

Подпороговые характеристики транзисторов и тиристоров с электростатическим управлением.

III. Скрытый затвор

© А.С. Кюрегян

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

(Получена 23 сентября 1997 г. Принята к печати 15 октября 1997 г.)

Построена строгая аналитическая теория блокирующего состояния тиристоров и транзисторов с электростатическим управлением (ТЭУ) и скрытым затвором произвольной формы. Задачи о распределении потенциала в базе, высоте барьера для электронов и вольт-амперной характеристике в подпороговой области решены в квадратурах методом конформных отображений. Показано, что подпороговый ток j_d для ТЭУ с нелегированной и слабо легированной базой зависит от потенциалов затвора U_g и стока U_d по закону $\ln j_d \propto -U_g(g - U_d/U_g)^{3/2}$ вне зависимости от типа проводимости, где g — коэффициент блокирования. Если база сильно легирована акцепторами, то $\ln j_d \propto -(gU_g - U_d)^2$, однако для транзисторов с электростатическим управлением с сильно легированной базой n -типа аналитическое решение задачи невозможно. В качестве примера подробно рассмотрен вариант глубокого скрытого затвора квазиэллиптической формы, соответствующий конфигурациям реальных приборов. В предельных случаях получены простые формулы для g и параметров вольт-амперных характеристик в зависимости от размеров ячейки ТЭУ, легирования базы и потенциала затвора.

1. Введение

Недавно в работах [1,2] была разработана строгая аналитическая теория подпороговых характеристик транзисторов и тиристоров с электростатическим управлением (ТЭУ), в которых минимальное расстояние δ между затвором и истоком пренебрежимо мало по сравнению со всеми остальными размерами прибора. Это допущение позволило свести проблему вычисления распределения потенциала $\varphi(x, y)$ в области пространственного заряда (ОПЗ) к хорошо известной задаче Дирихле для полосы [3] и получить сравнительно простые формулы для подпороговых ВАХ и коэффициента блокирования ТЭУ с планарным затвором произвольной формы. Однако за пределами применимости этой теории остался важный класс ТЭУ со скрытым затвором [4], в которых величина δ обычно сравнима с шириной затвора и больше расстояния между ними. Решению задачи о подпороговых характеристиках таких приборов посвящена настоящая работа.

2. Распределение потенциала и параметры барьера в общем случае

Распределение потенциала $\varphi(x, y)$ в ОПЗ будем искать при тех же допущениях, что и в [1,2], но для ТЭУ, поперечное сечение одной из ячеек которого схематически изображено на рис. 1, a в комплексной плоскости $z = x + iy$. Функция $\varphi_0(x, y)$, определяемая равенством

$$\varphi(x, y) = \varphi_0(x, y) - V_s y^2 / s^2, \quad (1)$$

является решением уравнения Лапласа с граничными условиями на электродах

$$\varphi_0(x, 0) = 0, \quad (2)$$

$$\varphi_0(x, y) = -U_g + V_s y_g^2(x) / s^2 \quad (3)$$

при

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

$$\varphi_0(x, w) = U_d + V_w, \quad (4)$$

где $s = (H - h)$ — толщина затвора, $V_s = qns^2 / 2\epsilon\epsilon_0$, функция $y = y_g^2(x)$ описывает положение границы

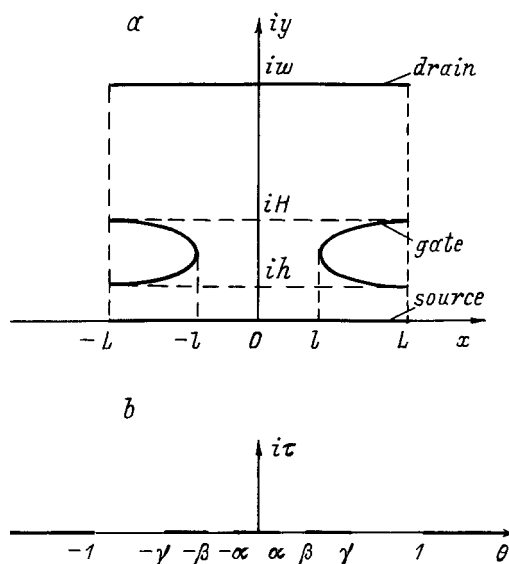


Рис. 1. a — модель ячейки транзистора с электрическим управлением (ТЭУ) со скрытым затвором, принятая для расчета распределения потенциала в плоскости $z = x + iy = Z(t)$; b — ячейка ТЭУ в плоскости $t = \theta + i\tau = T(z)$.

