

# Подпороговые характеристики транзисторов и тиристоров с электростатическим управлением.

## I. Мелкий планарный затвор

© А.С. Кюрегян, С.Н. Юрков

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

(Получена 20 февраля 1997 г. Принята к печати 15 апреля 1997 г.)

В рамках модели полностью истощенной базы построена строгая аналитическая теория блокирующего состояния тиристоров и транзисторов с электростатическим управлением и мелким планарным затвором произвольной ширины. Получены формулы для зависимостей подпороговых токов и коэффициента блокирования  $g$  от потенциалов электродов и параметров прибора: ширины истока и затвора, толщины и легирования базы. Показано, что достаточно сильное легирование не только влияет на параметры вольт-амперной характеристики и величину  $g$ , но и качественно изменяет вид вольт-амперной характеристики вблизи порога.

### 1. Введение

Транзисторы и тиристоры с электростатическим управлением (ТЭУ) являются наиболее перспективными приборами для коммутации больших мощностей в диапазоне частот 10 кГц–1 МГц [1]. На качественном уровне принципы их работы описаны достаточно подробно в работе [2], но аналитическая теория, необходимая для ясного понимания физики приборов и расчета их параметров, до сих пор находится в зачаточном состоянии. Это относится и к теории блокирующего состояния ТЭУ, которое полностью описывается зависимостями токов стока  $I_d$ , затвора  $I_g$  и истока  $I_s$  от потенциалов стока  $U_d$  и затвора  $U_g$ . Простой анализ баланса токов в ТЭУ показывает, что величины  $I_d$ ,  $I_g$  и  $I_s$  связаны соотношениями

$$\begin{cases} I_d = I_g + I_s, \\ I_g = S j_{dg} + 2\Lambda J_{sg}^S + I_{dg}^S, \\ I_s = \Lambda J_s - 2\Lambda J_{sg}^S, \end{cases} \quad (1)$$

где  $S$  — площадь прибора,  $\Lambda$  — общая длина истока. Ток поверхностной утечки сток–затвор  $I_{dg}^S$  и линейная плотность тока утечки исток–затвор  $J_{sg}^S$  зависят главным образом от качества обработки и защиты свободной от электродов поверхности прибора, поэтому их анализ не входит в нашу задачу. Плотность тока  $j_{dg}$  определяется термогенерацией в области пространственного заряда (ОПЗ), а в тиристорах еще и инжекцией дырок из стока

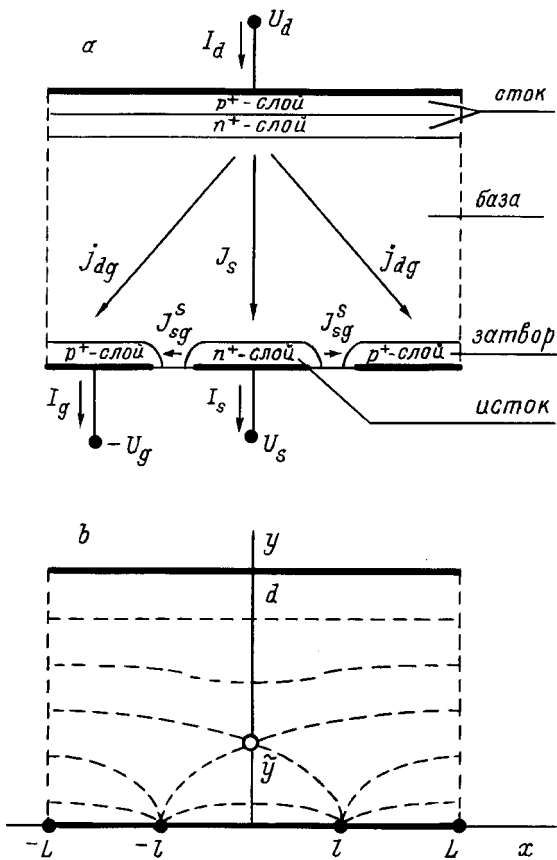
$$j_{dg} = \frac{j_T \bar{M}_T + (\bar{M}_n + \beta_p \bar{M}_p - 1) \Lambda J_s / S}{1 - \beta_p \bar{M}_p}, \quad (2)$$

