Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 54—62 (1973)

РАСЧЕТ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ *p-n-p-n-p*-СТРУКТУРЫ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Г. С. КАРАЯН, А. А. ДЖЕРЕДЖЯН

Рассчитана вольт-амперная характеристика (ВАХ) *p-n-p-n-p*-структуры с резкими коллекторными переходами. Показано существование двух участков с ОС на ВАХ, которые разделены интервалом положительного дифференциального сопротивления (ПДС). Найдены экстремальные точки напряжения $V(J)$ на плоскости (V, J) в зависимости от начальных данных структуры.

Существующие работы по *p-n-p-n-p*-структурам носят в основном экспериментальный характер [1—3]. Теории пятислойных структур посвящена статья [4], в которой проведен анализ их дифференциальных сопротивлений.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию характерных точек ВАХ *p-n-p-n-p*-структур.

Для простоты предположим, что коллекторные переходы резкие. При других типах коллекторных переходов процедура расчета не меняется. Следуя [5—7], принимаем $\alpha_{n2,4} = \alpha_{n01,2}\exp(E/E_{01,2})$ и $\alpha_{p2,4} = \alpha_{p01,2}\exp(E/E_{01,2})$, где α_{ni} и α_{pi} — коэффициенты ударной ионизации в i-ом коллекторном переходе соответственно для электронов и дырок; остальные обозначения приведены в работе [4].

При $\alpha_{n2,4} = \alpha_{p2,4}$, $r_2^{-1} = r_4^{-1} = J_2 = J_4 = 0$ из формулы (18) работы [4] можно найти $m_1(v_2)$ и $m_2(v_4)$:

$$m_{1,2} = \frac{1}{2}\alpha_{01,2}E_{01,2}S_{1,2}^2\left[\exp\left(\frac{2}{S_{1,2}E_{01,2}}\sqrt{\frac{kT}{e}V_{2,4}}\right)-1\right], \tag{1}$$

где

$$S_{1,2}^2 = \frac{\varepsilon}{4\pi}\left(\frac{1}{|\rho'_{1,2}|}+\frac{1}{|\rho''_{1,2}|}\right),$$

а ρ' и ρ'' — соответственно концентрации положительных и отрицательных зарядов примесей в переходе, где они разделяются технологической плоскостью.

Для удобства расчетов введем следующие обозначения:

$$V_{02,4} = \frac{e}{kT}S_{1,2}^2E_{01,2}^2, \quad \varphi_{01} = \frac{e}{kT}\frac{\beta_3E_{01}}{\alpha_{01}}, \quad \beta^* = 1-\beta_2-\beta_3,$$

$$\varphi_{02} = \frac{2}{\alpha_{01}E_{01}S_1^2}, \quad \varphi_{03} = \frac{e}{kT}\frac{\beta_4E_{02}}{\alpha_{02}}, \quad \varphi_{04} = \frac{2}{\alpha_{02}E_{02}S_2^2},$$

$$q_1 = \frac{\delta_3}{2} + \frac{1}{\delta_3}\left(\frac{\theta_1-\beta_2^2i_1}{\beta_3i_3} - \beta_3 - \beta_4\right),$$

$$q_2 = \frac{\delta_3}{2} + \frac{1}{\delta_3}\left(\frac{\theta_2}{\beta_4i_3} - \beta_3 - \beta_4\right).$$

Используя формулу (1) и систему уравнений (15)—(18) из работы [4], находим напряжения коллекторных переходов при наличии в них лавинного умножения носителей:

$$V_2(J) = V_{02}\ln^2\{1 + \varphi_{02}[\beta^* + i_1\delta_1\beta_2(2\lambda_1 - \delta_1)/2J + i_3\delta_3\beta_3(\lambda_3 - q_1)/J]\}, \quad (2)$$

$$V_4(J) = V_{04}\ln^2\{1 + \varphi_{04}[1 - \beta_4 i_3\delta_3(\lambda_3 - q_2)/J - \beta_4]\}. \quad (3)$$