затвора, а остальные обозначения определены в [1,2]. Кроме того, вследствие трансляционной симметрии ТЭУ, очевидно, должны выполняться еще и равенства

$$\frac{\partial\varphi(\pm L, y)}{\partial x} = \frac{\partial\varphi_0(\pm L, y)}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

[В при $0 < y < h$ и $H < y < w$, т.е. в зазорах исток–затвор и затвор–сток (см. рис. 1, а). Это означает, что гармоническая функция $\varphi_0(x, y)$ является решением не только задачи Дирихле для многосвязной ОПЗ ТЭУ, но и так называемой [3] смешанной краевой задачи (2)–(5) для одной односвязной ячейки. Метод решения такой задачи, изложенный, например, в работе [3], состоит в следующем. Пусть функция $T(z)$ осуществляет конформное отображение ячейки ТЭУ на верхнюю полуплоскость плоскости $t = \theta + i\tau$ таким образом, чтобы ее граница перешла в действительную ось $\tau = 0$, а точки $z = \pm L$, $z = \pm L + ih$, $z = \pm L + iH$ и $z = \pm L + iw$ — в точки $t = \pm\alpha$, $t = \pm\beta$, $t = \pm\gamma$ и $t = \pm 1$ соответственно (рис. 1, б). Если $\varphi_1(\theta, \tau)$ — функция, гармонически сопряженная $\varphi_0(\theta, \tau)$, то

$$\Phi(t) = \varphi_1(\theta, \tau) + i\varphi_0(\theta, \tau) \quad \text{и} \quad \mathbf{E}(t) = d\Phi(t)/dt$$

— аналитические в верхней полуплоскости функции, причем граничные значения $\mathbf{E}(t)$ на оси $\tau = 0$, следующие из (2)–(5) и условий Коши–Римана, имеют вид

$$\operatorname{Re} \mathbf{E}(t) = \frac{\partial\varphi_0}{\partial\tau} = 0 \quad \text{при}$$

$$\alpha < |\theta| < \beta \quad \text{и} \quad \gamma < |\theta| < 1, \quad (6)$$

$$\operatorname{Im} \mathbf{E}(t) = \frac{\partial\varphi_0}{\partial\theta}$$

$$= \begin{cases} 0 & \text{при } |\theta| < \alpha \text{ и } |\theta| > 1; \\ V_s \frac{dy_g^2[x(\theta, 0)]}{s^2} & \text{при } \beta < |\theta| < \gamma. \end{cases} \quad (7)$$

Решение $\mathbf{E}(t)$ краевой задачи (6), (7), неограниченное при $t = \pm\alpha$, $\pm\beta$, $\pm\gamma$, ± 1 , но интегрируемое, можно представить в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(t) = & \frac{1}{\sqrt{G(t)}} \left\{ \frac{2V_s}{\pi s^2} \left[\int_{-\gamma}^{-\beta} \frac{dy_g^2}{d\theta'} \sqrt{G(\theta')} \frac{d\theta'}{\theta - t} \right. \right. \\ & \left. \left. + \int_{\beta}^{\gamma} \frac{dy_g^2}{d\theta'} \sqrt{G(\theta')} \frac{d\theta'}{\theta - t} \right] \right. \\ & \left. - (v_0 + v_1 t + v_2 t^2 + v_3 t^3) + E(\infty) \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

где

$$G(t) = (\alpha^2 - t^2) (\beta^2 - t^2) (\gamma^2 - t^2) (1 - t^2)$$

и рассматриваемая ветвь $\sqrt{G(\theta)}$, положительная на отрезке действительной оси $|\theta| < \alpha$; v_i — постоянные

интегрирования. Оно получено точно так же, как и известная формула Келдыша–Седова, содержащая функцию $G(t)$ другого (несимметричного) вида и поэтому гораздо менее удобная для дальнейшего использования в нашем симметричном относительном оси $\theta = 0$ случае. Вследствие этой симметрии $v_1 = v_3 = 0$, а функция $dy_g^2/d\theta$ должна быть нечетной. Учитывая, кроме того, что комплексное поле $\mathbf{E}(t)$ должно, очевидно, стремиться к 0 на бесконечности, формулу (8) можно упростить, преобразовав к виду

$$\mathbf{E}(t) = \frac{-1}{\sqrt{G(t)}} [v_0 + v_2 t^2 + V_s \chi(t)], \quad (9)$$

где $\chi(t) = \frac{2}{\pi} \int_{\beta}^{\gamma} \frac{dy_g^2(\theta', 0)}{d\theta'} \frac{\theta' \sqrt{G(\theta')}}{\theta'^2 - t^2} \frac{d\theta'}{s^2}$. Решение $\varphi_0(\theta, \tau)$ краевой задачи (2)–(5) следует прямо из определения $\mathbf{E}(t)$ и $\Phi(t)$:

$$\varphi_0(\theta, \tau) = \operatorname{Im} \int_0^{\tau} \mathbf{E}(t) dt. \quad (10)$$

Подстановка (9) и (10) в соотношение (1) позволяет получить искомое распределение потенциала вдоль оси истока в зависимости от τ :

$$\varphi(0, \tau) = -v_0 P(\tau) + v_2 Q(\tau) - V_s \left[\frac{y^2(\tau)}{s^2} + R(\tau) \right], \quad (11)$$