где  $j_T$  — плотность тока термогенерации в ОПЗ,  $\beta_p$  — коэффициент усиления тока составного транзистора. Очевидно,  $\beta_p = 0$ , если рассматриваемый ТЭУ — транзистор. Усредненные по площади прибора коэффициенты лавинного умножения  $\bar{M}_n$ ,  $\bar{M}_p$  и  $\bar{M}_T$ , введенные в (2) для полноты картины, следует вычислять в рамках

неразрешимой аналитическими методами неоднородной задачи. Однако это обычно не требуется, так как блокирующая способность большинства ТЭУ определяется не ударной ионизацией в ОПЗ, а законом возрастания плотности тока инжекции электронов  $J_s$  через барьер в седловой точке двумерного потенциального рельефа  $\varphi(x, y)$ , образующегося за счет взаимодействия полей затвора, стока и объемного заряда примесей [1,2]. Как было строго показано в работе [3], в диффузионном приближении

$$J_s = q N_s D_n \xi \exp\left(-\frac{|q\tilde{\varphi}|}{kT}\right), \quad (3)$$

где  $q$  — заряд электрона,  $N_s$  — концентрация электронов на границе истока с ОПЗ,  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура. Остальные две величины, входящие в (3), полностью описывают барьер вблизи седловой точки:  $|q\tilde{\varphi}|$  — его минимальная высота, а  $\xi = \left(-\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} / \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}\right)^{1/2}$  — относительная "крутизна" в направлениях  $y$  (вдоль канала) и  $x$  (поперек канала). Таким образом, для определения подпороговых характеристик ТЭУ достаточно (с учетом сделанных выше оговорок) найти зависимости этих двух величин от  $U_d$ ,  $U_g$  и параметров прибора. Это в свою очередь требует знания функции  $\varphi(x, y)$ , для вычисления которой аналитическими методами было потрачено немало усилий. Однако авторы почти всех известных нам работ либо использовали "оригинальные" приближенные методы, погрешность которых невозможно оценить [4–8], либо, декларируя создание аналитической теории, на самом деле решали задачу приближенными численными методами [9,10]. Единственным известным нам исключением является работа [11], авторы которой получили математически корректное решение  $\varphi(x, y)$  для простейшей модели ТЭУ с мелкими, близко расположенными планарными затвором и истоком одинаковой ширины, но использовали его только для вычисления коэффициента блокирования. Одна из ячеек такого прибора изображена на рис. 1.



**Рис. 1.** Тиристор с электростатическим управлением: *a* — схематическое изображение поперечного сечения тиристора с мелкими планарными затвором и истоком; в транзисторе  $p^+$ -слой у стока отсутствует. *b* — модель ячейки тиристора с плоскими соприкасающимися истоком и затвором, принятая для расчета распределения потенциала; пунктиром изображены эквипотенциальные линии.

В настоящей работе результаты [11] обобщены на случай произвольного соотношения между ширинами затвора и истока, а также рассчитаны параметры, входящие в соотношение (3) с учетом легирования базы, роль которого проанализирована более точно, чем в [11].

## 2. Распределение потенциала

При расчете распределения потенциала  $\varphi(x, y)$  в ОПЗ мы, вслед за авторами работы [11], будем использовать два основных допущения.

1. Учитывая, что в блокирующем состоянии плотность тока мала, будем, как это обычно делается [2–11], пренебрегать объемным зарядом электронов и дырок в ОПЗ. Это допущение можно даже считать верным по определению подпорогового режима работы.

2. Расстояние  $\delta$  между  $n^+$ -истоком и  $p^+$ -затвором и их толщины будем считать достаточно малыми, а легирование — большим, чтобы их можно было считать плоскими эквипотенциальными соприкасающимися

электродами (см. рис. 1, *b*). Так как для нашей задачи необходимо знать  $\varphi(x, y)$  только в узкой полосе вдоль оси канала, величиной  $\delta$  можно пренебречь, если она много меньше ширины истока  $2l$  и затвора  $2(L - l)$ .

