

# Подпороговые характеристики транзисторов и тиристоров с электростатическим управлением.

## II. Глубокий планарный затвор

© А.С. Кюрегян

Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина, 111250 Москва, Россия

(Получена 15 апреля 1997 г. Принята к печати 9 июня 1997 г.)

Построена строгая аналитическая теория блокирующего состояния тиристоров и транзисторов с электростатическим управлением (ТЭУ). Задачи о распределении потенциала в базе, высоте барьера для электронов и вольт-амперной характеристике в подпороговой области решены в квадратурах методом конформных отображений для ТЭУ с произвольной конфигурацией планарного затвора, примыкающего к истоку. Показано, что подпороговые вольт-амперные характеристики ТЭУ имеют универсальный вид, который не зависит от конфигурации затвора. В качестве примера исследован вариант планарного затвора квазиэллиптической формы, соответствующий конфигурациям большинства реальных приборов. В предельных случаях получены простые формулы для коэффициента блокирования и параметров вольт-амперной характеристики в зависимости от геометрических параметров ТЭУ, легирования базы и потенциала затвора.

### 1. Введение

В предыдущей работе автора и С.Н. Юркова [1] была построена строгая аналитическая теория подпороговых характеристик транзисторов и тиристоров с электростатическим управлением (ТЭУ) с мелкими планарными истоком и затвором. Главный недостаток такой конструкции состоит в том, что высокий коэффициент блокирования  $g$  получается только при неприемлемо малой ширине истока  $2l$ . Поэтому на практике обычно [2] изготавливают затвор с глубиной  $H \geq l$  (см. рис. 1), что позволяет сравнительно просто получить большие значения  $g$ . Однако для количественного расчета параметров таких приборов очевидно, что модель ТЭУ в виде плоского конденсатора, использованная в работе [1], и ранее в [3], непригодна.

Цель настоящей работы — обобщение результатов [1] на случай планарного или мезапланарного затвора произвольной формы и глубины. Будет показано, что основные результаты [1] остаются в силе вне зависимости от формы затвора, если в конечных формулах заменить толщину области пространственного заряда (ОПЗ)  $w$  и полуширину истока  $l$  эффективными значениями  $w'$  и  $l'$ , общий метод расчета которых сводится к определению двух параметров конформного отображения ОПЗ на полосу.

### 2. Общие свойства конформного отображения ОПЗ на полосу

В настоящей работе мы используем те же допущения, что и в [1], за исключением одного: форму затвора считаем пока произвольной, а в качестве модели ОПЗ принимаем "ребристый" трансляционно-симметричный конденсатор, поперечное сечение которого изображено на рис. 2 в комплексной плоскости  $z = x + iy$ . Плоские

участки нижнего электрода являются истоками, "ребра", описываемые периодической кусочно-гладкой функцией  $y = y_g(x)$ , — затворами, а верхний электрод — границей ОПЗ, примыкающей к стоку. Пусть функция  $T(z)$  осуществляет конформное отображение ячейки конденсатора (области  $D$ ) на верхнюю полуплоскость плоскости  $t = \theta + i\tau$  таким образом, что граница  $D$  переходит в действительную ось  $\tau = 0$ , а точки  $z = \pm l$ ,  $z = \pm L + iH$  и  $z = \pm L + iw$  — в точки  $t = \pm\beta$ ,  $t = \pm u$  и  $t = \pm 1$  соответственно (рис. 3). Затвор произвольной формы можно с любой заданной точностью аппроксимировать  $2m$ -угольником с вершинами в точках  $z = z_n = x_n + iy_g(x_n)$ . Тогда, если границу ОПЗ  $z = iw$  можно считать плоской (обоснование этого предположения дано далее), область  $D$  будет представлять собой замкнутый симметричный относительно мнимой оси  $(2m + 6)$ -угольник, а функция  $Z(t)$ , обратная  $T(z)$ ,

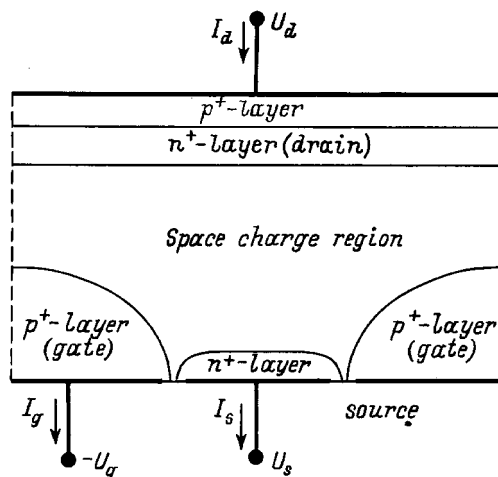


Рис. 1. Схематическое изображение поперечного сечения транзистора с электростатическим управлением; в транзисторе p<sup>+</sup>-слой над стоком отсутствует.