где

$$P(\tau) = \int_0^{\tau} \frac{d\tau'}{\sqrt{G(i\tau')}}, \quad Q(\tau) = \int_0^{\tau} \frac{\tau'^2 d\tau'}{\sqrt{G(i\tau')}},$$

$$R(\tau) = \int_0^{\tau} \frac{\chi(i\tau') d\tau'}{\sqrt{G(i\tau')}}.$$

Постоянные v_0 и v_2 можно найти, используя (10) и граничные условия для $\varphi_0(\theta, \tau)$ в плоскости t , следующие из (2)–(4):

$$v_0 = \frac{Q_{0\infty}(U_g - V_h - V_s R_{\alpha\beta}) - Q_{\alpha\beta}(U_d + V_w + V_s R_{0\infty})}{P_{\alpha\beta} Q_{0\infty} + Q_{\alpha\beta} P_{0\infty}}, \quad (12)$$

$$v_2 = \frac{P_{0\infty}(U_g - V_h - V_s R_{\alpha\beta}) + P_{\alpha\beta}(U_d + V_w + V_s R_{0\infty})}{P_{\alpha\beta} Q_{0\infty} + Q_{\alpha\beta} P_{0\infty}}. \quad (13)$$

Входящие в (12), (13) величины определяются равенствами

$$P_{0\infty} = P(\infty), \quad Q_{0\infty} = Q(\infty), \quad R_{0\infty} = R(\infty)$$

$$P_{\alpha\beta} = \int_{\alpha}^{\beta} \frac{d\theta}{\sqrt{|G(\theta)|}}, \quad Q_{\alpha\beta} = \int_{\alpha}^{\beta} \frac{\theta^2 d\theta}{\sqrt{|G(\theta)|}},$$

$$R_{\alpha\beta} = \int_{\alpha}^{\beta} \frac{|\chi(\theta)| d\theta}{\sqrt{|G(\theta)|}}$$

и связаны друг с другом соотношениями

$$P_{0\infty} = P_{\alpha\beta} - P_{\gamma1}, \quad Q_{0\infty} = -Q_{\alpha\beta} + Q_{\gamma1},$$

$$R_{0\infty} = R_{\alpha\beta} + R_{\gamma1} - (H + h)/s, \quad (14)$$

где $P_{\gamma1}$, $Q_{\gamma1}$ и $R_{\gamma1}$ отличаются от $P_{\alpha\beta}$, $Q_{\alpha\beta}$ и $R_{\alpha\beta}$ соответственно только пределами интегрирования.

Формулы (9)–(13) дают полное решение задачи о распределении потенциала, если известны параметры α , β и γ конформного отображения $T(z)$ и ОПЗ заполняет всю базу прибора, т.е. $w = d$. В противном случае (его имеет смысл рассматривать, когда база легирована донорами [1,5]) $w < d$ и необходимо еще из условия $\text{grad}\varphi(x, w) = 0$ определить положение границы ОПЗ, примыкающей к стоку. Это нетрудно сделать с учетом того, что в практически интересных случаях с большим запасом выполняется неравенство

$$w - H \geq 2L, \quad (15)$$

вследствие которого при любой форме затвора [2]

$$\gamma \leq 4 \exp\left(-\frac{\pi}{2} \frac{w - H}{L}\right) \ll 1.$$

Можно показать, что при этом реальная граница ОПЗ отклоняется от плоскости $y = w$ на пренебрежимо малую величину порядка $\gamma^2 w$, а w определяется уравнением

$$2V_L \frac{w}{L} = \frac{\pi}{2} v_2. \quad (16)$$

Подстановка в (16) толщины базы d вместо w дает уравнение для значения потенциала стока $U_{d\min}$ разделяющего эти два случая.

3. Параметры седловой точки и коэффициент блокирования

В ТЭУ с нелегированной базой седловая точка расположена при

$$\tau = \tilde{\tau} = \sqrt{\frac{v_0}{v_2}} = \sqrt{\frac{Q_{0\infty}U_g - Q_{\alpha\beta}U_d}{P_{0\infty}U_g + P_{\alpha\beta}U_d}}, \quad (17)$$

а минимум потенциала равен

$$\varphi(\tilde{\tau}) = \tilde{\varphi} = -v_2 [\tilde{\tau}^2 P(\tilde{\tau}) - Q(\tilde{\tau})]. \quad (18)$$

Так как $\tau^2 P(\tau) > Q(\tau)$ при $\tau > 0$, то условие $\tilde{\varphi} = 0$, определяющее пороговое напряжение, может быть выполнено только при $\tilde{\tau} = 0$, поэтому из (12) и (17) следует, что коэффициент блокирования

$$g = g_0 \equiv \frac{Q_{0\infty}}{Q_{\alpha\beta}}. \quad (19)$$

Вблизи порога, когда

$$g_0 - \frac{U_d}{U_g} \ll \alpha^2 \frac{g_0 P_{\alpha\beta} + P_{0\infty}}{Q_{\alpha\beta}},$$

правую часть (18) можно разложить в ряд по $\tilde{\tau}$, в результате чего получается

$$\tilde{\varphi} = -kU_g \left(g - \frac{U_d}{U_g}\right)^{3/2}, \quad (20)$$

где $k = \frac{2\sqrt{Q_{\alpha\beta}}}{3\alpha\beta\gamma} (g_0 P_{\alpha\beta} + P_{0\infty})^{-3/2}$.

