

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА $p-n-p-n$ -СТРУКТУРЫ ВО ВКЛЮЧЕННОМ СОСТОЯНИИ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Е. В. ЛАЗАРЕВ

Рассчитывается вольт-амперная характеристика $p-n-p-n$ -структуры во включенном состоянии с учетом дрейфа неосновных носителей в токовом электрическом поле базы n -типа. Показано заметное влияние дрейфа неосновных носителей на вольт-амперную характеристику структуры в случае, когда одна из баз достаточно широка ($d/L > 5$). Результаты численного расчета сравниваются с данными работы [4].

В в е д е н и е

Статическая характеристика четырехслойных полупроводниковых структур типа $p-n-p-n$ во включенном состоянии рассматривалась многими авторами [1—4]. Все эти работы имеют чисто диффузионный подход и в них пренебрегается дрейф неосновных носителей. В данной работе делается попытка учесть влияние дрейфа неосновных носителей на вольт-амперную характеристику структуры, применяя метод [5, 6].

1. Исходные допущения и граничные условия.

Структура $p-n-p-n$, как правило, имеет широкую базу из высокоомного кремния n -типа. Остальные области значительно тоньше и из-

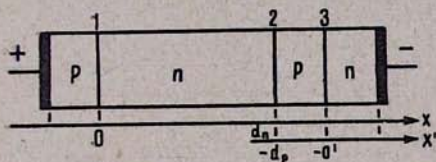


Рис. 1.

готавливаются из низкоомного кремния (рис. 1). Это дает основание для учета падения напряжения только в базе n -типа.

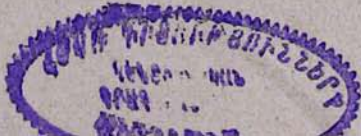
Сделаем следующие предположения:

1. В базах p и n -типа выполняется условие квазинейтральности.
2. Время жизни носителей тока постоянно $\tau_p, \tau_n = \text{const}$.
3. Эффективность эмиттерных переходов 1 и 3 равна единице.
4. Уровень инжекции достаточно высок.

Граничные условия выбираем исходя из требований:

1. В точке $x = 0$ полный ток чисто дырочный.
2. В точке $x = d_n$ чисто дырочный ток составляет α -часть полного тока.
3. В точке $x' = 0'$ полный ток чисто электронный.
4. В каждом сечении структуры выполняется условие

$$J = J_p + J_n.$$



ДА-10.874

Выпишем уравнения, описывающие поведение дырок и электронов в базах n и p -типа.

$$\begin{aligned} J_p &= qu_p dE - qD_p \frac{dp}{dx}, \quad J_n = qu_n nE + qD_n \frac{dn}{dx}, \\ J_n &= qu_n nE + qD_n \frac{dn}{dx}, \quad J_p = qu_p pE - qD_p \frac{dp}{dx}, \\ \frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} &= -\frac{p-p_n}{\tau_p}, \quad \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} = \frac{n-n_p}{\tau_n}, \\ p + N_g &= n, \quad n + N_a = p. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь p, n — концентрации дырок и электронов,
 D_p, D_n — коэффициенты диффузии дырок и электронов,
 u_p, u_n — подвижности дырок и электронов,
 N_g, N_a — концентрации доноров и акцепторов,
 E — напряженность электрического поля.

Следуя [6], из (1.1) для высокого уровня инжекции получаем

$$\begin{aligned} \frac{dx_1}{d\vartheta_1} &= \frac{\lambda_1^2}{x_1} \left[\vartheta_1 + \frac{b}{(b+1)^2} \frac{1}{x_1^2} \right], \\ \lambda_1 \frac{d\vartheta_1}{d\xi_1} &= - (x_1 - x_{1n}), \end{aligned} \quad (1.2)$$

где

$$x_1 = \frac{p}{N_g}, \quad \vartheta_1 = \left(\frac{J_p}{J} - \frac{1}{b+1} \right), \quad \lambda_1 = \frac{JL_1}{qDN_g}, \quad b = \frac{D_n}{D_p},$$

$$L_1 = \sqrt{D\tau_p}, \quad D = \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p}, \quad \xi_1 = \frac{x}{L_1};$$

$$\begin{aligned} \frac{dx_2}{d\vartheta_2} &= \frac{\lambda_2^2}{x_2} \left[\vartheta_2 + \frac{b^2}{(b+1)^2} \frac{1}{x_2^2} \right], \\ \lambda_2 \frac{d\vartheta_2}{d\xi_2} &= (x_2 - x_{2p}), \end{aligned} \quad (1.3)$$