Формулы (2), (3) и формула (20) из [4] позволяют найти полную ВАХ структуры, а именно,

$$V(J) = \sum_{k=1}^{4} V_k(J). \quad (4)$$

Примем, что падения напряжения на базах структуры пренебрежимо малы по сравнению с падениями напряжения на переходах. Тогда (4) будет иметь вид

$$V(J) = 2\ln\left(\lambda_1 - \frac{\delta_1}{2}\right)\left(\lambda_3 - \frac{\delta_3}{2}\right) + V_{04}\ln^2\{1 + \varphi_{04}[1 - \beta_4 + \beta_4 i_3\delta_3(\lambda_3 - q_2)/J]\} + V_{02}\ln^2\{1 + \varphi_{02}[\beta^* + \beta_2 i_1\delta_1(2\lambda_1 - \delta_1)/2J + \beta_3 i_3\delta_3(\lambda_3 - q_1)/J]\}. \quad (5)$$

Чтобы выяснить роль утечки в каждом из эмиттеров в формировании ОС на ВАХ структуры, рассмотрим два случая, а именно, когда $\delta_1 = 0$ и $\delta_3 = 0$.

1. При $\delta_1 = 0$ используя формулу (22) работы [4] и условие $R_2 = dV_2/dJ = 0$, для тока срыва второго перехода получим следующее уравнение:

$$\beta_3\delta_3/2\lambda_3 = 1 - \beta_2 - \beta_3 + m_1,$$

решение которого имеет вид

$$J_{2\,\text{ср}} = 2i_3 p_1(p_1 + q_1),$$

где

$$p_1 = (q_1^2 + \beta_3 + \beta_4 - 1 - \delta_3^2/4)^{1/2}. \quad (6)$$

При получении (6) использовалась система (14)—(17) из [4]. Из (6) видно, что ток срыва $J_{2\,\text{ср}}$ в отличие от напряжения не зависит от барьера перехода, поэтому эта формула верна как для резкого, так и для любого типа переходов.

Соответствующее напряжение на этом переходе будет

$$V_{2\,\text{ср}} = V_{02}\ln^2\left|1 + \varphi_{02}\left(\beta^* + \frac{1}{2}\,\frac{\beta_3\delta_3}{p_1 - q_1}\right)\right|. \quad (7)$$

Аналогично можно найти ток и напряжение срыва для последнего коллекторного перехода:

$$J_{4\,\text{ср}} = 2\,i_3 p_2(p_2 + q_2), \quad (8)$$

$$V_{4\,\text{ср}} = V_{04}\ln^2\left|1 + \varphi_{04}\left(1 - \beta_4 + \frac{1}{2}\,\frac{\beta_4\delta_3}{p_2 + q_2}\right)\right|, \quad (9)$$

где

$$p_2 = (q_2^2 + \beta_3 + \beta_4 - 1 - \delta_3^2/4)^{1/2}.$$

Из формул (6) и (8) видно, что при $\delta_3 \to 0$ токи срыва неограниченно увеличиваются (так как $q_1, q_2 \to \infty$), а это значит, что в нашем приближении на ВАХ участка с ОС не будет.

Выяснилось, что в случае $\beta^* > 0$ для формирования ОС на ВАХ необходимы два условия: лавинное умножение хотя бы в одном коллекторном переходе и утечка в соседнем эмиттерном переходе.

В формулах (6)—(9) напряжения и токи срыва коллекторных переходов зависят только от начальных параметров структуры.

Рассмотрим следующие возможные случаи:

A. $J_{2\,\text{ср}} < J_{4\,\text{ср}}$,
B. $J_{2\,\text{ср}} = J_{4\,\text{ср}}$,
C. $J_{2\,\text{ср}} > J_{4\,\text{ср}}$.

A. Будем считать, что умножение в четвертом переходе уже имеет место. Тогда $R_4(J_{2\,\text{ср}})$ должно быть мало. Малы также R_1 и R_3 в окрестности точки $J_{2\,\text{ср}}$, так как внешнее напряжение почти целиком приходится на второй и четвертый переходы.