Если $N \neq 0$, а аналитический расчет координаты $\tilde{\tau}$ седловой точки возможен только при условии $\tilde{\tau}^2 \ll \alpha^2$, позволяющем в разложении правой части (11) по τ ограничиться членами, пропорциональными τ^3 . Учитывая еще, что вследствие принципа симметрии (в данном случае — относительно действительной оси) конформного отображения $Z(t)$ разложение функции $y(0, \tau)$ содержит только члены с нечетными степенями τ , получим

$$\tilde{\varphi} = \varphi_0 \left(\frac{\tilde{\tau}}{\tau_0}\right)^2 \left(4\frac{\tilde{\tau}}{\tau_0} - 3\right), \quad (21)$$

$$\xi = \sqrt{1 - \frac{\tau_0}{2\tilde{\tau}}}, \quad (22)$$

$$\tilde{\tau} = \frac{1}{2} \left(\tau_0 + \sqrt{\tau_0^2 + \tau_1^2 \frac{U_0 - U_d}{U_g}}\right), \quad (23)$$

где

$$\varphi_0 = -\frac{A\tau_0^3 U_g}{6\alpha\beta\gamma Q_{\alpha\beta}}, \quad U_0 \equiv g_N U_g,$$

$$\tau_0 = \frac{Q_{\alpha\beta}}{A} \frac{qN}{\varepsilon\varepsilon_0 U_g} \alpha\beta\gamma \left[\frac{dy(0, 0)}{d\tau}\right]^2,$$

$$\tau_1^2 = \frac{Q_{\alpha\beta}}{A(g_0 P_{\alpha\beta} + P_{0\infty})},$$

$$A = 1 - \frac{V_h}{U_g} - \frac{V_s}{U_g} (R_{\alpha\beta} - \chi_1 P_{\alpha\beta} - \chi_\beta Q_{\alpha\beta}),$$

$$\chi_n = \frac{2}{\pi} \int_\beta^\gamma \frac{dy^2(\theta, 0)}{d\theta} \frac{\sqrt{|G(\theta)|}}{\theta'} \frac{d\theta}{x^2},$$

$$g_N = g_0 \left[1 - \frac{V_n}{U_g} - \frac{V_s}{U_g} (R_{\alpha\beta} - \chi_1 P_{\alpha\beta}) - \frac{V_w}{U_g} - \frac{V_s}{U_g} (R_{0\infty} - \chi_1 P_{0\infty}) \right]. \quad (24)$$

Если база ТЭУ легирована настолько слабо, что $\tau_0^2 \ll \alpha^2$, то существует диапазон значений потенциала стока, определяемый неравенствами

$$\tau_0^2 \ll \tau_1^2 \frac{U_0 - U_d}{U_g} \ll \alpha_0^2, \quad (25)$$

при которых формула (21) справедлива и приводится к виду (20) с $g = g_N$ и $k = \frac{2}{3\alpha\beta\gamma} \sqrt{\frac{Q_{\alpha\beta}}{A}} (P_{0\infty} + g_0 P_{\alpha\beta})^{-3/2}$, а коэффициент блокирования равен g_N . Последнее утверждение, верное для базы p -типа при любом легировании, оправдано для базы n -типа только в силу малости величины $\eta \equiv \frac{U_1 - U_0}{U_0}$, где U_1 — потенциал стока, при

котором $\tilde{\varphi} = 0$ в соответствии с (21) [1,2]. В нашем случае

$$\eta = \frac{3U_g}{16U_0} \frac{\tau_0^2}{\tau_1^2} \leq \frac{3\tau_0^2}{8\alpha^2}, \quad (26)$$

поэтому $\eta \ll 1$ только при $\tau_0^2 \ll \alpha^2$. Если толщина n -базы настолько велика, что $U_d < U_{d\min}$, то при расчете g по формуле (24) в ее правую часть следует подставить значение

$$w = w_0 \equiv \frac{\pi}{4} L \frac{U_g - V_h - V_s(R_{\alpha\beta} - \chi_1 P_{\alpha\beta})}{Q_{\alpha\beta} V_L}, \quad (27)$$

которое получается из (12), (13) и (16) при $U_d = U_0$.