где

$$x_2 = \frac{n}{N_a}, \quad \vartheta_2 = \left(\frac{J_n}{J} - \frac{b}{b+1} \right), \quad \lambda_2 = \frac{JL_2}{qDN_a},$$

$$L_2 = \sqrt{D\tau_n}, \quad \xi_2 = \frac{x}{L_2}.$$

Введем обозначения

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \frac{(b+1)^2}{b} \frac{x_1^2}{\lambda_1}, \quad u_1 = \frac{(b+1)^2}{b} \lambda_1 \vartheta_1^2, \\ \omega_3 &= \frac{(b+1)^2}{b^2} \frac{x_2^2}{\lambda_2}, \quad u_2 = \frac{(b+1)^2}{b^2} \lambda_2 \vartheta_2^2. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Теперь системы (1.2) и (1.3) можно переписать в виде

$$\frac{d\omega_1}{du_1} = 1 \pm \frac{1}{\sqrt{u_1 \omega_1}},$$

$$2d\xi_1 = du_1 - d\omega_1, \quad (1.5)$$

$$\frac{d\omega_2}{du_2} = 1 \pm \frac{1}{\sqrt{u_2 \omega_2}},$$

$$2d\xi_2 = du_2 - d\omega_2. \quad (16)$$

Интегральные кривые этих уравнений подробно анализируются в [5].

Мы будем иметь дело с интегральными кривыми второго рода.

Граничные условия в новых обозначениях будут

$$\vartheta_1 \Big|_{\xi_1=0} = \frac{b}{b+1}, \quad \vartheta_1 \Big|_{\xi_1 = \frac{d_n}{L_1} - \delta_1} = -\vartheta_2 \Big|_{\xi_2 = \frac{d_p}{L_2} - \delta_2}, \quad (1.7)$$

$$\vartheta_1 \Big|_{\xi_1 = \delta_1} = \alpha - \frac{1}{b+1}, \quad \vartheta_2 \Big|_{\xi_2=0} = \frac{1}{b+1},$$

или

$$u_1(0) = b\lambda_1, \quad \frac{u_1(\delta_1)}{u_2(-\delta_2)} = b \frac{\lambda_1}{\lambda_2},$$

$$u_1(\delta_1) = \frac{\lambda_1}{b} [\alpha(b+1) - 1]^2, \quad u_2(0') = \frac{\lambda_2}{b^2}. \quad (1.8)$$

2. Определение α

В граничные условия (1.8) входит неизвестная нам величина α , следовательно, для расчета вольт-амперной характеристики необходимо вычислить ее величину.

Используем для этого метод, изложенный в [4]. Соотношения Больцмана можно записать в новых обозначениях в виде равенства

$$\frac{b x_{1n}}{b+1} \sqrt{\lambda_2 \omega_2 (1 - \delta_2)} = \frac{x_{2p}}{b+1} \sqrt{b \lambda_1 \omega_1 (\delta_1)}, \quad (2.1)$$

откуда

$$b \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{x_{1n}^2}{x_{2p}^2} = \frac{\omega_1(\delta_1)}{\omega_2(-\delta_2)}. \quad (2.2)$$

Ограничиваясь нулевым приближением в решении (1.5) и (1.6) для нахождения $\omega_1(\delta_1)$ и $\omega_2(-\delta_2)$, с помощью (2.2) получим

$$\alpha = \frac{\frac{\lambda_2 x_{1n}}{\lambda_1 x_{2p}} \frac{\text{sh } \delta_1}{\text{sh } \delta_2} (1 + \text{ch } \delta_2) + \text{ch } \delta_1 - b}{(b+1) \left[\frac{\lambda_2 x_{1n}}{\lambda_1 x_{2p}} \frac{\text{sh } \delta_1}{\text{sh } \delta_2} \text{ch } \delta_2 + \text{ch } \delta_1 \right]}, \quad (2.3)$$