В этих условиях, вплоть до точки срыва напряжения на втором коллекторном переходе, наибольшей будет величина R_2. Поэтому для нахождения $J_{\text{ср}}$ по порядку величины достаточно принять

$$\frac{dV}{dJ} \simeq \frac{dV_2}{dJ} = 0. \tag{10}$$

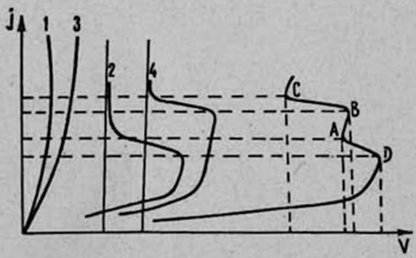
В силу (10) $J_{\text{ср}} \simeq J_{2\,\text{ср}}$, поэтому из формулы

$$V = \sum_{k=1}^{4} V_k(J) \tag{11}$$

можно найти $V_{\text{ср}}$. Оно имеет вид

$$V_{\text{ср}} \simeq V_{02} \ln^2\left[1 + \varphi_{02}\left(\beta^* + \frac{1}{2}\,\frac{\beta_3\delta_3}{p_1 + q_1}\right)\right] +$$
$$+ V_{04} \ln^2\left\{1 + \varphi_{04}\left[1 - \beta_4 + \frac{1}{2p_1}\,\frac{\beta_4\delta_3}{p_1 + q_1}(p_1 + q_1 - q_2)\right]\right\}. \tag{12}$$

Найдем точку $(V_{\text{I}}, J_{\text{I}})$ (см. рисунок), которая является началом промежуточного положительного дифференциального сопротивления на



Качественные ВАХ p-n-переходов и структуры. Кривые $1 \div 4$ соответствуют напряжениям $V_1 \div V_4$.
Точки: A — $(V_{\text{I}}, J_{\text{I}})$, B — $(V_{\text{II}}, J_{\text{II}})$, D — $(V_{\text{ср}}, J_{\text{ср}})$, C — $(V_{\min}, J_{\min})$.

ВАХ, считая, что $R_4(J_I)$ в окрестности точки (V_I, J_I) мало. Поэтому для определения J_I надо решить уравнение

$$R \simeq R_1 + R_2 + R_3 = 0. \tag{13}$$

Так как

$$J_{2\,\text{ср}} > \max(i_1, i_3), \quad \delta_3^2/2 \gg \frac{\theta_1 - \beta_2^2 i_1}{\beta_3 i_3} - \beta_3 - \beta_4,$$

то из формул (25), (26) работы [4] имеем

$$R_1 \simeq \frac{1}{J},$$

$$R_3 \simeq \frac{2}{J_2(2-z)}, \tag{14}$$

где $z = \frac{\delta_3 i_3}{J}(\lambda_3 - \delta_3/2)$ и при всех значениях тока меньше единицы. Подставляя (14) в (13), получим трансцендентное уравнение относительно тока, приближенное решение которого имеет вид

$$J_1 = i_3 \beta_3^2 a_1 (a_1 - 1), \tag{15}$$

$$a_1 = \frac{\varphi_{01} \ln(1 + \varphi_{02}\beta^*)}{4(1 + \beta^* \varphi_{02})}.$$

Выражение (15) показывает, что J_I квадратично зависит от коэффициента рекомбинации δ_3 в третьем эмиттерном переходе.

Напряжение V_I, найденное из формул (5) и (15), есть

$$V_I \simeq V_{02} \ln^2\left[1 + \varphi_{02}\left(\beta^* + \frac{\beta_3}{a_1}\right)\right] +$$

$$+ V_{04} \ln^2\left\{1 + \varphi_{04}\left[1 - \beta_4 + \frac{\beta_4}{a_1} - \frac{\beta_3(2q_2 - \delta_3)}{2a_1\delta_3(a_1 - 1)}\right]\right\}. \tag{16}$$

Существование точки А (см. рисунок) на ВАХ означает, что после срыва напряжения во втором коллекторном переходе отрицательная величина R_2 по модулю уменьшается с ростом тока и в точке А сравнивается с монотонно-возрастающей суммой $(R_1 + R_3)$. С дальнейшим ростом тока величина $(R_1 + R_2 + R_3)$ становится положительной, т. е. на ВАХ структуры начинается участок положительного дифференциального сопротивления.