При сильном легировании базы, когда $\tau_0^2 \geq \alpha^2$, ситуация качественно изменяется. Область применимости зависимости типа (20) исчезает. Однако если база легирована акцепторами (т.е. $N = N_A < 0$ и $\tau_0 < 0$), то в непосредственной близости от порога, когда

$$U_0 - U_d \ll 4U_g \frac{\alpha|\tau_0|}{\tau_1^2}, \quad (28)$$

условие $\tilde{\tau}^2 \ll \alpha^2$ все же выполняется, из (23) следует

$$\tilde{\tau} = \frac{\tau_1^2}{|\tau_0|} \frac{U_0 - U_d}{4U_g} \ll |\tau_0| \quad (29)$$

и формула (21) принимает вид

$$\tilde{\varphi} = -\frac{(U_0 - U_d)^2}{V_A}, \quad (30)$$

где $V_A = 32 \frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_0} \left[\alpha\beta\gamma \frac{dy(0,0)}{d\tau} (P_{0\infty} + g_0 P_{\alpha\beta}) \right]^2$, причем область применимости (30) расширяется с ростом N_A . Если же база легирована донорами ($N = N_D > 0$ и $\tau_0 > 0$), то $\tilde{\tau}^2 > \tau_0^2 \geq \alpha^2$ и использованное при выводе (21)–(23) разложение неверно. Более того, барьер $q\tilde{\varphi} = q\varphi_0$, остающийся при $U_d = U_0$, может быть еще настолько велик, что ток электронов через него пренебрежимо мал. С другой стороны, как было отмечено в [1,2], при $U_d > U_0$ вблизи истока образуется потенциальная яма, заполняющаяся электронами, которые компенсируют заряд доноров в непосредственной близости от седловой точки. Поэтому использованное нами приближение полностью истощенной базы нарушается вблизи порога и аналитический расчет ВАХ ТЭУ с n -базой становится невозможным.

4. Скрытый затвор овальной формы

Полученные выше общие, но громоздкие формулы существенно упрощаются, если выполнены неравенства между величинами α, β, γ и 1, определяющими функцию $G(t)$. Число возможных вариантов слишком велико, чтобы все анализировать в настоящей работе. Поэтому в качестве конкретного примера применения общей теории мы рассмотрим лишь один из характерных случаев,

когда $\alpha \ll \beta$ и $\gamma \ll 1$. Пренебрегая слагаемыми порядка α^2/β^2 и γ^2 по сравнению с 1, получим для него

$$P_{\alpha\beta} = \frac{1}{\beta\gamma} \ln \frac{4\beta\gamma}{\alpha\sqrt{\gamma^2 - \beta^2}}, \quad P_{0\infty} = \frac{1}{\beta\gamma} \ln \frac{4\beta\gamma}{\alpha(\gamma + \beta)}, \quad (31)$$

$$Q_{\alpha\beta} = \operatorname{arth} \frac{\beta}{\gamma}, \quad Q_{0\infty} = \ln \frac{4}{\gamma + \beta}, \quad (32)$$

$$(R_{\alpha\beta} - \chi_1 P_{\alpha\beta}) = \Phi_{22} \left(\frac{\gamma}{\beta} \right) + 2 \frac{h}{s} \Phi_{12} \left(\frac{\gamma}{\beta} \right), \quad (33)$$

$$(R_{0\infty} - \chi_0 P_{0\infty}) = \Phi_{22} \left(\frac{\gamma}{\beta} \right) - \Phi_{20} \left(\frac{\gamma}{\beta} \right) + 2 \frac{h}{s} \left[\Phi_{12} \left(\frac{\gamma}{\beta} \right) - \Phi_{10} \left(\frac{\gamma}{\beta} \right) \right], \quad (34)$$

$$\chi_3 = \left(\frac{\gamma}{\beta} + \frac{\beta}{\gamma} \right) \Phi_{22} \left(\frac{\gamma}{\beta} \right) - 2\Phi_{24} \left(\frac{\gamma}{\beta} \right), \quad (35)$$

$$\Phi_{nm}(a) = \frac{2}{\pi} a^{m/2} \int_1^a \left[\frac{y(\beta x, 0) - h}{H - h} \right]^n \frac{x^{1-m} dx}{\sqrt{(x^2 - 1)(a^2 - x^2)}}. \quad (36)$$

Для затвора, поперечное сечение которого имеет форму овала, отображение полуплоскости $\operatorname{Im}t > 0$ на ОПЗ ячейки ТЭУ можно представить в виде

$$Z(t) = \int_0^t \left[C_1 (\lambda^2 - t^2) + C_2 \sqrt{(\beta^2 - t^2)(\gamma^2 - t^2)} \right] \frac{dt}{\sqrt{G(t)}}, \quad (37)$$

