

1. Введение. Постановка задачи

В работах [1—4] была развита теория прохождения тока через компенсированные полупроводники или диэлектрики на основе модели с одним глубоким (одновалентным) уровнем. Появление ОС на прямой ветви ВАХ диодов на основе компенсированного материала объясняется образованием объемного заряда и наличием незаполненных электронами до начала инжекции примесных центров [1, 2] и изменением времени жизни неосновных носителей с ростом тока [3, 4].

В работе [5] производится расчет ВАХ с учетом как наличия незаполненных до начала инжекции примесных центров, так и изменения времени жизни дырок и получены более общие результаты, выявлены условия, определяющие роль того или другого механизма в образовании отрицательного сопротивления.

Однако, как известно из опытных данных [6—7 и др.], примесные центры обычно образуют в запрещенной зоне полупроводника больше одного уровня (многовалентные примесные центры). В связи с этим представляет интерес рассмотрение модели с многовалентными центрами.

В настоящей работе рассматривается модель полупроводника n-типа с одним двухвалентным глубоким уровнем акцепторного типа. Причем первый уровень находится в нижней половине запрещенной зоны, тогда как второй—в верхней.

Заполнение верхнего уровня электронами до начала инжекции, считается произвольным, тогда как нижний почти полностью заполнен электронами. Если концентрация мелких доноров (N_g) больше удвоенного значения концентрации глубоких акцепторов ($N_g > 2N$), то центры на втором уровне так же заполнены электронами до начала инжекции, тогда как при $N_g < 2N$ имеет место частичное заполнение.

Выражение для времени жизни неосновных носителей и условие квазинейтральности для рассматриваемой нами модели имеют следующий вид:

$$\tau_p = \tau_{p2}^0 \frac{G}{Q}, \tag{1}$$

$$G = 1 + \frac{\theta_2 p/n + n_2^*/n}{1 + \theta_2^* p_2^*/n}\left(1 + \frac{\theta_1 p/n + n_1^*/n}{1 + \theta_1 p_1^*/n}\right),$$

$$Q = \left(1 - \frac{n_2^* p_2^*}{np}\right)\left(1 + \theta_2 \frac{p_2^*}{n}\right)^{-1} +$$

$$+ \frac{\beta_1}{\beta_2} \frac{\theta_2 p/n + n_2^*/n}{1 + \theta_2 p_2^*/n}\left(1 - \frac{n_1^* p_1^*}{np}\right)\left(1 + \theta_1 \frac{p_1^*}{n}\right)^{-1},$$

$$n = p + \frac{\dfrac{N_g - 2N}{N_g} + \dfrac{\theta_2 p/n + n_2^*/n}{1 + \theta_2 p_2^*/n}\left(\delta + \dfrac{\theta_1 p/n + n_1^*/n}{1 + \theta_1 p_1^*/n}\right)}{1 + \dfrac{\theta_2 p/n + n_2^*/n}{1 + \theta_2 p_2^*/n}\left(1 + \dfrac{\theta_1 p/n + n_1^*/n}{1 + \theta_1 p_1^*/n}\right)} N_g, \tag{2}$$

где

$$n_i^* = \frac{\alpha_i'}{\beta_i'}, \quad p_i^* = \frac{\alpha_i}{\beta_i}, \quad \theta_i = \frac{\beta_i}{\beta_i'}, \quad i = 1,\ 2, \quad \tau_{p2}^0 = 1/\beta_2 N, \quad \delta = \frac{N_g - N}{N_g}.$$

β_i, β_i' — коэффициенты рекомбинации электронов и дырок, α_i, α_i' — коэффициенты обратного теплового заброса электрона с валентной зоны на примесный уровень и с примесного уровня в зону проводимости, n_i^*, p_i^* — концентрации электронов и дырок в зонах, когда уровень химического потенциала совпадает с глубоким уровнем. Параметры с $i=1$ относятся к нижнему уровню, тогда как с $i=2$ — к верхнему.

Произведем некоторые упрощения.

В выражении (1) считаем выполненными следующие неравенства:

$$np > n_i^* p_i^*, \qquad n > n_i^*, \qquad n > \theta_i p_i^*. \tag{3}$$

Далее примем, что

$$\theta_2 > \theta_1 > 1, \qquad \delta\theta_2 \gtrsim \theta_1, \tag{4}$$

$$\delta < 1, \qquad |(N_g - 2N)/N_g| < 1. \tag{5}$$

Используя неравенства (3—5) можно выделить некоторые области в базе диода, в которых (1) и (2) упрощаются.

I область, где $n > \theta_2 p$, $n > \theta_1 p$, $(\beta_2 n > \beta_1\theta_2 p$, $\delta n > \theta_1 p)$. Здесь, хотя инжектированные дырки захватываются центрами рекомбинации, все же большая часть центров (даже на втором уровне) еще занята электронами. Тогда из (1) и (2) получим

$$\tau_p \approx \tau_{p2}^0, \tag{1a}$$

$$n \simeq \sqrt{(1/4)\,N_2^2 + \mu_2 + \tilde{n}_2 p} - (1/2)\,N_2, \qquad (2N > N_g), \tag{2а}$$

$$n \simeq \sqrt{(1/4)\,N_2'^2 + \mu_2' + \tilde{n}_2 p} + (1/2)\,N_2', \qquad (2N < N_g), \tag{2а}$$