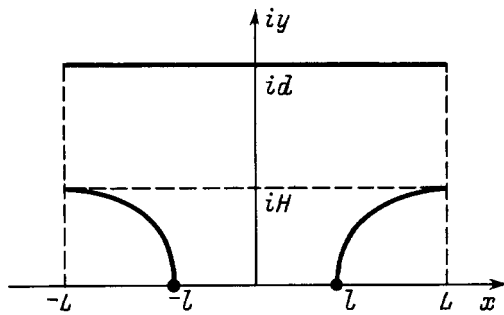


Рис. 2. Модель ячейки транзистора с электростатическим управлением, принятая для расчета распределения потенциала.

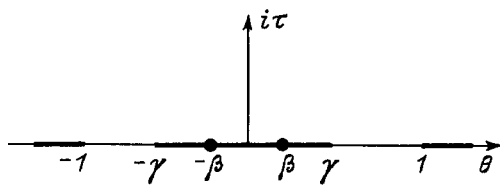


Рис. 3. Ячейка транзистора с электростатическим управлением в плоскости  $t = \theta + i\tau = T(z)$ .

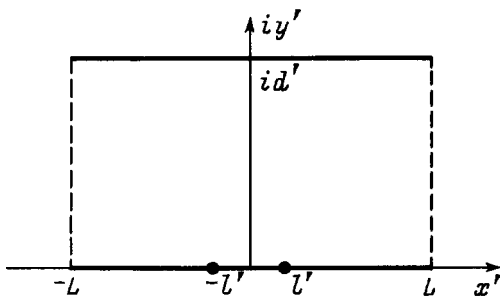


Рис. 4. Ячейка транзистора с электростатическим управлением в плоскости  $z' = x' + iy' = Z'(t)$ .

представима в виде интеграла Кристоффеля–Шварца [4]. Так как дуги затворов пересекают прямые  $y = 0$  и  $x = \pm L$  под прямым углом,

$$Z(t) = C \int_0^t \prod_{n=1}^m (t^2 - \lambda_n^2)^{(\omega_n - 1)} \times \frac{dt}{\sqrt{(t^2 - 1)(t^2 - \gamma^2)(t^2 - \beta^2)}}, \quad (1)$$

где  $\pi\omega_n$  — внешние углы  $m$ -угольника (половины затвора),  $\lambda_n$  — действительные числа, причем

$$\sum_{n=1}^m (\omega_n - 1) = \frac{1}{2}, \quad \beta < \lambda_n < \lambda_{n+1} < \gamma, \quad (2)$$

а для описанного выше соответствия точек необходимо, в частности, чтобы

$$l = C \int_0^\beta \prod_{n=1}^m (\lambda_n^2 - \theta^2)^{(\omega_n - 1)} \times \frac{d\theta}{\sqrt{(1 - \theta^2)(\gamma^2 - \theta^2)(\beta^2 - \theta^2)}}, \quad (3)$$

$$L = C \int_1^\infty \prod_{n=1}^m (\theta^2 - \lambda_n^2)^{(\omega_n - 1)} \times \frac{d\theta}{\sqrt{(\theta^2 - 1)(\theta^2 - \gamma^2)(\theta^2 - \beta^2)}}, \quad (4)$$

$$w = H + C \int_\gamma^1 \frac{\prod (\theta^2 - \lambda_n^2)^{(\omega_n - 1)} d\theta}{\sqrt{(1 - \theta^2)(\theta^2 - \gamma^2)(\theta^2 - \beta^2)}} = C \int_0^\infty \frac{\prod (\tau^2 + \lambda_n^2)^{(\omega_n - 1)} d\tau}{\sqrt{(\tau^2 + 1)(\tau^2 + \gamma^2)(\tau^2 + \beta^2)}}. \quad (5)$$

В свою очередь полуплоскость  $\tau \geq 0$  отображается в прямоугольник  $|x'| \leq L, 0 \leq y' \leq w'$  на плоскости  $z' = x' + iy'$  (рис. 4) функцией

$$Z'(t) = C' \int_0^t \frac{dt}{\sqrt{(t^2 - 1)(t^2 - \gamma^2)}}, \quad (6)$$

причем соответствие точек  $t = \pm\gamma$  и  $t = \pm 1$  точкам  $z' = \pm L$  и  $z' = \pm L + iw'$  достигается при

$$L = C' \int_1^\infty \frac{dt}{\sqrt{(\theta^2 - 1)(\theta^2 - \gamma^2)}}, \quad (7)$$

$$w' = C' \int_\gamma^1 \frac{d\theta}{\sqrt{(1 - \theta^2)(\theta^2 - \gamma^2)}} = C' \int_0^\infty \frac{d\tau}{\sqrt{(\tau^2 + 1)(\tau^2 + \gamma^2)}}. \quad (8)$$