где оба корня под интегралом положительны на отрезке $|\theta| < \alpha$ действительной оси. Постоянные $C_1, C_2, \alpha, \beta, \gamma$ и λ должны быть определены из условия соответствия точек при отображении (см. разд. 2). В нашем случае получается

$$\alpha = \exp \left\{ -\frac{\pi}{2L} \left[w - \frac{s}{\mu} \ln(\operatorname{ch} \mu) \right] \right\} \left(\frac{2}{\operatorname{ch} \mu} \right)^2, \quad (38)$$

$$\beta = \exp \left\{ -\mu - \frac{\pi}{2L} \left[w_{gd} - \frac{s}{2\mu} \ln(\operatorname{ch} \mu) \right] \right\} \frac{2}{\operatorname{ch} \mu}, \quad (39)$$

$$\gamma = \beta \exp 2\mu, \quad (40)$$

$$\frac{dy(0,0)}{d\tau} = \frac{2L}{\pi\alpha}, \quad (41)$$

где $w_{gd} = (w - \frac{H+h}{2})$ — расстояние от центра затвора до стока, а параметр μ является решением уравнения

$$\operatorname{th} \mu = \sin \frac{2\pi(L-l)\mu}{4L\mu - \pi s}. \quad (42)$$

Из (38)–(40) видно, что использованные в настоящем разделе неравенства выполняются, ширина ячейки $2L$ меньше расстояний от затвора до истока h и стока

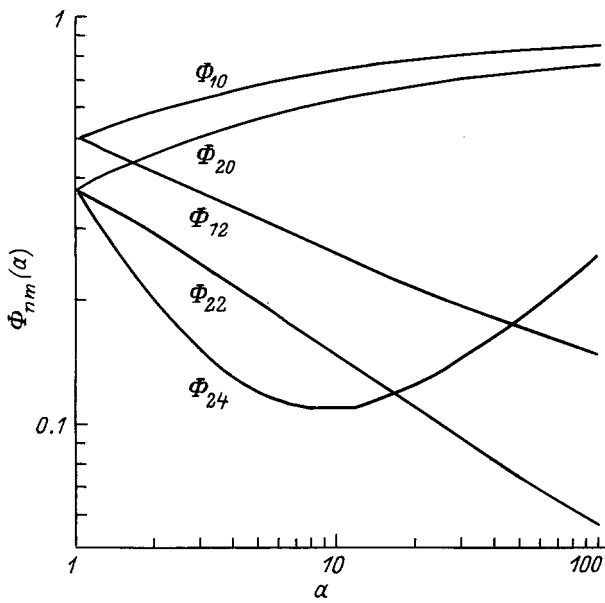


Рис. 2. Расчетные зависимости функций $\Phi_{nm}(\alpha)$ для глубокого скрытого овального затвора.

($w-H$). Граница затвора описывается параметрическими уравнениями

$$x(\theta, 0) = L - \frac{L-l}{2} \left[\arcsin \left(\frac{\gamma - \beta}{\gamma + \beta} \right) \right]^{-1} \times \left[\arcsin \frac{(\gamma^2 + \beta^2) \theta^2 - 2\beta^2 \gamma^2}{(\gamma^2 - \beta^2) \theta^2} + \arcsin \frac{\gamma^2 + \beta^2 - 2\theta^2}{\gamma^2 - \beta^2} \right], \quad (43)$$

$$y(\theta, 0) = h + s \frac{\ln \theta / \beta}{\ln \gamma / \beta}, \quad (44)$$

анализ которых показывает, что вплоть до значений $\gamma/\beta \leq 100$ этот овал отличается от эллипса с полуосями $(L-l)$ и $s/2$ не более чем на 5%. Подстановка (44) в (36) позволяет вычислить функции $\Phi_{nm}(\alpha)$ путем численного интегрирования, результаты которого приведены на рис. 2.

Используя результаты численного решения уравнения (42), приведенные на рис. 3, можно рассчитать подпороговые характеристики ТЭУ при любых соотношениях между размерами затвора, если $2L < h, (d-H)$. Чисто аналитический расчет возможен в ряде предельных случаев.

Если $s \ll \min(l, L-l)$, то затвор имеет форму тонкой горизонтальной пластины и

$$\mu = \operatorname{arth} \left(\sin \frac{\pi}{2} \frac{L-l}{L} \right). \quad (45)$$

При $(L-l) \ll \min(s, L)$ затвор имеет форму тонкой вертикальной пластины и

$$\mu = \frac{\pi}{4} \frac{s}{L}. \quad (46)$$

При $(L-l + s/2) \ll L$ периметр поперечного сечения затвора мал по сравнению с периодом ячейки ТЭУ и

$$\mu = \frac{\pi}{2} \frac{s + 2(L-l)}{2L}. \quad (47)$$

Если затвор еще и круглый, то $s = 2(L-l)$ и при $s \ll L$

$$\mu = \frac{\pi}{2} \frac{s}{L}. \quad (48)$$

Этот предельный случай рассматривался ранее при разработке теории электронных ламп; хорошо известная формула для коэффициента усиления плоского вакуумного триода с тонкой сеткой [6]

$$g_0 = \frac{\pi d_{gd}/L - \ln(\operatorname{ch} \pi s/2L)}{\ln(\operatorname{cth} \pi s/2L)} \approx \frac{\pi d_{gd}}{L \ln(2L/\pi s)} \quad (49)$$

получается в результате подстановки (48), (38)–(40) в (32) и (19).