Дифференцируя (2) и (3), можно убедиться в том, что функции $V_2(J)$ и $V_4(J)$ имеют асимптотики, которые параллельны оси OJ, а величины R_2 и R_4 являются отрицательными. Для асимптотических значений $V_2(J)$ и $V_4(J)$ легко найти следующие формулы:

$$\begin{aligned} V_2(\infty) &= V_{02} \ln^2(1 + \beta^* \varphi_{02}), \\ V_4(\infty) &= V_{04} \ln^2[1 + \varphi_{04}(1 - \beta_4)]; \end{aligned} \tag{17}$$

$V_4(\infty)$ дает возможность найти крайнюю точку ПДС на ВАХ.

Аналогично расчету параметров ($J_{\rm I}$, $V_{\rm I}$) можно рассчитать также ($J_{\rm II}$, $V_{\rm II}$) (см. рисунок). В результате получим:

$$J_{\rm II} = 2\, i_3 p_2 (p_2 + q_2), \tag{18}$$

$$V_{\rm II} \simeq V_{02} \ln^2 \left\{ 1 + \varphi_{02} \left[\beta^* + \frac{\beta_3 \delta_3 (p_2 + q_2 - q_1)}{2\, p_2 (p_2 + q_2)} \right] \right\} + \\ + V_{04} \ln^2 \left[1 + \varphi_{04} \left(1 - \beta_4 + \frac{\beta_4 \delta_3}{2\,(p_2 + q_2)} \right) \right]. \tag{19}$$

Для нахождения остаточного тока и напряжения необходимо решить уравнение

$$R_1 + R_2 + R_3 + R_4 = 0. \tag{20}$$

Значения R_1, R_2 и R_3 даются формулой (14), а для R_4 (аналогично формуле (14)) имеем

$$-R_4 = \frac{\varphi_{03}\, z\,(1 - z) \ln [1 + \varphi_{04} (1 - \beta_4 + \beta_4 z)]}{J\,(2 - z)[1 + \varphi_{04} (1 - \beta_4 + \beta_4 z)]}. \tag{21}$$

Подставляя (14) и (21) в (20), получим алгебраическое уравнение относительно $J_{\min}$; приближенное решение этого уравнения можно представить в виде

$$J_{\min} = i_3\, \delta_3^2\, a_2 (a_2 - 1), \tag{22}$$

где

$$a_2 = a_1 + \frac{\varphi_{03}}{4} \frac{\ln [1 + \varphi_{04} (1 - \beta_4)]}{1 + \varphi_{04} (1 - \beta_4)}.$$

Подставляя (22) в (5), получим

$$V_{\min} = V_{02} \ln^2 \left[1 + \varphi_{02} \left(\beta^* + \frac{\beta_3}{a_2} \right) \right] + V_{04} \ln^2 \left[1 + \varphi_{04} \left(1 - \beta_4 + \frac{\beta_4}{a_2} \right) \right]. \tag{23}$$

Формулы (15) и (18) описывают протяженность промежуточного ПДС по току ($J_{\rm II} - J_{\rm I}$), которая достигает максимального значения при

$$\delta_3 = \frac{\sqrt{\theta_2 / \beta_4 i_3 - 1}}{2 a_1 (a_1 - 1)},$$

а (16) и (19) описывают соответствующую протяженность по напряжению.