Для этой модели  $\varphi(x, y)$  является решением уравнения Пуассона

$$\Delta\varphi(x, y) = -\frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0}N(y) \quad (4)$$

в полосе с трансляционно симметричными граничными условиями

$$\varphi(x, 0) = \begin{cases} 0 & \text{при } 2mL - l < x < 2mL + l, \\ -U_g & \text{при } 2mL + l < x < 2(m + 1)L - l, \end{cases} \quad (5)$$

$$\varphi(x, w) = U_d, \quad (6)$$

где  $\varepsilon\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $N(y)$  — суммарная концентрация доноров и акцепторов в ОПЗ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ,  $w$  — толщина ОПЗ.

При больших потенциалах стока, когда ОПЗ заполняет всю базу толщиной  $d$  и ограничивается со стороны стока сильно легированным  $n^+$ -слоем, справедливо равенство  $w = d$ . В противном случае (при  $w < d$ ) для определения положения границы ОПЗ следует, как известно, воспользоваться дополнительным условием

$$\text{grad}\varphi(x, y)|_{y=w} = 0, \quad (7)$$

причем, строго говоря,  $w = w(x)$  вследствие неоднородности задачи. Если  $w = d$ , то  $\varphi(x, y)$  можно представить в виде

$$\varphi(x, y) = \varphi_N(y) + \varphi_0(x, y), \quad (8)$$

где  $\varphi_N(y)$  — решение одномерного уравнения Пуассона (4) с нулевыми граничными условиями, а  $\varphi_0(x, y)$  — решение классической задачи Дирихле для полосы [12] с граничными условиями (5), (6). Можно показать, что учет возможной зависимости  $N(y)$  качественно не изменяет решения по сравнению с типичным случаем  $N = \text{const}$ . Поэтому мы ограничимся здесь изложением результатов для ТЭУ с однородно легированной базой, для которых

$$\varphi_N(y) = V_d \frac{y}{d} \left(1 - \frac{y}{d}\right), \quad (9)$$

где  $V_d = qNd^2/2\varepsilon\varepsilon_0$ . Потенциал  $\varphi_0(x, y)$  можно получить, например, с использованием интеграла Шварца для полосы [12], который в нашем случае приводится с учетом (6) к виду

$$\varphi_0(x, y) = U_d \frac{y}{d} + \frac{\sin(\pi y/d)}{2d} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi(x', 0) dx'}{\text{ch}[\pi(x - x')/d] - \cos(\pi y/d)} \quad (10)$$

Простая подстановка (5) в (10) приводит к выражению для  $\varphi_0(x, y)$  в виде медленно сходящегося ряда.

Более удобно воспользоваться разложением  $\varphi(x, 0)$  в ряд Фурье, подстановка которого в (10) дает после интегрирования и объединения с (9)

$$\varphi(x, y) = U_g \left[ M \frac{y}{d} - 1 + \frac{l}{L} + G_\varphi \left( \frac{l}{L}, \frac{d}{L}, \frac{x}{L}, \frac{y}{d} \right) \right] - V_d \frac{y^2}{d^2}, \quad (11)$$

где  $M = \frac{U_d + V_d + U_g}{U_g} - \frac{l}{L}$ ,

$$G_\varphi(\nu, \eta, z, t) = \frac{2}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\text{sh}[\pi m \eta (1-t)]}{m \text{sh}(\pi m \eta)} \times \sin(\pi m \nu) \cos(\pi m z). \quad (12)$$

Напряженность поля  $E_y$  вдоль оси  $y$  получается из (11) дифференцированием

$$E_y(x, y) = \frac{U_g}{d} \left[ -M + G_E \left( \frac{l}{L}, \frac{d}{L}, \frac{x}{L}, \frac{y}{d} \right) \right] + 2V_d \frac{y}{d^2}, \quad (13)$$

$$G_E(\nu, \eta, z, t) = 2\eta \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\text{ch}[\pi m \eta (1-t)]}{\text{sh}(\pi m \eta)} \times \sin(\pi m \nu) \cos(\pi m z). \quad (14)$$

Как и следовало ожидать, напряженность поля в плоскости  $y = d$  минимальна на оси канала, поэтому наименьшее значение потенциала стока  $V_{d \min}$ , при котором  $w = d$  и полученные выше формулы еще справедливы, определяется равенством  $E_y(0, d) = 0$ , откуда

$$V_{d \min} = V_d + U_g \left[ \frac{l}{L} - 1 + G_E \left( \frac{l}{L}, \frac{d}{L}, 0, 1 \right) \right]. \quad (15)$$