или

$$\alpha = \frac{\left(1 + \text{ch } \frac{d_p}{L_2}\right) p_n \text{sh } \frac{d_n}{L_1} \sqrt{\tau_n} + \left(\text{ch } \frac{d_n}{L_1} - b\right) n_p \text{sh } \frac{d_p}{L_2} \sqrt{\tau_p}}{(b+1) \left(p_n \sqrt{\tau_n} \text{sh } \frac{d_n}{L_1} \cdot \text{ch } \frac{d_p}{L_2} + n_p \sqrt{\tau_p} \text{sh } \frac{d_p}{L_2} \text{ch } \frac{d_n}{L_1}\right)}. \quad (2.4)$$

Заметим, что (2.4) дает приближенное значение величины α , точное же значение можно найти, применяя следующие приближения в нахождении $w_1(\delta_1)$ и $w_2(-\delta_2)$ (первое, второе и т. д.) из (1.5), (1.6). Однако при расчете напряжения, падающего в базе структуры, при высоких уровнях инжекции можно ограничиться нулевым приближением.

3. Вольт-амперная характеристика

В общем случае вольт-амперная характеристика определяется по формуле:

$$V = V_T + V_{pn}, \quad (3.1)$$

где

V_T — падение напряжения в толще прибора,

V_{pn} — падение напряжения на $p-n$ -переходах.

Падение напряжения в толще определяется по формуле [6]

$$V_T = \frac{kT}{q} \frac{V_{bl}}{b+1} \left\{ \int_0^{u^{(0)}} \frac{du}{\omega \sqrt{u}} + \int_0^{u^{(2)}} \frac{du}{\omega \sqrt{u}} \right\} + \frac{1}{2} \frac{b-1}{b+1} \frac{kT}{q} \left\{ \int_0^{u^{(0)}} \frac{du}{\omega} + \right. \\ \left. + \int_0^{u^{(2)}} \frac{du}{\omega} \right\} - \frac{1}{2} \frac{kT}{q} \left\{ \int_0^{u^{(0)}} \frac{du}{\omega \sqrt{u\omega}} + \int_0^{u^{(2)}} \frac{du}{\omega \sqrt{u\omega}} \right\}, \quad (3.2)$$

все величины относятся к базе n -типа и индекс 1 для простоты всюду опущен.

Напряжение, падающее на $p-n$ -переходах, равно падению напряжения на одном $p-n$ -переходе [4], иначе говоря,

$$V_{pn} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p(0)}{p_n} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_g}{p_n} \frac{\lambda_1}{(b+1) \text{sh } \delta_1} [b \text{ch } \delta_1 + \alpha(b+1) - 1]. \quad (3.3)$$

Вычисления (3.2) с помощью (1.5) и граничных условий (1.8) дают

$$V_T = \frac{kT}{q} \left\{ \frac{2b \text{sh } \delta_1}{\Delta(b+1)} \left(\text{arctg } \frac{b \text{sh } \delta_1}{\Delta} + \right. \right. \\ \left. \left. + \text{arctg } \frac{[\alpha(b+1)-1] \text{sh } \delta_1}{\Delta} \right) + \frac{b-1}{b+1} \ln \left| \frac{\gamma\beta}{\Delta^2} \right| - \frac{1}{\lambda} \frac{b \text{sh}^3 \delta_1}{\gamma\beta} \right\}, \quad (3.4)$$

где

$$\Delta = \sqrt{b^2 + 2b[\alpha(b+1) - 1] \text{ch } \delta_1 + [\alpha(b+1) - 1]^2},$$

$$\beta = b \text{ch } \delta_1 + \alpha(b+1) - 1,$$

$$\gamma = b + [\alpha(b+1) - 1] \text{ch } \delta_1.$$

Выражение (3.4) представляет собой падение напряжения в толще базы n -типа. Учет дрейфа неосновных носителей приводит к зависимости напряжения в толще от тока. Это отличает полученные нами результаты от выводов [4]. Как видно из (3.4), с ростом тока падение напряжения в толще, вообще говоря, увеличивается. Вместе с тем зависимость этого напряжения от тока постепенно ослабе-

вает и напряжение в базовой области полностью будет определяться отношением ширины базы к диффузионной длине неосновных носителей независимо от величины протекающего тока, что совпадает с выводами [4,7].