Вследствие принципа симметрии [4] функция  $Z'[T(z)]$  отображает сечение бесконечного "ребристого" конденсатора в полосу  $0 \leq y' \leq w'$  на плоскости  $z'$ , причем истоки, затворы и сток переходят в отрезки  $[2mL - l' < x' < 2mL + l', y = 0]$ ,  $[2mL + l' < x' < 2m(L + 1) - l', y' = 0]$  и прямую  $y' = w'$  соответственно, где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ,

$$l' = \frac{L}{K(\gamma)} F(\beta/\gamma, \gamma), \quad (9)$$

$F(x, k)$  — эллиптический интеграл 1-го рода в нормальной форме Лежандра. Определенная таким образом

функция  $Z'[T(z)]$  обладает рядом важных общих свойств. Во-первых, всегда

$$0 \leq \Delta = w - w' \leq H. \quad (10)$$

В справедливости 1-го неравенства можно убедиться простой подстановкой в (10) вторых равенств из формул (5) и (8) с учетом того, что из (4), (7) следует  $C \geq C'$ . Для доказательства 2-го неравенства заметим (см. (4), (7) и первые равенства из формул (5), (8)), что

$$\begin{aligned} H - \Delta &\propto \int_{\gamma}^1 \frac{d\theta}{\sqrt{(1-\theta^2)(\theta^2-\gamma^2)}} \\ &\times \int_1^{\infty} \frac{\prod(\theta^2 - \lambda_n^2)^{(\omega_n-1)} d\theta}{\sqrt{(\theta^2-1)(\theta^2-\gamma^2)(\theta^2-\beta^2)}} \\ &- \int_{\gamma}^1 \frac{\prod(\theta^2 - \lambda_n^2)^{(\omega_n-1)} d\theta}{\sqrt{(1-\theta^2)(\theta^2-\gamma^2)(\theta^2-\beta^2)}} \\ &\times \int_1^{\infty} \frac{d\theta}{\sqrt{(\theta^2-1)(\theta^2-\gamma^2)}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Если в правой части (11) заменить все  $\lambda_n$  на  $\beta$ , то она станет равной нулю, но при этом 1-е слагаемое увеличится меньше чем в  $Q$  раз, а 2-е — больше чем в  $Q$  раз, где  $Q = \sqrt{1-\beta^2} \prod_{n=1}^m (1-\lambda_n^2)^{(1-\omega_n)} > 1$ . Поэтому до замены  $\lambda_n$  на  $\beta$  1-е слагаемое в (11) было больше 2-го, что и доказывает справедливость (10). Во-вторых, из (7) и (8) следует, что

$$w' = LK\left(\sqrt{1-\gamma^2}\right) / K(\gamma),$$

где  $K(\gamma)$  — полный эллиптический интеграл 1-го рода. Используя известные разложения  $K(\gamma)$  в ряд по  $\gamma$ , легко показать, что при  $\gamma \ll 1$

$$\gamma = 4 \exp\left(-\frac{\pi w'}{2L}\right). \quad (12)$$

Ошибка этой формулы порядка  $\gamma^2/2$  и не превышает 1.5% при условии (см. (10))

$$w - H \geq 2L. \quad (13)$$

В дальнейшем мы везде будем считать неравенство (13) справедливым, так как оно обычно выполняется с большим запасом и позволяет сильно упростить все расчеты. В частности, из (4) и (7) получается  $C = C' = 2L/\pi$ , формула (9) приводится к виду

$$l' = \frac{2}{\pi} L \arcsin \frac{\beta}{\gamma}, \quad (14)$$

а из (1) и (6) следует, что

$$\begin{aligned} 1 - \frac{dy}{dy'} \Big|_{y'=w'} &= 1 - \frac{dz}{dz'} \Big|_{z'=iw'} \\ &= 1 - \frac{C}{C'} \left(1 - \frac{\beta^2}{\theta^2}\right)^{-1/2} \prod_{n=1}^m \left(1 - \frac{\lambda_n^2}{\theta^2}\right)^{(\omega_n-1)} \\ &< \frac{\gamma^2 - \beta^2}{2} \ll 1. \end{aligned}$$