Заметим, что в рассматриваемом случае характерные токи (см. формулы (6), (18)) не зависят от типа перехода, но зависят от рекомбинационной утечки δ_3, а именно:

$$J_{\rm cp} \sim (\text{cons}\; t_1 + \delta_3),\ J_{\rm I} \sim \delta_3^2,\ J_{\rm II} \sim (\text{cons}\; t_2 + \delta_3),\ J_{\min} \sim \delta_3^2. \tag{24}$$

В. Ясно, что в этом случае промежуточного интервала ПДС не будет. Формулы (6), (9), (22) и (23), полученные в случае „А“, сохраняют свою силу, а $V_{\rm cp}$ упрощается, так как здесь $q_1 \simeq q_2$.

С. Этот вариант является полным аналогом варианта „А", поэтому рассматривать его не будем.

2. До сих пор мы выясняли влияние утечки третьего перехода на ВАХ. Исследуем теперь влияние утечки первого перехода на ВАХ. С этой целью положим $\delta_3 = 0$.

На основе формулы (22) работы [4] уравнение $R_2=0$ принимает вид

$$\beta_2\delta_1/2\lambda_1 = \beta^* + m_1(V_2), \tag{25}$$

откуда с учетом системы (15)—(18) работы [4] находим

$$J_{\text{ср}} = 2i_1 p_3 (p_3 + q_3), \tag{26}$$

где

$$p_3^2 = q_3^2 - \delta_1^2/4 - 1 + \beta_2,$$

$$q_3 = \delta_1/2 + (\theta_1 - \beta_2^2\, i_1 - \beta_3^2\, i_3)/\beta_2 i_1 \delta_1.$$

Найдем напряжение срыва на втором переходе. Подставляя (26) в формулу (2), получим

$$V_{2\,\text{ср}} = V_{02} \ln^2 \left[1 + \varphi_{02} \left(\beta^* + \frac{1}{2}\; \frac{\beta_2 \delta_1}{p_3 + q_3} \right) \right]. \tag{27}$$

При выводе (27) учли, что при $\delta_3 \to 0$ подлогарифмическую функцию в (2) можно привести к виду

$$1 + \varphi_{02}[\beta^* + \beta_2 i_1 \delta_1\ (\lambda_1 - q_3)/J]. \tag{28}$$

В работе [4] при $\beta^* > 0$ и $\delta_3 = 0$ показано (см. (17) из [4]), что четвертый переход не обладает S-образной ВАХ, несмотря на то, что в нем происходит интенсивная ударная ионизация. А это означает, что на ВАХ структуры промежуточный интервал с ПДС не должен быть, т. е. необходимым условием для существования ПДС является наличие утечки в среднем эмиттерном переходе. Таким образом, на ВАХ остаются только две характерные точки ($J_{\text{ср}}$, $V_{\text{ср}}$) и ($J_{\min}$, $V_{\min}$).

Как уже было сказано в предыдущем пункте, ток срыва прибора $J_{\text{ср}}$ можно принять равным $J_{2\,\text{ср}}$, т. е.

$$J_{\text{ср}} \simeq 2i_1 p_3 (p_3 + q_3). \tag{29}$$

Из (29) и (5) для напряжения срыва получим

$$V_{\text{ср}} \simeq V_{02} \ln^2 \left[1 + \varphi_{02} \left(\beta^* + \frac{1}{2}\; \frac{\beta_2 \delta_1}{p_3 + q_3} \right) \right] +$$
$$+ V_{04} \ln^2 \left\{ 1 + \varphi_{04} \left[1 - \beta_4 - \frac{\theta_2 - \beta_3\beta_4 i_3 - \beta_4^2\, i_3}{2p_3 (p_3 + q_3)} \right] \right\}. \tag{30}$$

С целью нахождения на ВАХ точки ($J_{\min}$, $V_{\min}$) учтем, что в четвертом переходе все время идет процесс лавинного размножения носителей, не приводящий, однако, к ОС, и поэтому изменение плотности тока не дает значительного изменения напряжения $V_4(J)$ на этом же переходе. Это значит, что в окрестности точки ($J_{\min}$, $V_{\min}$) с большой точностью можно пренебречь членом $R_4(J)$ по сравнению с членами R_1, R_2 и R_3. Тогда условие экстремальности функции $V(J)$ можно написать в виде

$$R\,(j) \simeq R_1 + R_2 + R_3 = 0. \tag{31}$$

Приближенное решение (31) имеет следующий вид:

$$J_{\min} = i_1\,\delta_1^2\,a_3\,(a_3 - 1), \tag{32}$$

где

$$a_3 = \frac{\varphi_{01}\beta_2 \ln(1 + \varphi_{02}\,\beta^*)}{4\beta_3\,(1 + \varphi_{02}\beta^*)},$$