где

$$N_2 = \delta_0 N_g + n_2^* + \theta_2 p_2^*, \qquad \mu_2 = (\delta n_2^* - \delta_0 \theta_2 p_2^*)\,N_g, \qquad \tilde{n}_2 = \delta\theta_2 N_g,$$

$$N_2' = \delta_0' N_g - n_2^* - \theta_2 p_2^*, \qquad \mu_2' = (\delta n_2^* + \delta_0' \theta_2 p_2^*)\,N_g,$$

$$\delta_0 = (2N - N_g)/N_g, \qquad \delta_0' = -\delta_0.$$

II область, где $n < \theta_2 p$, $n > \theta_1 p$ $(\beta_2 n < \beta_1 \theta_2 p)$. Центры на втором уровне в основном освобождены от электронов, тогда как на нижнем они еще преимущественно заняты. Здесь (1) и (2) принимают вид

$$\tau_p \simeq \tau_{p1}^0, \tag{1б}$$

$$n \simeq \sqrt{(1/4)\,N_1^2 + \mu_1 + \tilde{n}_1 p} + (1/2)\,N_1, \tag{2б}$$

где

$$N_1 = \delta N_g - n_1^* - \theta_1 p_1^*, \qquad \mu_1 = (n_1^* + \delta\theta_1 p_1^*)\,N_g, \qquad \tilde{n}_1 = \theta_1 N_g, \qquad \tau_{p1}^0 = 1/\beta_1 N.$$

III область, центры на нижнем уровне так же освобождены от электронов, $n < \theta_1 p$ *и*

$$\tau_p \simeq \tau_{p1}^0 \theta_1 \frac{p}{n}, \qquad n = p + N_g. \tag{1в}$$

Для граничных концентраций электронов и дырок между областями можно найти следующие выражения:

$$n_1 \approx \left(\delta_1 + \frac{\theta_1}{\theta_2}\right) N_g, \qquad p_1 \approx \left(\delta_1 + \frac{\theta_1}{\theta_2}\right) \frac{N_g}{\theta_2}, \tag{I—II}$$

$$n_2 \approx \frac{\theta_1}{\theta_1 - 1} N_g \approx N_g, \qquad p_2 \approx N_g/(\theta_1 - 1). \tag{II—III}$$

Заметим, что при переходе от первой области ко второй верхний уровень захватывая дырки полностью освобождается от электронов и материал заметно раскомпенсируется. При этом время жизни дырок изменяется лишь в $\theta' = \beta_2/\beta_1$ раз $(1 \lesssim \theta' \ll \theta_2)$.

С дальнейшим ростом уровня инжекции центры на нижнем уровне так же заполняются дырками (если $\theta_1 > 1$) и τ_p возрастает. При полной раскомпенсации материала базы τ_p увеличивается в $\theta = \dfrac{\beta_2}{\beta_1'}$ раз.

2. Дифференциальные уравнения и их решения

Используя основные уравнения, описывающие движение носителей тока в базе диода и выражения (1а—1в), находим дифференциальные уравнения для распределения дырок в вышеуказанных частях базы [5] (в стационарном случае). В общем виде это нелинейные дифференциальные уравнения второго порядка, неподдающиеся точному аналитическому решению.

Однако для достаточно длинных ($d \gg L_{p\infty}$) диодов их можно записать в более простом виде [5] (рис. 1а, б):

$$(x_1 d), \qquad \frac{1 + t_0 \varepsilon_0^2(x)}{1 + \varepsilon_0(x) - t_0 \varepsilon_0^2(x)} d\varepsilon_0(x) = a_0 dx, \qquad (2N > N_g), \tag{6а}$$

$$\frac{1 + t_1 \varepsilon_1^2(x)}{1 - \varepsilon_1(x) - t_1 \varepsilon_1^2(x)} d\varepsilon_1(x) = a_1 dx, \qquad (2N < N_g), \tag{6б}$$

$$(x_2 x_1), \qquad \frac{1 + t_2 \varepsilon_2^2(x)}{1 - \varepsilon_2(x) - t_2 \varepsilon_2^2(x)} d\varepsilon_2(x) = a_2 dx, \tag{7}$$

$$(x_g x_2), \qquad \frac{\varepsilon_3(x)\, d\varepsilon_3(x)}{1 + b^{-1}\varepsilon_3(x)} = a_3 dx, \tag{8}$$

где

$$\varepsilon_0(x) = q u_p b N_2 E(x)/j, \quad \varepsilon_1(x) = q u_p b N_2' E(x)/j, \quad \varepsilon_2(x) = q u_p b N_1 E(x)/j,$$

$$\varepsilon_3(x) = u q_p b N_g E(x)/j, \quad a_0 = bNq_2/j\tau_{p2}^0, \quad a_1 = qbN_2'/j\tau_{p2}^0,$$

$$a_2 = qbN_1/j\tau_{p1}^0, \quad a_3 = qbN_g/j\tau_{p\infty}, \quad t_0 = \mu_2/N_2^2, \quad t_1 = \mu_2'/N_2'^2,$$

$$t_2 = \mu_1/N_1^2, \quad \tau_{p\infty} = \theta\tau_{p2}^0.$$

При получении (6а, б) и (7) было принято, что $n > p$.

Система уравнений (6а, б—8) имеет несколько приближенных решений [5]. Сначала рассмотрим случай $2N > N_g$. В этом приближении решается система (6а), (7) и (8). Имеем [5] (рис. 1а):

$$(x_0 d), \qquad \overline{\varepsilon}_0 = N_2/n_2^0 \quad \text{или} \quad \overline{E}_0 = j/q u_p b n_2^0, \tag{9}$$

$$(x_0' x_0), \qquad \varepsilon_0(x) = \sqrt{\frac{2a_0}{t_0}(x + c_0)}\,, \tag{10}$$

$$(x_1 x_0'), \qquad \varepsilon_0'(x) = e^{a_0(x + c_0')} - 1, \tag{11}$$

$$(x_2 x_1), \qquad \varepsilon_2(x) = 1 - e^{-a_2(x + c_2)}, \tag{12}$$

$$(x_g x_2), \qquad \varepsilon_3(x) = \sqrt{2a_3(x + c_3)}\,, \tag{13}$$

где

$$n_2^0 = (1/2) N_2 \left(\sqrt{1 + 4t_0} - 1\right).$$

В случае же $2N < N_g$ следует решить систему уравнений (6б), (7) и (8). Здесь для областей $(x_1^0 d)$ и $(x_1 x_1^0)$ из уравнения (6б) получим [5] (рис. 1б).