Последнее сильное неравенство означает, что вблизи стока функция  $Z'[T(z)]$  почти не отличается от сдвига на  $\Delta$  вдоль мнимой оси и, следовательно, затвор произвольной формы искажает поле так же слабо при условии (13), как и мелкий планарный затвор при  $w \geq 2L$  [1]. Поэтому границу ОПЗ можно считать плоской с точностью порядка  $\gamma^2/2$ , даже если она не заполняет всю базовую область. Более того, сама величина сдвига  $\Delta$  определяется только конфигурацией затвора и практически не зависит от толщины ОПЗ. Действительно, используя вторые равенства из (5), (8), нетрудно убедиться, что

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{2}{\pi} L \int_0^{\infty} \frac{\prod(\theta_1^2 + \lambda_n^2/\gamma^2)^{(\omega_n-1)} - \sqrt{\theta_1^2 + \beta^2/\gamma^2}}{\sqrt{(\theta_1^2+1)(\theta_1^2 + \beta^2/\gamma^2)}} d\theta_1 \\ &+ 0\left(\frac{\gamma^2 - \beta^2}{4} \ln \gamma_1^{-2}\right), \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\gamma_1$  — произвольная величина, удовлетворяющая неравенству  $\gamma \ll \gamma_1 \ll 1$ ; например, можно положить  $\gamma_1 = \sqrt{\gamma}$ . Аналогичные по структуре формулы получаются из  $(2m+1)$  условий соответствия точек  $z = l$ ,  $z = z_n$  точкам  $t = \beta$ ,  $t = \lambda_n$ . Например,

$$l = \frac{2}{\pi} L \int_0^{\beta/\gamma} \frac{\prod(\lambda_n^2/\gamma^2 - \theta_1^2)^{(\omega_n-1)} d\theta_1}{\sqrt{(1-\theta_1^2)(\beta^2/\gamma^2 - \theta_1^2)}} + 0(\beta^2). \quad (16)$$

Интегралы в (16) и в остальных  $2m$ -уравнениях зависят не от абсолютных значений  $\beta$ ,  $\lambda_n$  и  $\gamma$ , а только от отношений  $\beta/\gamma$  и  $\lambda_n/\gamma$ , которые с точностью до экспоненциально малых последних слагаемых определяются лишь параметрами затвора  $l$ ,  $L$ ,  $H$  и  $z_n$ , но не зависят от  $w$ . Поэтому (см. (15)) с чуть большей, но тоже экспоненциально малой погрешностью можно считать, что от  $w$  не зависит и  $\Delta$ . С другой стороны,

$$b = \frac{dy}{dy'} \Big|_{y'=x'=0} = \frac{1}{\beta} \prod_{n=1}^m \lambda_n^{2(\omega_n-1)}, \quad (17)$$

откуда  $1 < b < \gamma/\beta$ , т.е. вблизи истока форма затвора может сильно влиять на распределение поля при  $\gamma \gg \beta$ .

### 3. Распределение потенциала и параметры барьера в общем случае

Считая базу однородно легированной (см. [1]), будем искать распределение потенциала  $\varphi(x, y)$  в виде

$$\varphi(x, y) = \varphi_0(x, y) - V_w y^2/w^2, \quad (18)$$

где  $\varphi_0(x, y)$  — решение уравнения Лапласа в ОПЗ с граничными условиями

$$\varphi_0(x, 0) = 0 \quad \text{при} \quad 2mL - l < x < 2mL + l, \quad (19)$$

$$\varphi_0(x, y) = -U_g + V_H y_g^2(x)/H^2$$

$$\text{при} \quad 2mL + l < x < 2(m+1)L - l \quad \text{и} \quad y = y_g^2(x), \quad (20)$$

$$\varphi_0(x, w) = U_d + V_w, \quad (21)$$

$$V_w = qNw^2/2\varepsilon\varepsilon_0, \quad V_H = qNH^2/2\varepsilon\varepsilon_0,$$

а остальные обозначения определены в [1]. Расчет и анализ распределения потенциала в зависимости от переменных  $x'$  и  $y'$ , отличающийся от проведенного в [1] лишь незначительными деталями, связанными с появлением 2-го слагаемого в правой части (20), приводит к следующим результатам. Если потенциал стока

$$U_d > U_{d \min} = V_d \left(1 - 2 \frac{\Delta}{d}\right) - U_g \left(1 - \frac{l'}{L}\right),$$

то ОПЗ заполняет всю базу и  $w = d$ ,  $w' = d'$ . При  $U_d < U_{d \min}$  толщина ОПЗ меньше  $d$ , но реальная граница ОПЗ со стороны стока отклоняется от плоскости

$$y = w = \Delta + \sqrt{\Delta^2 + \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qN_D} \left[ U_d + U_g \left(1 - \frac{l'}{L}\right) \right]} \quad (22)$$