Однако даже при  $U_d < V_{d \min}$  нет необходимости учитывать "неоднородность" дополнительного граничного условия (7). Действительно,  $E_y(0, d)$  зависит от  $x$  только из-за наличия слагаемого  $G_E \left( \frac{l}{L}, \frac{d}{L}, \frac{x}{L}, 1 \right)$ , которое, как видно из (14), экспоненциально мало при  $d \geq 2L$ . Это неравенство выполняется во всех практически интересных случаях, поэтому с точностью порядка  $4 \frac{d}{L} \exp(-\pi \frac{d}{L})$  границу ОПЗ можно считать плоской также и при  $U_d < V_{d \min}$ , а величину  $w$  находить из уравнения  $E_y(0, w) = 0$ , эквивалентного условию (7), с такой же точностью — после замены всех  $d$  на  $w$  в выражении для  $E_y$ . Таким образом, пренебрегая в (13) слагаемым  $G_E$ , получим

$$V_d = U_d + U_g(1 - l/L), \quad (16)$$

откуда (с учетом того, что теперь  $V_d = qN_D w^2 / 2\epsilon\epsilon_0$ ) следует, что

$$w = \left\{ \frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_D} \left[ U_d + U_g \left( 1 - \frac{l}{L} \right) \right] \right\}^{1/2}. \quad (17)$$

При этом величину  $G_E$  можно считать малой, а границу ОПЗ — плоской, если  $w \geq 2L$ , или

$$U_d \geq V_{w \min} \equiv 4V_L - U_g \left( 1 - \frac{l}{L} \right), \quad (18)$$

где  $V_L = qNL^2 / 2\epsilon\epsilon_0$ .

Оценки показывают, что при  $U_d = V_{w \min}$  величина  $|G_E \left( \frac{l}{L}, \frac{d}{L}, \frac{x}{L}, 1 \right)| \leq 0.02$ , а отклонение реальной границы ОПЗ от плоскости  $y = w$  порядка  $0.02w$ . Далее мы будем для единообразия считать, что толщина ОПЗ равна  $d$ , но во всех формулах следует заменить  $d$  на  $w$  из (17), если  $V_{w \min} < U_d < V_{d \min}$ .

Мы использовали в (16)–(18) символ  $N_D$  вместо  $N$ , чтобы подчеркнуть: все сказанное выше относительно случая  $w < d$  имеет смысл только для приборов, база которых легирована донорами (т.е.  $N = N_D > 0$ ) и ОПЗ примыкает к истоку. Если база легирована акцепторами (о таком варианте конструкции тиристора см., например, [11]), то к нашей задаче имеет отношение только случай  $w = d$ , ибо в таких приборах "основная" ОПЗ примыкает к центральному  $p$ - $n$ -переходу и при  $w < d$  исток и затвор находятся за ее пределами [11].

### 3. Параметры седловой точки

Параметры седловой точки, расположенной на оси канала вблизи истока, проще найти после преобразования (12) и (14) к виду<sup>1</sup>

$$G_\varphi(\nu, \eta, 0, t) = \frac{2}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \arctg \left[ \frac{\sin \pi \nu}{\exp(\pi |2m + t| \eta) - \cos \pi \nu} \right] \times \text{sgn} \left( m + \frac{1}{2} \right), \quad (19)$$

$$G_E(\nu, \eta, 0, t) = \eta \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\sin \pi \nu}{\text{ch}[\pi(2m + t)\eta] - \cos \pi \nu}, \quad (20)$$

который позволяет при  $\eta \geq 2$  ограничиться учетом членов ряда с  $m = 0$ . Подставляя их в (11), (13), получим следующие формулы для  $\varphi(0, y)$  и  $E_y(0, y)$ , верные с точностью порядка  $2 \exp(-2\pi d/L)$ :

$$\varphi(0, y) = U_g \left\{ M \frac{y}{L} - \frac{2}{\pi} \arctg \left[ M_0 \text{th} \left( \frac{\pi y}{2L} \right) \right] \right\} - V_d \frac{y^2}{d^2}, \quad (21)$$

$$E_y(0, y) = \frac{U_g}{L} \times \left[ \frac{\sin(\pi l/L)}{\text{ch}(\pi y/L) - \cos(\pi l/L)} - M \right] + 2V_d \frac{y}{d^2} \quad (22)$$

где  $M_0 = \text{ctg} \left( \frac{\pi l}{2L} \right)$ . Координата седловой точки  $\tilde{y}$  является корнем уравнения  $E_y(0, y) = 0$ . Если в (21), (22)

<sup>1</sup> Для этого нужно разложить  $\text{cosech}(\pi m \eta)$  в (12), (14) в ряд больших аргументов, поменять порядок суммирования и воспользоваться известными [13] формулами для сумм рядов с экспонентой и тригонометрическими функциями.