$$(x_1^0 d), \qquad \bar{\varepsilon}_1 = \frac{N_2'}{n_2'} \quad \text{или} \quad \bar{E}_1^0 = \frac{j}{qu_p b n_2'}, \tag{14}$$

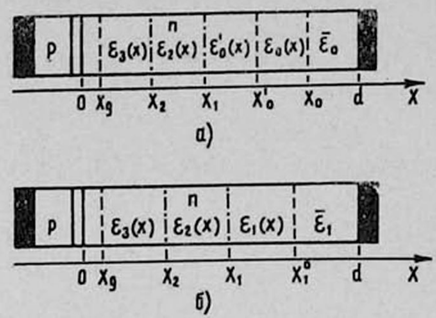

Рис. 1. Структура диода для расчета вольт-амперной характеристики: а) случай $2N > N_g$, б) случай $2N < N_g$.

$$(x_1 x_1^0), \qquad \varepsilon_1(x) = 1 - e^{-a_1(x+c_1)}, \tag{15}$$

где

$$n_2' = 1/2)\, N_2' \left(\sqrt{1+4t_1} + 1\right).$$

А в частях базы $(x_2 x_1)$ и $(x_g x_2)$ справедливы решения (12) и (13).

Полный ход ВАХ, когда $2N > N_g$, рассчитывается с помощью (9—13), тогда как при $2N < N_g$ используются (14), (15), (12) и (13) (рис. 1а, б).

При определении постоянных интегрирования и границ раздела между областями исходим из непрерывности электрического поля на границах и считаем, что

$$E(x_g) = \bar{E}_g, \qquad E(x_2) = \bar{E}_2, \qquad E(x_1) = \bar{E}_1, \qquad E(x_0') = \bar{E}_0',$$

$$E(x_0) = \bar{E}_0, \qquad E(x_1^0) = \bar{E}_1^0, \tag{16}$$

где

$$\bar{E}_g = j/qu_p(b+1)\,p_g, \quad \bar{E}_2 = j/qu_p b n_1, \quad \bar{E}_1 = j/qu_p n_2, \quad \bar{E}_0' = j/qu_p b\sqrt{\mu_2}.$$

x_g, p_g — такие же как и в [5].

Отметим, что здесь учитывается (так же как и в [5]) диффузия носителей наряду с их дрейфом в области с большим τ_p, тогда как в части базы с малым τ_p мы ограничимся дрейфовым приближением.

3. Расчет вольт-амперной характеристики

Вольт-амперную характеристику в неявном виде можно записать как

$$V = V_{0x_g} + V_{x_g x_2} + V_{x_2 x_1} + V_{x_1 x_0'} + V_{x_0' x_0} + V_{x_0 d}, \quad (2N > N_g), \tag{17}$$

$$V = V_{0x_g} + V_{x_g x_2} + V_{x_2 x_1} + V_{x_1 x_1^0} + V_{x_1^0 d}, \qquad (2N < N_g), \tag{18}$$

V_{0x_g} — напряжение, падающее в диффузионной области ($V_{0x_g} \ll V_{x_g d}$).

Произведя соответствующие интегрирования, используя выражения (9—13) и подставляя найденные результаты в (17), получим выражения для ВАХ в общем виде (для случая $2N > N_g$).

$$V = j\rho_0(d - x_0) + A_0\sqrt{j}\left[\left(\frac{x_0 - x_0'}{d} + \frac{1}{2a_0 d}\right)^{3/2} - \left(\frac{1}{2a_0 d}\right)^{3/2}\right] +$$

$$+ A_1 j^2 [(1+\eta_0)(e^{\lambda}-1)-\lambda] + A_2 j^2 \left[\lambda' - \frac{1}{\eta_1}(1-e^{-\lambda'})\right] +$$

$$+ A_3 \sqrt{j}\left[\left(\frac{x_2-l_0}{d}\right)^{3/2} - \left(\frac{x_g-l_0}{d}\right)^{3/2}\right]. \qquad (19)$$

Аналогично в случае $2N < N_g$ имеем

$$V = j\rho_0'(d-x_1^0) + A_1' j^2 \left[\lambda'' - \frac{1}{\eta_2}(1-e^{-\lambda''})\right] + A_2 j^2 \left[\lambda' - \frac{1}{\eta_1}(1-e^{-\lambda'})\right] +$$

$$+ A_3 \sqrt{j}\left[\left(\frac{x_2-l_0}{d}\right)^{3/2} - \left(\frac{x_g-l_0}{d}\right)^{3/2}\right]. \qquad (20)$$

Здесь введены обозначения:

$$A_0 = \sqrt{A j / n^\circ \tau_{p2}^\circ}, \qquad A_1 = \tau_{p2}^0 / q^2 u_p b^2 N_2^2, \qquad A_1' = A_1 (N_2/N_2')^2,$$

$$A_2 = \tau_{p1}^0 / q^2 u_p b^2 N_1^2, \qquad A_3 = \sqrt{A j / N_g \tau_{p\infty}}, \qquad A = 8d^3/9qbu_p^2,$$

$$n^\circ = \mu_2/N_2, \qquad \rho_0 = 1/qu_p b n_2^\circ, \qquad \rho_0' = \rho_0 (n_2^\circ/n_2'), \qquad \lambda = a_0(x_0' - x_1),$$

$$\lambda' = a_2(x_1 - x_2), \qquad \lambda'' = a_1(x_1^\circ - x_1), \qquad l_0 = x_g - \frac{\sqrt{3}}{2} L_{p\infty}.$$