на пренебрежимо малую величину порядка  $w\gamma^2/2$ , а условие (13) выполняется при

$$U_d > U_{w \min} = 4V_L - V_\Delta - U_g \left(1 - \frac{l'}{L}\right),$$

где  $V_\Delta = qN_D \Delta^2/2\varepsilon\varepsilon_0$ ,  $V_L = qN_D L^2/2\varepsilon\varepsilon_0$ . Распределение потенциала вдоль оси канала имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \varphi(0, y') = U_g \left\{ M \frac{y'}{L} - \frac{2}{\pi} \arctg \left[ M_0 \operatorname{th} \left( \frac{\pi y'}{2L} \right) \right] \right\} \\ - V_H \left\{ \frac{y'^2(0, y')}{H^2} - \Phi_0(M_0) \frac{y'}{L} \right. \\ \left. - \int_{l'}^L \frac{y_g^2(x) \operatorname{sh}(\pi y'/L)}{\operatorname{ch}(\pi y'/L) - \cos(\pi x'/L)} \frac{dx'}{LH^2} \right\}, \quad (23) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} M = \left[ \frac{U_d + V_w}{U_g} - \frac{U_H}{U_g} \Psi(M_0) \right] \frac{L}{w - \Delta} \\ + \frac{L - l'}{w - \Delta} + \frac{U_H}{U_g} \Phi_0(M_0), \quad M_0 = \operatorname{ctg} \left( \frac{\pi l'}{2L} \right), \end{aligned}$$

$$\Phi_k(a) = f^{-2} \left( \sqrt{1+a^2} \right) \int_0^a \chi^k f^2 \left( \sqrt{\frac{1+a^2}{1+\chi^2}} \right) d\chi,$$

$$\Psi(a) = \frac{2}{\pi} f^{-2} \left( \sqrt{1+a^2} \right) \int_0^a f^2 \left( \sqrt{\frac{1+a^2}{1+\chi^2}} \right) \frac{d\chi}{1+\chi^2},$$

$$f(\theta/\beta) = \operatorname{Im} [Z(\theta)] f(\gamma/\beta)/H.$$

В ТЭУ с нелегированной базой потенциал в седловой точке, расположенной при

$$y' = \tilde{y}' = \frac{2}{\pi} L \operatorname{arth} \sqrt{\frac{1 - M/M_0}{1 + MM_0}}, \quad (24)$$

равен

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi} = \frac{2}{\pi} U_g \left[ M \operatorname{arth} \sqrt{\frac{1 - M/M_0}{1 + MM_0}} \right. \\ \left. - \operatorname{arctg} \left( M_0 \sqrt{\frac{1 - M/M_0}{1 + MM_0}} \right) \right], \quad (25) \end{aligned}$$

причем  $M = \frac{U_d L + U_g(L - l')}{U_g(d - \Delta)}$ . Вблизи порога, когда

$$\sqrt{1 - \frac{M}{M_0}} \ll \sqrt{1 + M_0^2}, \quad (26)$$

из (25) получается

$$\tilde{\varphi} = -\frac{4U_g}{3\pi} \sqrt{\frac{M_0^2}{M_0^2 + 1}} \left(1 - \frac{M}{M_0}\right)^{3/2}, \quad (27)$$

коэффициент блокирования равен

$$g_0 = \frac{d - \Delta}{L} M_0 - 1 + \frac{l'}{L}, \quad (28)$$

а параметр  $\xi = 1$  [1,5]. Если  $N \neq 0$ , то аналитический расчет координаты  $\tilde{y}'$  седловой точки возможен только вблизи порога, когда  $M_0 \tilde{y}' \ll L$  и правую часть (24) можно разложить в ряд по  $y'$ , ограничиваясь членами, пропорциональными  $(y')^3$ . В результате с учетом (17) получается

$$\tilde{y}' = \frac{1}{2} \left( y'_0 + \sqrt{(y'_0)^2 + 2y'_0 L \frac{U_g}{V_L} \frac{M_0 - M}{b^2}} \right), \quad (29)$$

$$\tilde{\varphi} = \varphi_0 \left( \frac{\tilde{y}'}{y'_0} \right)^2 \left( 4 \frac{\tilde{y}'}{y'_0} - 3 \right), \quad (30)$$

где

$$\varphi_0 = -V_L b^2 (y'_0)^2 / 3L^2,$$

$$y'_0 = \frac{8}{\pi^2} b^2 L \frac{V_L}{U_g}$$

$$\times \left\{ M_0(1 + M_0^2) - \frac{V_H}{U_g} [\Phi_0(M_0) + 3\Phi_2(M_0)] \right\}^{-1}.$$