пренебречь последними слагаемыми, то

$$\tilde{y} = \frac{2}{\pi} L \operatorname{arth} \sqrt{\frac{1 - M/M_0}{1 + MM_0}}, \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi} = \varphi(0, \tilde{y}) = \frac{2}{\pi} U_g \left[ M \operatorname{arth} \sqrt{\frac{1 - M/M_0}{1 + MM_0}} \right. \\ \left. - \operatorname{arctg} \left( M_0 \sqrt{\frac{1 - M/M_0}{1 + MM_0}} \right) \right]. \quad (24) \end{aligned}$$

При  $N = 0$  эти формулы верны (с оговорками, изложенными в начале разд. 2) вплоть до исчезновения барьера при  $M = M_0$ . Вблизи порога, когда

$$\sqrt{1 - \frac{M}{M_0}} \ll \sqrt{1 + M_0^{-2}}, \quad (25)$$

формулу (24) можно упростить, разложив арктангенсы в ряд по малому аргументу:

$$\tilde{\varphi} = -\frac{4U_g}{3\pi} \frac{M_0}{\sqrt{M_0^2 + 1}} \left(1 - \frac{M}{M_0}\right)^{3/2}. \quad (26)$$

Если  $N \neq 0$ , то как нетрудно убедиться, пренебрежение последними слагаемыми в (21) и (22) оправдано только при

$$M_0 \sqrt{M_0^2 + 1} \left(1 - \frac{M}{M_0}\right) \gg \frac{|V_L|}{U_g}. \quad (27)$$

Теперь для того чтобы существовала область применимости (26), необходимо одновременное выполнение неравенств (25) и (27), а значит, должно быть

$$U_g (M_0^2 + 1) \gg |V_L|. \quad (28)$$

При достаточно малых  $M - M_0$  неравенство (27), конечно, нарушается, но зато величина  $\tilde{y}$  становится настолько малой, что правую часть в (21) можно разложить в ряд по малому параметру  $yM_0/d$  и получить распределение потенциала вблизи истока в виде

$$\varphi(0, y) = V_L \frac{y}{L} \left[ \frac{2}{3} \frac{y^2}{y_0 L} - \frac{y}{L} + (M - M_0) \frac{U_g}{V_L} \right], \quad (29)$$

где  $y_0 = \frac{8}{\pi^2} \frac{V_L}{U_g} \frac{L}{M_0(M_0^2 + 1)}$ . Координата седловой точки определяется теперь уравнением

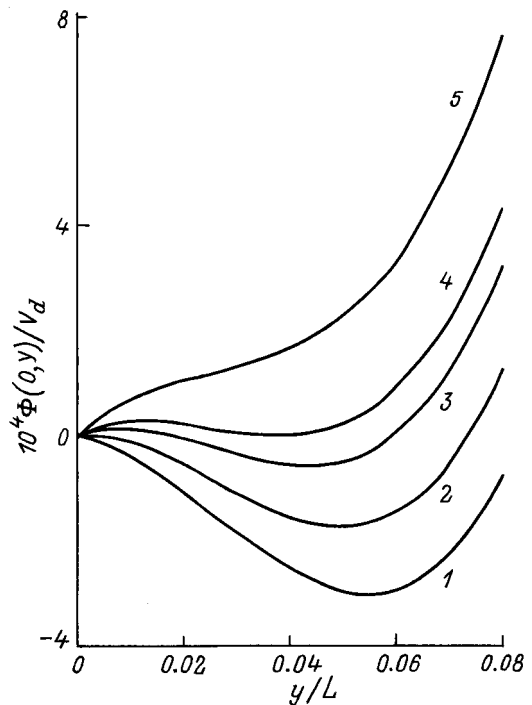
$$\tilde{y}^2 - \tilde{y}y_0 + y_0 L \frac{U_g}{V_L} \frac{(M - M_0)}{2} = 0, \quad (30)$$