Границы раздела между областями имеют следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} x_g &= \frac{1}{2} L_{p\infty} \ln 2l_1 \frac{j}{j_g}, & x_1^\circ &= l_0 + \frac{j}{j_1^\circ} d \\ x_2 &= l_0 + \frac{j}{j_2} d, & x_0' &= l_0 + \frac{j}{j_0'} d \\ x_1 &= l_0 + \frac{j}{j_1} d, & x_0 &= l_0 + \frac{j}{j_0} d \end{aligned}\right\}. \qquad (21)$$

Здесь

$$j_0 = 2j_m \Big/ \left[m + \frac{N_2}{n_0 \lambda_2}\left(1 - \frac{n^\circ}{N_2}\right)\right], \qquad j_0' = 2j_m/m,$$

$$j_1 = 2j_m \Big/ \left(m - \frac{2}{\lambda_2}\ln\eta\right), \qquad j_1^\circ = 2j_m/m', \qquad j_2 = 2j_m, \qquad j_m = \frac{qN_g bd}{\tau_{p\infty}},$$

$$m = 1 + \frac{2}{\lambda_1}\ln\eta' + \frac{2}{\lambda_2}\ln\eta_1, \qquad m' = 1 + \frac{2}{\lambda_1}\ln\eta' + \frac{2}{\lambda_2'}\ln\eta'',$$

где

$$\lambda_1 = \delta_1\theta_1, \qquad \lambda_2 = \delta_2\theta, \qquad \lambda_2' = \delta_2'\theta, \qquad \eta = (1+\eta_0')/(1+\eta_0), \qquad \eta' = \eta_1'/\eta_1,$$

$$\eta'' = \eta_2'/\eta_2, \qquad \eta_0 = N_2/n_1, \qquad \eta_0' = \sqrt{N_2/n^\circ}, \qquad \eta_1 = \left(1 - \frac{N_1}{n_2}\right)^{-1},$$

$$\eta_1' = \left(1 - \frac{N_1}{n_1}\right)^{-1}, \qquad \eta_2 = \left(1 - \frac{N_2'}{n_1}\right)^{-1}, \qquad \eta_2' = \left(1 - \frac{N_2'}{n_2'}\right)^{-1},$$

$$\delta_1 = N_1/N_g, \qquad \delta_2 = N_2/N_g, \qquad \delta_2' = N_2'/N_g.$$

Остальные обозначения такие же как и в [5]. Выражения (19) и (20) в общем виде достаточно сложны и трудно поддаются анализу. Поэтому рассмотрим некоторые частные случаи. Сначала рассмотрим случай $2N > N_g$. При этом будем считать, что

$$t_0 = \frac{n^\circ}{N_2} < 1. \tag{22}$$

При токах, меньших, чем j_0 $(x_0 < d)$, из (19) получается

$$V = j\rho_0 d\left[1 - \frac{j}{j_0}(1 - H_0)\right], \tag{23}$$

где

$$H_0 = (j_0/\lambda_2 j_m)\frac{N_2}{n_2^\circ}\left\{\frac{1}{3}\frac{n_2^\circ}{n_0}\left[1 - \left(\frac{n^\circ}{N_2}\right)^{3/2}\right] + \left(\frac{n_2^\circ}{N_2}\right)^2 H'\right\},$$

$$H' = \Phi_1 + \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^2\frac{\tau_{p2}^\circ}{\tau_{p1}^\circ}\Phi_2 + \frac{\lambda_2^2}{3\theta}, \qquad \Phi_1 = (1 + \eta_0)(\eta - 1) - \ln\eta,$$

$$\Phi_2 = \ln\eta' - \frac{1}{\eta'}\left(1 - \frac{1}{\eta'}\right), \qquad H_0 < 1.$$

В интервале $j_0 < j < j_0'$ $(x_0 \approx d,\ x_0' < d)$ зависимость тока от напряжения имеет вид

$$V = \frac{4}{3}V_m\sqrt{h_0'\frac{j}{j_0'}}\left[\left(1 - \frac{j}{j_0'}\frac{\beta_1 - 1}{\beta_1}\right)^{3/2} - \left(\frac{j}{\beta_1 j_0'}\right)^{3/2}\right] +$$
$$+ 2V_m\left(\frac{j}{j_0'}\right)^2 H_0', \tag{24}$$

откуда при $j \ll j_0'$ имеем

$$j = (9/8)\, q u_n u_p \tau_{p2}^\circ n^\circ V^2/d^3. \tag{25}$$

Здесь

$$h_0' = (2j_0'/\lambda_2 j_m)\frac{N_2}{n^\circ}, \qquad H_0' = (j_0'/\lambda_2 j_m)^2 H', \qquad \beta_1 = (2\lambda_2 j_m/j_0'),$$

$$V_m = \frac{d^2}{2u_p\tau_{p2}^\circ}.$$

Далее, при $j_0' < j < j_1$ $(x_0' \approx d,\ x_1 < d)$ имеет место следующая зависимость:

$$V = 2V_m\left(\frac{j}{\lambda_2 j_m}\right)^2\left[(1 + \eta_0)(e^\lambda - 1) - \lambda\right] + 2V_m\left(\frac{j}{j_1}\right)^2 H_1,$$

$$\lambda = \frac{\lambda_2 j_m}{j}\left(1 - \frac{j}{j_1}\right). \tag{26}$$

Из (26) при $j \ll j_1$ $(x_1 \ll d)$ получим $(\eta_0 \ll 1)$

$$V \simeq 2V_m \frac{1}{\lambda_0^2}(e^{\lambda_0} - 1 - \lambda_0), \qquad \lambda_0 = \lambda_2 j_m / j, \tag{26а}$$