Если  $M_0|y'_0| \ll L$ , то одновременно с условием  $M_0\tilde{y}' \ll L$  применимости (29) и (30) может еще выполняться неравенство

$$\sqrt{|y'_0|} \ll \sqrt{2L \frac{U_g}{V_L} \frac{M_0 - M}{b^2}}.$$

В этом случае из (30) получается формула для  $\tilde{\varphi}$ , отличающаяся от (27) только появлением в правой части дополнительного множителя  $\left\{1 - \frac{V_H[\Phi_0(M_0) + 3\Phi_2(M_0)]}{U_g M_0(1 + M_0^2)}\right\}^{-1/2}$ . Из (30) следует, что, как и в случае мелкого затвора [1], барьер исчезает при  $M \rightarrow M_0$  только в ТЭУ с базой, легированной акцепторами ( $N = N_A \leq 0$ ), для которых коэффициент блокирования равен

$$g = g_0 - \frac{V_d}{U_g} \left\{ 1 + \frac{H^2}{d^2} \times \left[ \frac{d - \Delta}{L} \Phi_0(M_0) - \Psi(M_0) \right] \right\}. \quad (33)$$

Если же  $N = N_D \geq 0$ , то при  $M \rightarrow M_0$  барьер не исчезает, так как  $\tilde{y}' \rightarrow y'_0$  и  $\tilde{\varphi} \rightarrow \varphi_0$ . При  $M > M_0$  близи истока образуется потенциальная яма, заполняющаяся электронами, и использованное нами приближение полностью истощенной базы нарушается. Однако, как было показано в [1], формула (33) обеспечивает вполне достаточную для практических целей точность и в случае  $N = N_D \geq 0$ . В частности, при  $U_d < U_{d\min}$ , заменяя в (33)  $d$  и  $d'$  на  $w$  и  $w'$  с учетом (22), получим

$$g = \frac{U_g}{4V_L} \left[ M_0 - \frac{V_H}{U_g} \Phi_0(M_0) \right]^2 - \frac{\Delta}{L} \left[ M_0 - \frac{V_H}{U_g} \Phi_0(M_0) \right] - 1 + \frac{l'}{L} + \frac{V_H}{U_g} \Psi(M_0). \quad (34)$$

Наконец, при  $N \neq 0$  параметр

$$\xi = \sqrt{1 - \frac{y'_0}{2\tilde{y}'}}. \quad (35)$$

Таким образом, любые искажения формы затвора не приводят к качественным изменениям подпороговых характеристик; вид вольт-амперных характеристик, полученных в [1] для мелкого затвора, оказался универсальным. Наиболее важные количественные изменения состоят в замене  $w, l$  на  $w', l'$  и к появлению множителя  $b^2$  при  $N \neq 0$ . Остальные отличия формул для  $y'_0$  и  $g$  от аналогичных формул из работы [1], как будет показано в следующем разделе, пренебрежимо малы в наиболее интересных случаях, когда  $l' \ll L$  и коэффициент блокирования велик.

#### 4. Планарный затвор овальной формы

В качестве конкретного примера применения общей теории мы рассмотрим здесь простой, но типичный и достаточно общий случай, когда

$$Z(t) = \int_0^t \left\{ \frac{L-l}{\sqrt{t^2 - \gamma^2} \arccos(\beta/\gamma)} + \frac{H}{\sqrt{t^2 - \beta^2} \operatorname{arch}(\gamma/\beta)} \right\} \frac{dt}{\sqrt{(t^2 - 1)}}, \quad (36)$$

где  $\beta$  и  $\gamma$  являются решениями системы уравнений

$$\frac{L-l}{\arccos(\beta/\gamma)} + \frac{H}{\operatorname{arch}(\gamma/\beta)} = \frac{2}{\pi} L, \quad (37)$$

$$\frac{\ln(4/\gamma)}{\arccos(\beta/\gamma)} + \frac{\ln(4/\beta)}{\operatorname{arch}(\gamma/\beta)} = \frac{w}{H}. \quad (38)$$

Функция (36) получена путем модификации интеграла (1) при значениях  $m = 1, \omega_1 = 3/2$ , соответствующих прямоугольному затвору, методом скругления тупых углов [4]. Поперечное сечение ОПЗ, на которое эта функция отображает верхнюю полуплоскость, схематически изображено на рис. 2. Затвор имеет форму овала с полуосями  $H, (L-l)$ , близкую к эллипсу при  $\beta > 0.1\gamma$ ,