а соответствующее напряжение будет

$$V_{\min} \simeq V_{02} \ln^2\left[1 + \varphi_{02}\left(\beta^* + \frac{\beta_2}{a_3}\right)\right] + \\ + V_{04}\ln^2\left\{1 + \varphi_{04}\left[1 - \beta_4 - \frac{\theta_2 - \beta_4^2\,i_3 - \beta_3\,\beta_4\,i_3}{i_1\,\delta_1^2\,a_3\,(a_3 - 1)}\right]\right\}. \tag{33}$$

Из (29) и (32) видно, что при

$$\delta_1^2 \gg 2\,(\theta_1 - \beta_2^2\,i_1 - \beta_3^2\,i_3 - \beta_3\beta_4\,i_3)/\beta_2 i_1$$

имеют место

$$J_{\text{ср}} \sim (\text{const} + \delta_1),\ J_{\min} \sim \delta_1^2,$$

откуда следует, что с ростом утечки δ_1 оба тока $J_{\text{ср}}$ и $J_{\min}$ возрастают, т. е. ВАХ структуры поднимается вверх на плоскости (V, J). Следует отметить, что значения характерных токов не зависят от типа перехода, чего нельзя сказать о соответствующих напржениях, поэтому для ясности мы рассматривали резкие коллекторные переходы.

Напряжения $V_{\text{ср}}$ и $V_{\min}$ тоже возрастают с ростом коэффициента рекомбинации δ_1, так как $V_1\,(J_{\text{экс}})$ и $V_2\,(J_{\text{экс}})$ — возрастающие функции своих аргументов. Но так как $V \simeq V_2 + V_4$, то в силу слабой зависимости V_2 и V_4 от δ_1 напряжения $V_{\text{ср}}$ и $V_{\min}$ при изменении δ_1 практически остаются постоянными.

Итак, получается, что токовый интервал ОС сильно зависит от утечки δ_1, а интервал напряжения почти не меняется.

Легко убедиться (см. [4]), что наши предположения о выполнении соотношения Больцмана на эмиттерных переходах и условия низкого уровня инжекции справедливы.

На рисунке изображена (качественно) ВАХ *p-n-p-n-p*-структуры при $J_1 < J_{4\text{ср}}$. Кривая 5 соответствует полной ВА X структуры.

Можно подобрать параметры структуры так, чтобы участок АВ исчез (напр., при $J_{2\,\text{ср}} = J_{4\,\text{ср}}$).

Так как $\beta^* > 0$ (а β_4 всегда меньше единицы), то явление инверсии знака смещения на коллекторных переходах должно отсутствовать, что и видно на рисунке (функции $V_2\,(J)$ и $V_4\,(J)$ не пересекают ось OJ).

При $\xi_1 = 1$ наши формулы переходят в формулы для двухколлекторной четырехслойной структуры, рассмотренной в работе [4].

Поэтому графики на рис. 2 работы [4] качественно совпадают с графиками рисунка настоящей статьи.

Приведем численные оценки характерных точек при $J_{\text{ср}} < J_{\text{I}} < < J_{\text{II}} < J_{\min}$ (этот случай рассмотрен при $\delta_1 = 0$ в пункте „А").