тогда как при $\lambda < 1$

$$V \approx V_m \left[\left(1 - \frac{j}{j_1}\right)^2 + \frac{2}{3}\frac{\lambda_2 j_m}{j}\left(1 - \frac{j}{j_1}\right)^3 + \cdots\right] + 2V_m \left(\frac{j}{j_1}\right)^2 H_1, \tag{26б}$$

где

$$H_1 = (j_1/\lambda_1 j_m)^2 H_1', \qquad H_1' = (\tau_{p2}^\circ/\tau_{p1}^\circ)\,\Phi_2 + \lambda_1^2/3\theta.$$

При $j > j_1$ ($x_1 \approx d$, $x_2 < d$) второй уровень почти полностью освобождается от электронов и в дальнейшем определяющую роль в рекомбинационных процессах играет нижний уровень. Для зависимости тока от напряжения в интервале токов $j_1 < j < j_2$ из (27) получим

$$V = 2V_m \frac{\tau_{p2}^\circ}{\tau_{p1}^\circ}\left(\frac{j}{\lambda_1 j_m}\right)^2 \left[\lambda' - \frac{1}{\eta_1}(1 - e^{-\lambda'})\right] + \frac{8}{3\theta} V_m \left(\frac{j}{j_2}\right)^2,$$

$$\lambda' = \frac{\lambda_1 j_m}{j}\left(1 - \frac{j}{j_2}\right). \tag{27}$$

Если $j \ll j_2$, то ($\eta_1 \approx 1$)

$$V \simeq 2V_m (\tau_{p2}^\circ/\tau_{p1}^\circ) \frac{1}{\lambda_0'^2}(\lambda_0' - 1 + e^{-\lambda_0'}), \qquad \lambda_0' = \lambda_1 j_m / j, \tag{27а}$$

или при $\lambda_2' > 2$

$$V \simeq \frac{jd}{qu_p b N_1}\left(1 - \frac{j}{\lambda_1 j_m}\right). \tag{27б}$$

А когда $\lambda' < 1$

$$V \approx V_m (\tau_{p2}^\circ/\tau_{p1}^\circ)\left[\left(1 - \frac{j}{j_2}\right)^2 - \frac{2}{3}\frac{\lambda_1 j_m}{j}\left(1 - \frac{j}{j_2}\right)^3 + \cdots\right] + \frac{8}{3\theta} V_m \left(\frac{j}{j_2}\right)^2. \tag{27в}$$

При токах, больших, чем j_2, из (19) получается

$$j \approx (9/8)\, q u_n u_p \tau_{p\infty} N_g V^2/(d - x_g)^3. \tag{28}$$

Выражения (27—28) совпадают с аналогичными формулами, полученными в [5] при рассмотрении модели с одним глубоким уровнем. В случае $2N < N_g$ при $j < j_1^\circ$ имеет место следующая зависимость (из (20)):

$$V = j\rho_0' d\left[1 - \frac{j}{j_1^\circ}(1 - H_1^\circ)\right], \tag{29}$$

где

$$H_1^\circ = (j_1^\circ/\lambda_2' j_m)\,\frac{n_2'}{N_2'} H_1', \qquad H_1' = \Phi_1' + (\lambda_2'/\lambda_1)^2 (\tau_{p2}^\circ/\tau_{p1}^\circ)\,\Phi_2 + \frac{\lambda_2'^2}{3\theta},$$

$$\Phi_1' = \ln \eta'' - \frac{1}{\eta_2}\left(1 - \frac{1}{\eta''}\right).$$

А в интервале $j_1^0 < j < j_1$ ($x_1^\circ \approx d$) из (20) следует

$$V = 2V_m\,(j/\lambda_2' j_m)^2 \left[\lambda'' - \frac{1}{\eta_2}(1 - e^{-\lambda''})\right] + 2V_m\left(\frac{j}{\lambda_1 j_m}\right)^2 H_1'',$$

$$\lambda'' = \frac{\lambda_2' j_m}{j}\left(1 - \frac{j}{j_1}\right). \tag{30}$$

Здесь

$$H_1'' = H_1' = (\tau_{p2}^{\circ}/\tau_{p1}^{\circ})\,\Phi_2 + \lambda_1^2/3\theta.$$

Из (30) при $j \ll j_1$ получим ($\eta_2 \approx 1$)

$$V \simeq 2V_m\,\frac{1}{\lambda_0''^2}(\lambda_0'' - 1 + e^{-\lambda_0''}), \qquad \lambda_0'' = \lambda_2' j_m / j, \tag{30а}$$

а когда $\lambda'' < 1$, имеем

$$V \simeq V_m\left[\left(1 - \frac{j}{j_1}\right)^2 - \frac{2}{3}\,\frac{\lambda_2' j_m}{j}\left(1 - \frac{j}{j_1}\right)^3 + \cdots\right] + 2V_m\left(\frac{j}{\lambda_1 j_m}\right)^2 H_1''. \tag{30б}$$

При токах, больших, чем j_1, также справедливы выражения (27—28).