С увеличением отношения d/L учет дрейфа вносит существенную поправку, как к ходу падения напряжения, так и к самой величине

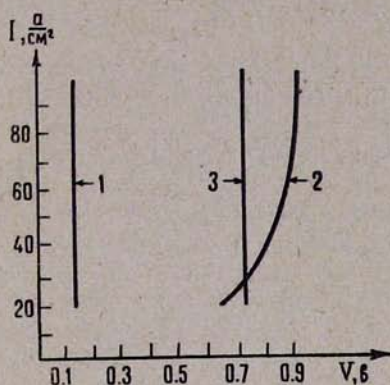


Рис. 2.

напряжения, падающего в толще базовой области прибора $p-n-p$ -л-типа.

На графике (рис. 2) представлены зависимости напряжения в толще от тока через прибор. Видно, что при малых $d/L \leq 4$ учет дрейфа незначителен (кривая 1), тогда как при $d/L \leq 6$ вносит весомую поправку (кривая 3 — без учета дрейфа по [4] и кривая 2 — с учетом дрейфа). При построении графиков использовались типичные значения параметров [4].

Таким образом, расчеты показывают, что учет дрейфа неосновных носителей вносит значительную поправку в определение величины напряжения, падающего в толще, если $\delta_1 \geq 5$. Если же $\delta_1 < 5$, то чисто диффузионное приближение достаточно точно описывает вольт-амперную характеристику.

Вычисления для $\delta_1 = 3$ совпадают с [4].

Выводы

1. Получено выражение для падения напряжения в базе структуры с учетом дрейфа неосновных носителей в токовом электрическом поле при высоких уровнях инжекции.

2. Вычисляется падение напряжения для случаев $\delta_1 = 3$ и $\delta_1 = 6$.

3. Отмечается заметное влияние дрейфа неосновных носителей в токовом электрическом поле на вольт-амперную характеристику $p-n-p$ -структуры во включенном состоянии при $\delta_1 \geq 5$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. L. Moll, M. Tanenbaum, I. M. Goldey, N. Holonyak, Proc. IRE, 44, 1174 (1956).
2. W. Shockley, J. of Electronic Industries, 16, 58 (1957).
3. A. K. Jonsher, J. of Electronics and Control, 7, 573 (1957).
4. В. А. Кузьмин, Радиотехника и электроника, 8, 171 (1963).
5. Э. С. Грибников, Радиотехника и электроника, 9, 163 (1964).
6. Э. С. Грибников, ФТТ, 7 (1965).
7. В. И. Стафеев, ЖТФ, 28, 1631, (1958).

ՄԻԱՑՎԱԾ ՎԻՃԱԿՈՒՄ ԳՏԵՎՈՂ $p-n-p-n$ ՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱՅԻ
ՎՈԼՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԸ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Ե. Վ. ԼԱԶԱՐԵՎ

Հաշված է միացված վիճակում գտնվող $p-n-p-n$ ստրուկտուրայի վոլտ-ամպերային բնութագիրը հաշվի առնելով ուժիմնական կրողների դրեյֆը n -տիպի բազայի էլեկտրական դաշտում: Ցույց է տրված ուժիմնական կրողների դրեյֆի հաշվի առնելու զգալի ազդեցությունը ստրուկտուրայի վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա այն դեպքում, երբ բազաներից մեկը բավականին լայն է ($\alpha/L > 5$): Թվային հաշվման արդյունքները համեմատվում են [4] աշխատանքի տվյալների հետ:

VOLTAGE-CURRENT CHARACTERISTIC OF THE
 $p-n-d-n$ -STRUCTURE IN SWITCHED ON STATE

G. M. ABAKIANTS and E. V. LAZAREV

The voltage-current characteristic of $p-n-p-n$ structure for the high density current is obtained taking into account the influence of diffusion as well as the drift of the minority carriers in the electric field of the base. The cases $d/L=3$ and $d/L=6$ are calculated numerically. A noticeable influence of the drift of the minority carriers on the voltage-current characteristic is shown.