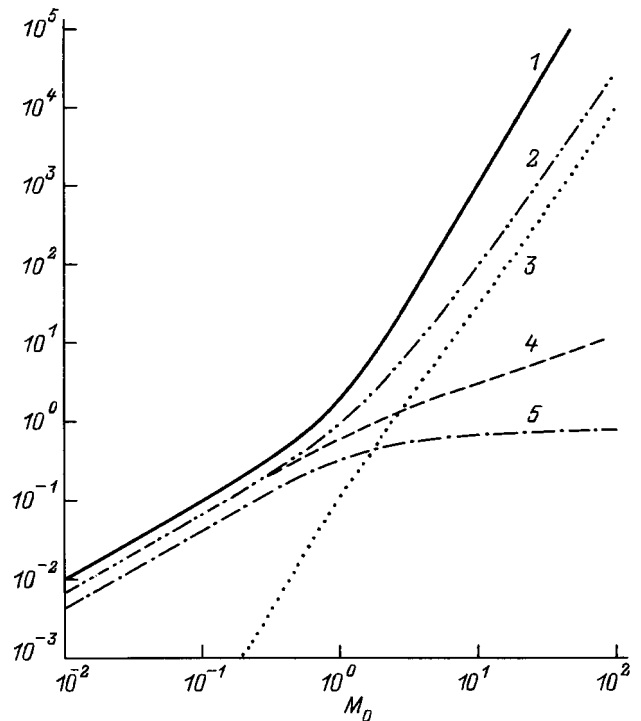


Рис. 5. Расчетные зависимости функций: 1 —  $M_0(M_0^2 + 1)$ , 2 —  $\Phi_0(M_0) + 3\Phi_2(M_0)$ , 3 —  $\Phi_2(M_0)$ , 4 —  $\Phi_0(M_0)$ , 5 —  $\Psi(M_0)$  для овального затвора.

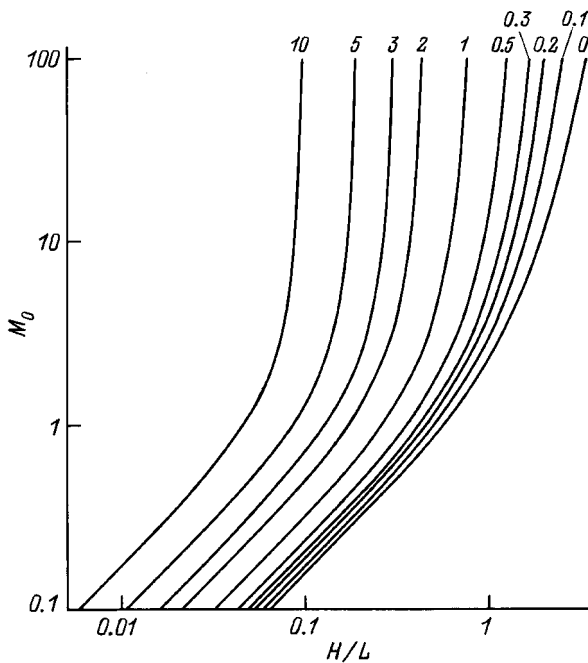


Рис. 6. Расчетные зависимости  $M_0$  от отношения  $H/L$  для овального затвора. Цифры у кривых обозначают величину параметра  $(L-l)/H$ .

и описывается параметрическими уравнениями

$$x(\theta) = L - (L-l) \frac{\arccos(\theta/\gamma)}{\arccos(\beta/\gamma)}, \quad (39)$$

$$y(\theta) = H \frac{\text{arch}(\theta/\beta)}{\text{arch}(\gamma/\beta)}. \quad (40)$$

Из (40) следует формула  $f(\theta/\beta) = \text{arch}(\theta/\beta)$ , позволяющая вычислить функции  $\Phi_k(M_0)$  и  $\Psi(M_0)$  путем численного интегрирования, результаты которого приведены на рис. 5. Из (12), (14) и (36)–(38) получается уравнение

$$\frac{L-l}{H} = \left( \frac{2L}{\pi H} - \frac{1}{\text{arch} M_0} \right) \text{arctg} M_0, \quad (41)$$

результаты численного решения которого приведены на рис. 6, и формулы

$$\Delta = H \frac{\ln(M_0^2 + 1)}{2 \text{arsh} M_0}, \quad (42)$$

$$b = 1 + \frac{\pi H}{2L} \frac{\sqrt{M_0^2 + 1} - 1}{\text{arsh} M_0}, \quad (43)$$

определяющие величины  $M_0$ ,  $\Delta$  и  $b$ , необходимые для подстановки в общие формулы из предыдущего раздела.