4. Анализ полученных результатов. Некоторые типичные характеристики

Как показывает анализ, выражения (19) и (20) содержат в себе участок с отрицательным сопротивлением. Для определения значений тока и напряжения срыва в случае $2N > N_g$ и $t_0 < 1$ используем выражение (24). Откуда при $\dfrac{dV}{dj} = 0$, считая $\beta_1 > 1$, $j_0' \beta_1 > j(\beta_1 - 1)$, получим

$$j_{\max} \simeq \frac{qN_g bd}{2m\tau_{p\infty}}, \qquad V_{\max} \simeq \frac{d^2}{2u_p\,\tau_{p2}^{\circ}}\sqrt{\frac{3}{4}\,\frac{N_g}{\theta n^{\circ}}\,\frac{1}{m}}, \tag{31}$$

где

$$m \simeq 1 + m_0 + m_1, \qquad m_0 = \frac{2}{\delta_1\theta_1}\ln(1 - \delta_1)\left(1 + \delta_1\frac{\theta_2}{\theta_1}\right),$$

$$m_1 = \frac{2}{\delta_2\theta}\ln\left(1 + \sqrt{\frac{N_2}{n^{\circ}}}\right)\Bigg/\left(1 + \frac{N_2}{n_1}\right).$$

При $j = j_{\max}$ x_0', x_1 и x_3 имеют следующие значения:

$$\left.\begin{aligned} x_0' &\simeq (d/4)\,[\beta_1/(\beta_1 - 1)] \simeq \frac{d}{4}, \\ x_1 &\simeq (d/4)\,(1 + m_0)(1 + m_0 + m_1), \\ x_2 &\simeq (d/4)\,\frac{1}{1 + m_0 + m_1}. \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

Здесь можно выделить некоторые типы ВАХ.

А. При значениях параметров, удовлетворяющих неравенству

$$1+m_0 \ll m_1, \tag{33}$$

из (31) имеем ($\delta_1 > \delta_2$)

$$j_{\max} \simeq \frac{qN_2bd}{4\tau^{\circ}_{p2}\ln(1+(\sqrt{N_2/n^{\circ}})}, \quad V_{\max} \simeq \frac{d^2}{2u_p\tau^{\circ}_{p2}}\sqrt{\frac{3}{4}\frac{N_2/n^{\circ}}{2\ln(1+\sqrt{N_2/n^{\circ}})}}. \tag{34}$$

Заметим, что при этом $x_1 \ll d$ (32), так что область (x_2x_1) (где $\tau_p \simeq \tau^{\circ}_{p1}$) не входит в базу диода вплоть до плотностей токов, намного превосходящих $j_{\max}$. ВАХ полностью определяется падением напряжения в области (x_1d) и описывается формулами (23), (24) и (26а) (рис. 2а). До начала срыва имеют место зависимости $j \sim V$ и $j \sim V^2$, а после ОС характеристика стремится к участку, где напряжение не зависит от протекающего через диод тока (вертикаль) (рис. 2а). Отрицательное сопротивление (также как и в [1, 2]) своим происхождением обязано наличию незаполненных до начала инжекции примесных центров. Однако здесь, в отличие от [1, 2], незаполненные примесные центры относятся ко второму уровню ($N_2 \simeq N_n = 2N - N_g$).

Б. Пусть выполняется неравенство обратное (33), тогда из (31) получим

$$j_{\max} \simeq \frac{1}{1+m_0}\frac{qN_gbd}{2\tau_{p\infty}}, \qquad V_{\max} \simeq \frac{d^2}{2u_p\tau^{\circ}_{p2}}\sqrt{\frac{3}{4\theta}\frac{N_g/n^{\circ}}{m_0+1}}. \tag{35}$$

Здесь возможны несколько частных случаев:

а) Если

$$1 \ll m_0, \tag{36}$$

то ($1 > \delta_1$)

$$j_{\max} \simeq \frac{qbN_1d}{4\tau^{\circ}_{p1}\ln\left(1+\delta_1\frac{\theta_2}{\theta_1}\right)},$$

$$V_{\max} \simeq \frac{d^2}{2u_p\tau^{\circ}_{p2}}\sqrt{\frac{3}{4\theta'}\frac{N_1/n^{\circ}}{2\ln\left(1+\delta_1\frac{\theta_2}{\theta_1}\right)}}. \tag{37}$$

Из (32) видно, что при выполнении (36) $x_1 \simeq \frac{1}{4}d$, а $x_2 \ll d$ (при $j = j_{\max}$). Поэтому в этом случае ток и напряжение, соответствующие точке минимума V, следует определять из (26б). Откуда из условия $\frac{dV}{dj} = 0$ (ограничиваясь первым членом внутри квадратной скобки) получаем

$$j_{\min} \simeq \frac{j_1}{1+2H_1} \simeq \frac{qN_1bd}{\tau^{\circ}_{p1}\ln(1+\delta_1\theta_2/\theta_1)},$$

$$V_{\min} \simeq V_m \frac{2H_1}{1+2H_1} \approx \frac{d^2}{2u_p\tau^{\circ}_{p2}} \frac{2}{\theta' \ln\left(1+\delta_1 \frac{\theta_2}{\theta_1}\right)}. \tag{38}$$

x_1 и x_2 при $j = j_{\min}$ равны

$$x_1 \simeq \frac{d}{1+2H_1}, \qquad x_2 \simeq \frac{d}{1+2H_1}\frac{j_1}{j_2} \simeq \frac{d}{1+2H_1}\frac{1}{1+m_0}. \tag{39}$$

Выражения (38) и (39) справедливы лишь при $2H_1 < 1$. Последнее всегда имеет место при выполнении неравенства (36).