Наконец, при $l \operatorname{ch}(\pi s/4l) \gg \max(l, L-l)$, когда $\gamma \gg \beta$, а величина μ определяется равенством

$$\mu = \frac{\pi}{4} \frac{s}{l}. \quad (50)$$

Этот предельный случай мы рассмотрим подробно, так как, во-первых, коэффициент блокирования оказывается большим (это важно для практических применений), а во-вторых, вследствие неравенства $\gamma \gg \beta$ формулы предыдущего раздела сильно упрощаются. Действительно, используя данные рис. 2, нетрудно убедиться, что при $\gamma \gg \beta$ все слагаемые в конечных формулах, содержащие множитель V_s , пренебрежимо малы, так как

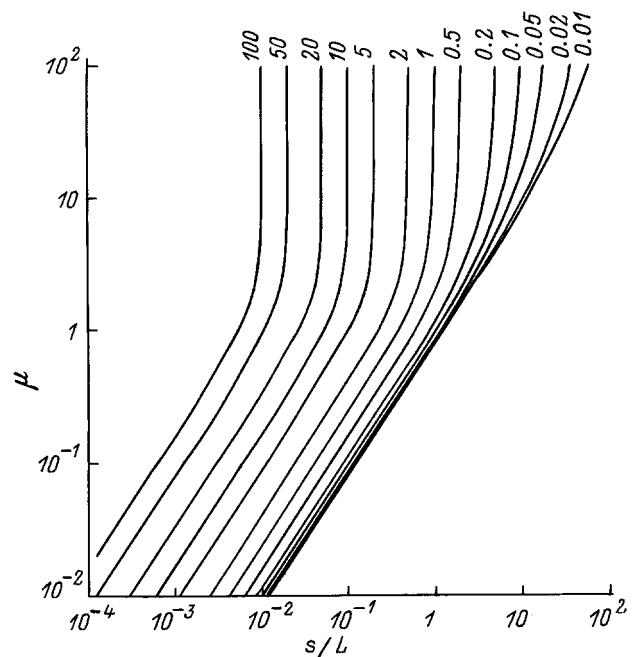


Рис. 3. Расчетные зависимости μ от отношения s/L для овального затвора. Цифры у кривых обозначают величину параметра $(L-l)/s$.

обычно $V_s < U_g$. Кроме того, из (31) следует, что $P_{0\infty} \leq P_{\alpha\beta} \ll g_0 P_{\alpha\beta}$. Учитывая это, можно показать, что

$$\varphi_0 = -\frac{4}{3} \left(\frac{2}{\pi}\right)^6 \frac{V_L^3}{(U_g - V_h)^2} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^4, \quad (51)$$

$$\frac{\tau_0}{\alpha} = \frac{8}{\pi^2} \frac{V_L}{U_g - V_h} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2, \quad (52)$$

$$\frac{\tau_0}{\tau_1} = \frac{8}{\pi^2} \frac{V_L}{\sqrt{U_g(U_g - V_h)}} \frac{\beta}{\alpha} \sqrt{g_0 \ln\left(4\frac{\beta}{\alpha}\right)}, \quad (53)$$

$$k = \frac{2\beta}{3\alpha} \frac{V_L}{\sqrt{U_g - V_h}} \left[g_0 \ln\left(4\frac{\beta}{\alpha}\right) \right]^{-3/2}, \quad (54)$$

$$V_A = \frac{2^8}{\pi^2} V_L \left[g_0 \ln\left(4\frac{\beta}{\alpha}\right) \right]^2, \quad (55)$$

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{1}{4} \exp\left(\frac{\pi h}{2L} + \frac{l}{L} \ln 2\right), \quad (56)$$

$$g_N = g_0 \left(1 - \frac{V_h}{U_g}\right) - \frac{V_w}{U_g}, \quad (57)$$

$$g_0 = \frac{\pi}{2} \frac{w - H}{L} \exp\left(\frac{\pi s}{2l}\right), \quad (58)$$

а "пороговая" толщина ОПЗ $w = \min(w_0, d)$, где

$$w_0 = \frac{\pi L}{4} \frac{U_g - V_h}{U_g} \exp\left(\frac{\pi s}{2l}\right). \quad (59)$$

Условие (25) применимости формулы (20) принимает вид

$$1 \ll \left[\frac{\alpha}{\beta} \frac{U_g - V_h}{V_l \ln(4\beta/\alpha)} \right]^2 \frac{U_0 - U_d}{U_0} \ll \left(\frac{U_g - U_h}{V_L} \right)^2 \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^4 \quad (25a)$$

и может быть выполнено только если

$$V_L^2 \ll (U_g - V_h)^2 \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^4. \quad (60)$$

Это же неравенство необходимо для того, чтобы было $\eta \ll 1$ и коэффициент блокирования ТЭУ с n -базой определялся формулой (57). Наличие малого множителя $(\alpha/\beta)^4$ в правой части (60) отличает это условие от аналогичного условия для случая соприкасающихся затвора и истока [2] и приводит к тому, что аналитический расчет подпороговой ВАХ и g возможен только при очень слабом легировании n -базы ТЭУ с глубоким скрытым затвором. С другой стороны, существенно расширяется область применимости квадратичного закона (30) для ТЭУ с p -базой: этот закон должен наблюдаться при условии

$$\frac{U_0 - U_d}{U_0} \ll \frac{32}{\pi^2} \frac{g_0 V_L}{U_0} \ln\left(4\frac{\beta}{\alpha}\right) \leq \frac{16}{\pi} \frac{V_L}{U_g - V_h} \frac{h}{L}, \quad (28a)$$

которое выполняется тем легче, чем глубже погружен затвор и сильнее легирование.