Материал, изложенный выше, позволяет рассчитать все подпороговые характеристики ТЭУ при любых соотношениях между размерами истока и затвора. Результаты работы [1] для мелкого затвора получаются при  $H \ll L$ .

Вариант щелевого затвора, формируемого путем диффузии в узкую глубокую канавку, описывается формулами

$$M_0 \approx \text{sh} \left( \frac{\pi H}{2L} \right), \quad \Delta \approx \frac{2}{\pi} L \ln \left[ \text{ch} \left( \frac{\pi H}{2L} \right) \right],$$

$$b \approx \text{ch} \left( \frac{\pi H}{2L} \right), \quad (44)$$

верными при  $(L-l) \ll L$ .

Практически наиболее важный предельный случай больших коэффициентов блокирования реализуется при  $(L-l) \ll l \exp(\pi H/2l)$ , когда

$$M_0 \approx \frac{1}{2} \exp \left[ \frac{\pi H}{2l} \right], \quad \Delta \approx H - l^2 \frac{2}{\pi} \ln 2, \quad b \approx M_0, \quad (45)$$

причем  $M_0 \gg 1$ , поэтому, как видно из рис. 6,  $\Psi(M_0) \ll \Phi_0(M_0) \ll M_0$  и  $\Phi_0(M_0) + 3\Phi_2(M_0) \ll M_0 \times (1+M_0^2)$ . Эти неравенства позволяют сильно упростить формулы для параметров ТЭУ с легированной базой и условия их применимости. Во-первых, учитывая, что обычно  $U_g \geq V_H$ , для величин  $M$  и  $y'_0$  можно использовать упрощенные выражения

$$M \approx \frac{U_d + V_w}{U_g} \frac{L}{w - \Delta}, \quad y'_0 \approx \frac{8V_L}{\pi^2 U_g} \frac{L}{M_0}.$$

Во-вторых, формулы (29), (30) применимы для ТЭУ с базой  $p$ -типа при  $\sqrt{1 - M/M_0} \ll 1$ , а для ТЭУ с базой  $n$ -типа необходимо еще, чтобы  $U_g \gg V_L$ . Если  $V_L/U_g \ll \sqrt{1 - M/M_0} \ll 1$ , то

$$\tilde{\varphi} \approx -\frac{4U_g}{3\pi} \left( 1 - \frac{M}{M_0} \right)^{3/2}. \quad (46)$$

Наконец, коэффициент блокирования равен

$$g \approx \frac{d - \Delta}{L} M_0 - \frac{V_d}{U_g} \quad (47)$$

при  $U_d > U_{d \min}$  и

$$g \approx \frac{U_g}{V_L} \frac{M_0^2}{4}. \quad (48)$$

при  $U_{w \min} < U_d < U_{d \min}$ .

Автор благодарен Т.Т. Мнацаканову и С.Н. Юркову за многочисленные полезные обсуждения вопросов, затронутых в настоящей работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 95-02-05767) и фонда INTAS (проект № 94-0417).

## Список литературы

- [1] А.С. Кюрегян, С.Н. Юрков. ФТП, **32**, 249 (1998).
- [2] В.Ј. Baliga. *Modern power devices* (Singapore, 1987) p. 132.
- [3] А.В. Горбатюк, И.В. Грехов. ФТП, **15**, 1353 (1981).
- [4] М.А. Лаврентьев, Б.В. Шабаг. *Методы теории функций комплексного переменного* (М., Наука, 1987).
- [5] А.В. Горбатюк, А.С. Кюрегян. *Микроэлектроника*, **20**, 254 (1991).

Редактор Т.А. Полянская

## Subthreshold characteristics of static induction transistors and thyristors.

### II. Deep planar gate

A.S. Kyuregyan

All-Russian Electrical Engineering Institute,  
111250 Moscow, Russia

**Abstract** A rigorous analytical theory of a blocking condition of a static induction transistors and thyristors (SIT) is presented. The problems of potential distribution in the base, the barrier height for electrons, and the current-voltage characteristic in subthreshold regime are solved in quadratures by a method of a conformal mapping for a SIT having an arbitrary configuration of a planar gate that is contiguous with the source. It is shown, that the SIT's subthreshold current-voltage characteristic has a universal form, which does not depend on a gate configuration. As an example, SIT with a planar quasielliptic gate (appropriate to configurations of the majority of real devices) is investigated. In limiting cases, simple formulas for the blocking factor and current-voltage characteristic parameters depending on geometrical parameters of SIT, base doping level, and gate potential are obtained.

Fax: (095)362 5617

E-mail: kyueg@semlab.vei.msk.ru