Для отношения критических токов и напряжений имеем

$$\frac{j_{\min}}{j_{\max}} \simeq 4, \quad \frac{V_{\max}}{V_{\min}} \simeq \frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{2}\frac{N_1}{n^{\circ}}\theta' \ln\left(1+\delta_1\frac{\theta_2}{\theta_1}\right)}. \tag{40}$$

б) Если

$$1 \gtrsim m_0, \tag{36а}$$

то $j_{\min}$ и $V_{\min}$ определяются из (27в) $\left(\text{при } \frac{dV}{dj} = 0\right)$:

$$j'_{\min} = \frac{2qbN_gd}{\tau_{p\infty}(1+8/3\theta_1)}, \qquad V'_{\min} = \frac{d^2}{2u_p\tau^{\circ}_{p2}}\frac{8/3\theta}{1+8/\theta_1}. \tag{41}$$

Далее, из (35) и (41) имеем

$$\frac{j'_{\min}}{j_{\max}} = 4\frac{1+m_0}{1+8/3\theta_1}, \qquad \frac{V_{\max}}{V'_{\min}} = \frac{3}{8}\sqrt{\frac{3}{4}\frac{N_g}{n^{\circ}}\theta\frac{(1+8/3\theta)^2}{1+m_0}}. \tag{42}$$

Таким образом, при выполнении неравенства (36) ВАХ описывается выражениями (23), (24), (26б) и (27б) (рис. 2б). Экстремальные значения тока и напряжения определяются выражениями (37) и (38). Отрицатеьное сопротивление обусловливается, в основном, изменением заселенности центров на втором уровне и ростом τ_p (если $\theta' > 1$) (см. 40). При таких значениях параметров, когда имеет место (36а), в образовании ОС участвуют оба уровня (при $j \approx j'_{\min}$ $x_2 \approx d$). ВАХ определяется выражениями (23), (24), (27в), (28), (35), (41) и (42) (рис. 2в). В отличие от предыдущих случаев зависимость тока от напряжения после ОС является квадратичной (28). Здесь ОС появляется за счет освобождения от электронов рекомбинационных центров как на верхнем, так и на нижнем уровнях. При этом τ_p возрастает в θ раз.

в) Если в неравенстве (36) правая часть не намного превышает левую, то есть

$$1 < m_0, \tag{36в}$$

то возможно появление двойного срыва (рис. 2г). Причем ток и напряжение, соответствующие второму срыву, определяются из (27) $\left(\text{при } \frac{dV}{dj} = 0\right)$.

$$j'_{max} \simeq \frac{\delta_1 \theta_1}{2(1-\delta_1) + \delta_1 \theta_1 \left(1 - \frac{2}{3}\delta_1\right)} \frac{qbN_g d}{\tau_{p\infty}},$$

$$V'_{max} \simeq \frac{d^2}{2u_p \tau^{\circ}_{p2}} \frac{\beta_1/\beta_2}{2(1-\delta_1) + \delta_1 \theta_1 \left(1 - \frac{2}{3}\delta_1\right)}, \tag{43}$$

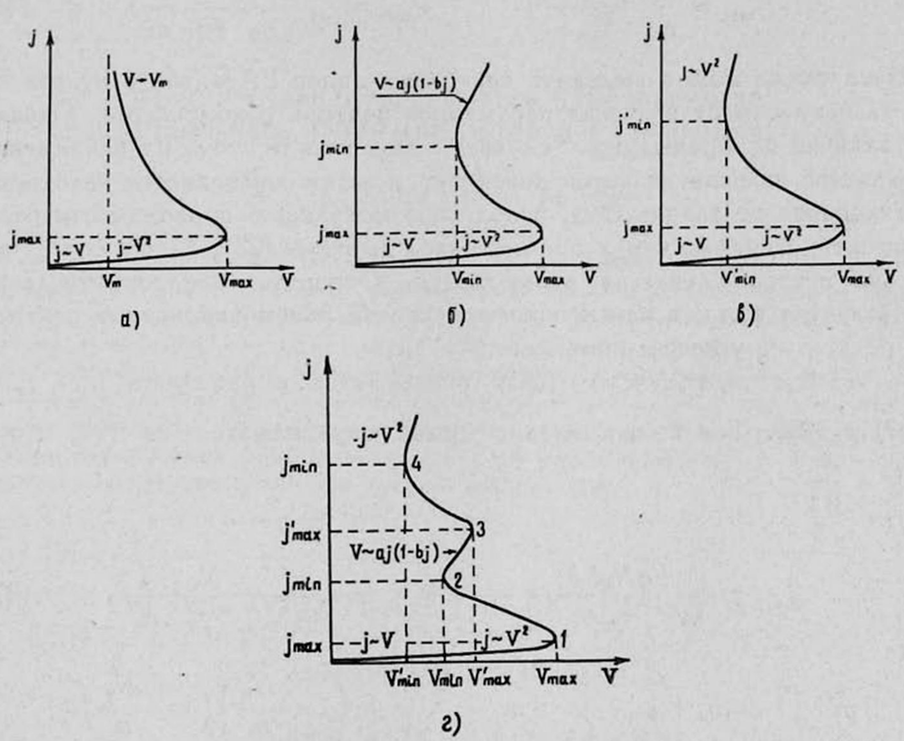

Рис. 2. Типичные вольт-амперные характеристики: а) при $1+m_0 \ll m_1$; б) при $1+m_0 \gg m_1$ и $1 \ll m_1$; в) при $1+m_0 \gg m_1$ и $1 \gtrsim m_0$; г) $1+m_0 \gg m_1$ и $1 < m_0$.

Повторные точки 1, 2 (рис. 2г) определяются выражениями (37), (38), тогда как точкам 3, 4 соответствуют формулы (43) и (41). Первый падающий участок (1—2) обусловлен модуляцией сопротивления базы и ростом τ_p вследствие освобождения от электронов верхнего уровня, а второй срыв обязан своим происхождением нижнему уровню. Как показывает анализ, для появления двойного срыва, кроме (36в), необходимо еще выполнение следующих неравенств:

$$\frac{3}{8}\theta_1+1>2(1-\delta_1)+\delta_1\theta_1\left(1-\frac{2}{3}\delta_1\right)>\frac{1}{2}\delta_1\theta_1(1+8/3\,\theta_1), \qquad (44)$$

$$(1+m_0)^2\delta_1\theta_1>4m_0\left[2(1-\delta_1)+\delta_1\theta_1\left(1-\frac{2}{3}\delta_1\right)\right].$$