Принимая $N_{a3} = 10^{15}$ *см*$^{-3}$, $N_{g4} = 10^{17}$ *см*$^{-3}$, $\delta_3 = 30$, $\beta_2 = 0{,}5$,

$$\beta_3 = 0{,}498,\ \alpha_{01} = \alpha_{02} = 10^3\ \text{см}^{-1},\ E_{01} = E_{02} = 10^4\ CGSE,\ \eta_4 = 4,$$

$$q_1 = q_2 = 15,\ p_1 = 4,\ p_2 = 8,\ i_3 \simeq 10^{-9}\ \frac{a}{\text{см}^2},$$

имеем

$$J_{\text{ср}} \simeq 150\, i_3,\ J_1 \simeq 240\, i_3,$$

$$J_{\text{II}} \simeq 470\, i_3,\ J_{\min} \simeq 2 \cdot 10^4\, i_3.$$

Относительная протяженность промежуточного ПДС по току равна

$$(J_{\text{II}} - J_{\text{I}}) / J_{\text{I}} \simeq 1.$$

При этих значениях параметров проверим неравенство

$$R_4(J_{\text{I}}) \ll R_3(J_{\text{I}}).$$

Из формул (14) и (15) видно, что его можно переписать так

$$10^{-4} \gg \frac{\theta_2 (2a_1 - 1)/i_3 - \beta_4 \delta_3 (a_1 - 1)}{\delta_3^4\, a_1^3\, (a_1 - 1)^2} \left| \delta_3^2\, a_1 (a_1 - 1) - \frac{\theta_2}{i_3} - \beta_4 \delta_3^2 (a_1 - 1)^2 \right|.$$

Правая часть имеет порядок $0{,}5 \cdot 10^{-5}$ и, следовательно, приведенное неравенство хорошо выполняется.

Механизм образования ОС на кривой 4 рисунка аналогичен механизму образования ОС на ВАХ, который предполагался в работе [4]. Действительно, с ростом тока число носителей, участвующих в ударной ионизации, увеличивается и это позволяет уменьшить напряжение, падающее на коллекторе, хотя сила тока при этом не только не будет уменьшаться, но даже будет возрастать.

При $\beta_2 + \beta_3 < 1$ ОС на ВАХ второго *p-n*-перехода возникает по той же причине.

Наличие промежуточного ПДС связано с асимметрией ВАХ двухколлекторных переходов.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 5.V.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Кремниевые вентили. Под ред. С. Б. Юдицкого, Изд. Энергия, М., 1968.
2. *И. В. Грехов* и др. Сборн. физика *p-n*-переходов, Рига, 1966, стр. 540.
3. *Ю. А. Евсеев, В. Е. Челнаков.* Сборн. Силовые полупроводниковые приборы. Изд. Информэлектро, М., 1969, стр. 163.
4. *Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 44 (1972).
5. *Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 7 (1972).

6. *Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 71 (1969).
7. *J. B. Gunn.* Proc. Phys. Soc., 69B, 781 (1965); Progr. in semicond., 2, 213 (1957).

p-n-p-n-p-ԿԱՌՈՒՑՎԱԾԻ ՎՈԼՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳԾԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Հ. Մ. ՂԱՐԱՅԱՆ, Հ. Հ. ՋԵՐԵՋՅԱՆ

Հաշված է կոպիտ կոլեկտորային անցումներով p-n-p-n-p-կառուցվածքի վոլտ-ամպերային բնութագիծը (ՎԱԲ)։ Ցույց է տրված ՎԱԲ-ի վրա բացասական դիֆերենցիալ դիմադրության երկու տեղամասերի գոյությունը, որոնք բաժանված են մեկը մյուսից դրական դիֆերենցիալ դիմադրություն ունեցող ինտերվալով։ Կախված կառուցվածքի սկզբնական տվյալներից գտնված են (V, J) լարման էքստրեմալ կետերը (V, J) հարթության վրա։

CALCULATION OF VOLTAGE-CURRENT CHARACTERISTIC OF THE *p-n-p-n-p*-STRUCTURE

G. M. AVAKIANTS, H. S. KARAIAN, H. H. JFREJIAN

Voltage-current characteristic (VCC) of *p-n-p-n-p*-structure with a rough collector is calculated. The existance ot two regions with negative differential resistance separated by the interval of positive differential resistance is shown.

The extreme points $V(J)$ on the plane (V, J) are found as a function of inital parameters of the structure.