5. Заключение

Итак, использованные нами методы теории функций комплексных переменных позволили впервые решить задачу о подпороговых ВАХ ТЭУ в квадратурах для затворов произвольной формы. Во всех случаях показатель экспоненты в формуле

$$J_s = qN_s D_n \xi \exp\left(-\frac{|q\tilde{\varphi}|}{kT}\right)$$

для плотности тока стока нелинейно зависит от потенциалов электродов вследствие того, что седловая точка барьера приближается к истоку с ростом отношения U_d/U_g . В непосредственной близости от порога должны наблюдаться либо "закон трех вторых" (20), если база ТЭУ достаточно слабо легирована, либо квадратичный закон (30), если база легирована сильно, а типы проводимости базы и затвора совпадают. Все параметры подпороговых ВАХ, в том числе и коэффициент блокирования, могут быть рассчитаны, коль скоро известно конформное отображение верхней полуплоскости на поперечное сечение ОПЗ элементарной ячейки ТЭУ. Эти результаты являются абсолютно строгими в той мере, в которой:

— применимо приближение полностью истощенной ОПЗ,

— можно пренебречь проникновением ОПЗ в исток и затвор,

— в зазоре исток–затвор выполняется граничное условие (5), т.е. нормальное поле $E_{\perp} = 0$.

Последнее из этих допущений, строго говоря, оправдано только для рассмотренного выше ТЭУ со скрытым затвором. Однако все результаты в той же мере применимы в случае соприкасающихся затвора и истока (т.е. при $\alpha = \beta$), поскольку условия на "отсутствующем" участке границы вообще не влияют на распределение потенциала. Поэтому в пределе $\alpha \rightarrow \beta$ все формулы настоящей работы должны совпадать с соответствующими результатами из [2], что и подтверждается в результате не сложных, но весьма громоздких преобразований. Во всех остальных случаях необходимо решить краевую задачу и внутри ОПЗ, и над поверхностью ТЭУ с априори неизвестными значениями E_{\perp} на границе раздела. Это можно сделать, например, методом, аналогичным использованному нами в настоящей работе. Зависимости $E_{\perp}(\theta)$ в интервале $\alpha < \theta < \beta$ придется определять путем решения сингулярного интегрального уравнения, вытекающего из обычных условий на границе раздела диэлектриков. Результаты выполнения этой очень сложной программы могут сильно отличаться от изложенных выше в количественном отношении. Ясно однако, что характер потенциального рельефа в ОПЗ и его эволюция при изменении напряжений на электродах не могут измениться. Поэтому в качественном отношении все результаты настоящей работы имеют совершенно общий характер.

Автор благодарен Т.Т. Мнацаканову и С.Н. Юркову за обсуждение настоящей работы.

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] А.С. Кюрегян. ФТП, **32**, 497 (1998).
- [3] М.А. Лаврентьев, Б.В. Шабат. *Методы теории функций комплексного переменного* (М., Наука, 1987).
- [4] V.J. Baliga. *Modern power devices* (Singapore, 1987) p. 132.
- [5] А.В. Горбатюк, И.В. Грехов. ФТП, **15**, 1353 (1981).
- [6] K.R. Spangenberg. *Vacuum tube* (McGraw-Hill Book Co., N.Y., 1949) p. 134.

Редактор Т.А. Полянская

Subthreshold characteristics of static indication transistors and thyristors. III. Buried gate

A.S. Kyuregyan

All-Russian Electrical Engineering Institute,
111250 Moscow, Russia

Abstract A rigorous analytical theory of a blocking state of static induction thyristors and transistors (SIT) with buried gate of arbitrary shape is developed. The problems considering potential distribution in base-layer, barrier's height for electrons and current-voltage characteristic in subthreshold regime are solved in quadratures using the conformal mapping method. It is shown, that a subthreshold current j_d of SIT with intrinsic and lightly doped base-layer depends on the values of a gate potential U_g and drain potential U_d as $\ln j_d \propto -U_g(g - U_d/U_g)^{3/2}$ both for n - and p -type base-layer, where g is the blocking factor. In the case of highly doped p -type base-layer one gets $\ln j_d \propto -(gU_g - U_d)^2$, whereas analytical solution for a SIT with highly doped n -type base-layer can not be derived. As an example a structure with deep quasielliptic buried gate (appropriate to configurations of real devices) is considered in detail. In limiting cases simple formulas for g and current-voltage characteristic's parameters depending on geometrical parameters of SIT, base-layer doping level, and U_g are obtained.