В. Если

$$t_0=\frac{n^\circ}{N^2}\gg 1, \qquad (45)$$

то $x_0\approx x_0'$ и $j_{\max}$, $V_{\max}$ определяются из (23). Откуда, принимая, что $\frac{dV}{dj}=0$, получим

$$j_{\max}\simeq\frac{1}{m}\frac{qN_g bd}{\tau_{p\infty}}, \qquad V_{\max}\simeq\frac{d^2}{2u_p\tau_{p2}^\circ}\frac{N_g}{\theta n^\circ}\frac{1}{m}. \qquad (46)$$

Здесь также можно выделить несколько типов ВАХ (как в пункте Б) в зависимости от значения параметров центров рекомбинации. Однако в отличие от предыдущих случаев, зависимость тока от напряжения до срыва вначале является линейной, а затем наблюдается некоторое отклонение от закона Ома, вследствие модуляции проводимости базы инжектированными через $p-n$-перехoд дырками (23). Закон $j\sim V^2$ до срыва в этом случае не наблюдается. Отрицательное сопротивление образуется за счет изменения заселенности рекомбинационных центров и роста τ_p с уровнем инжекции.

Г. В случае $2N<N_g$ ВАХ описывается выражениями (29), (30), (27) и (28). Ток и напряжение срыва определяются из (29) $\left(\text{при } \frac{dV}{dj}=0\right)$:

$$j_{\max}\simeq\frac{1}{m'}\frac{qN_g bd}{\tau_{p\infty}}, \qquad V_{\max}\simeq\frac{d^2}{2u_p\tau_{p2}^\circ}\frac{N_g}{\theta n_2'}\frac{1}{m'}, \qquad (47)$$

где

$$m'=1+m_0+m_1', \qquad m_1'=\frac{2}{\delta_2'\theta}\ln\left(1-\frac{N_2'}{n_1}\right)\left(1-\frac{N_2'}{n_2'}\right)^{-1}.$$

В зависимости от значений параметров примесных центров можно рассмотреть несколько частных случаев (как и в случае б, пункт Б), в которых ВАХ имеет тот или иной вид (рис. 2б, в, г). Однако здесь не наблюдается зависимость $j\sim V^2$ до срыва и нет вертикального участка ВАХ после ОС. Определяющую роль в образовании ОС играют заполнение примесных центров инжектированными через $p-n$-переход дырками и рост τ_p. В заключение отметим, что полученные нами результаты находятся в качественном согласии с экспериментальными данными работ [8—11]. Более подрбное сравнение теории с экспериментом будет сделано в другой работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. М. Авакьянц*, Радиотехника и электроника, 10, 1880 (1965).
2. *Г. М. Авакьянц*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 248 (1966).
3. *M. A. Lampert*, Phys. Rew., 125, 126 (1962).
4. *В. П. Сондаевский, В. И. Стафеев*, ФТТ, 6, 180 (1964).
5. *Г. М. Авакьянц, А. У. Рахимов*, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 332 (1967).
6. *W. C. Dunlap*, Jr. Phys. Rew.. 91, 208 (1953), 96, 40 (1954), 97, 614 (1955).
7. *W. W. Tyler, R. Newman* and *H. Woodbury*, Phys. Rew., 97, 619 (1955), 50, 2421 (1962).
8. *N. Holonyak*, Rroc. JRE, 50, 2421 (1962).
9. *Г. М. Авакьянц, Б. А. Атакулсв, И. Л. Дмитриенко, В. И. Мурыгин, Р. А. Церфас*, Радиотехника и электроника, 10, 2037 (1965).
10. *Б. Атакулов*, Автореферат кандидатской диссертации, кафедра теоретической физики Ташкентского ГУ (1965).
11. *Д. А. Кичигин, В. П. Лобачев*, ФТТ, 8, 249 (1966).

ՌԵԿՈՄԲԻՆԱՑԻԱՅԻ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԴԻՈԴԻ ՎՈԼՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՎՐԱ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ և Ա. ՈՒ. ՌԱՀԻՄՈՎ

Հաշված է երկվալենտանոց խորը խառնուրդային մակարդակներ ունեցող n-տիպի կիսահաղորդիչի հիման վրա սարքված դիոդի վոլտ-ամպերային բնութագիրը երկրորդ (վերևի) մակարդակի կամավոր զբաղեցվածության դեպքում։ Ստացված է վոլտ-ամպերային բնութագրի լրիվ ընթացքի արտահայտությունը հաշվի առնելով ինժեկցիայի մակարդակից կապված ոչ հիմնական հոսանքակիրների կյանքի տևողության փոփոխությունը։ Առանձնացվում են որոշ տիպիկ բնութագրեր բացասական դիմադրությամբ և բացատրվում են բացասական դիմադրության առաջացման մեխանիզմները այդ բնութագրում։ Ստացված է ընդհանրացված արտահայտություն հոսանքի ու խզման լարման համար, բացահայտված է այն պայմանը, որի դեպքում որոշող է բացասական դիմադրության երևան գալու այս կամ այն մեխանիզմը։

ON THE EFFECTS OF THE RECOMBINATION CENTRES UPON THE VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC OF SEMICONDUCTOR DIODE

G. M. AVAKIANTS and A. U. RAHIMOV

The volt-ampere characteristic of a diode is calculated based on a model of *n*-type semiconductor with bivalent deep admixture centre in the case of spontaneous filling of the upper (second) level. An expression is obtained for the whole shape of the volt-ampere characteristic taking into account the life time variation of the minority carriers with the level of injection. It is emphasized some typical characteristics with negative resistance, the mechanisms of the formation of the negative resistance are cleared up. Generalized expressions are obtained for the wreck current and the voltage, conditions are brougth out at which either of the mechanism is determining in the formation of the negative resistance.