подстановка которого в (29) дает

$$\tilde{\varphi} = -V_L \frac{\tilde{y}^2}{L^2} \left( \frac{4}{3} \frac{\tilde{y}}{y_0} - 1 \right). \quad (31)$$

При  $M < M_0$  уравнение (30) имеет только один положительный корень, равный

$$\tilde{y} = \frac{1}{2} \left[ y_0 + \sqrt{y_0^2 + 2y_0 L \frac{U_g}{V_L} (M_0 - M)} \right]. \quad (32)$$



**Рис. 2.** Распределение потенциала вдоль оси канала тиристора с электростатическим управлением — с базой, легированной донорами, при  $d = 2L$ ,  $L = 2l$ ,  $U_g = 2U_d$  и значениях потенциала стока  $U_d/U_0$ : 1 — 0.9987, 2 — 1.0000, 3 — 1.0012, 4 — 1.0017, 5 — 1.0025.

Можно показать, что использованное при выводе формул (29)–(32) разложение оправдано вблизи порога, если выполнено неравенство (28). Поэтому обе зависимости (26) и (31) реализуются только при достаточно больших напряжениях на затворе, причем (26) переходит в (31) с ростом  $U_d$ .

Как видно из (31), (32),  $\tilde{y}$  и  $\tilde{\varphi}$  одновременно стремятся к нулю при  $M \rightarrow M_0$ , только когда  $y_0 \propto N \ll 0$ . Если же  $N > 0$ , то при  $M \rightarrow M_0$  барьер не исчезает, так как  $\tilde{y} \rightarrow y_0$  и потенциал в седловой точке стремится к  $\tilde{\varphi}_0 = -V_d y_0^2 / 3d^2$  (рис. 2, кривая 2). Вторым корнем уравнения (32) при  $M > M_0$  становится положительным, и на кривой  $\varphi(0, y)$  появляется локальный максимум. Это означает, что в области между истоком и седловой точкой возникает потенциальная яма (рис. 2, кривая 3), которой должна заполняться электронами из истока до тех пор, пока положительный заряд доноров не будет полностью скомпенсирован, а положение границы ОПЗ изменится в непосредственной близости от седловой точки. Поэтому при  $M > M_0$  наша исходная модель становится непригодной, даже если барьер  $|q\tilde{\varphi}_0|$  еще велик и объемным зарядом электронов, инжектируемых в ОПЗ, можно пренебречь.

Параметр  $\xi$  в приборах с нелегированной базой равен 1 вследствие того, что  $\varphi_N = 0$ , а  $\varphi_0$  — гармоническая

функция [3]. Если  $N \neq 0$ , то

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} = -\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial y^2} \quad \text{и} \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial y^2} = -2\frac{V_d}{d^2},$$

поэтому

$$\xi = \sqrt{1 - 2\frac{V_L}{L^2} \left[ \frac{\partial^2 \varphi_0(0, \bar{y})}{\partial y^2} \right]^{-1}}. \quad (33)$$

Вдали от порога, когда выполнено неравенство (27), второе слагаемое в (33) мало и по-прежнему  $\xi = 1$ . В противном случае можно применить разложение  $\varphi_0(0, y)$ , которое использовалось при выводе (29), что дает

$$\xi = \sqrt{1 - \frac{y_0}{2\bar{y}}}. \quad (34)$$

Таким образом, в области применимости нашей модели (т. е. при  $M < M_0$ ) параметр  $\xi$  изменяется от 1 при малых  $M$  до  $1/\sqrt{2}$  при  $M = M_0$ .

#### 4. Коэффициент блокирования

Коэффициент блокирования  $g$ , равный отношению пороговых напряжений истока  $U_{d0}$  и затвора  $U_{g0}$ , является одним из основных параметров ТЭУ [2], однако до сих пор нет общепринятого определения величин  $U_{d0}$  и  $U_{g0}$ . В инженерной практике обычно используется условие равенства тока истока какой-нибудь заданной небольшой величине  $I_t$

$$I_d(U_{d0}, U_{g0}) = I_t.$$

Применительно к ТЭУ оно практически эквивалентно (см. (1)–(3)) равенству  $|\tilde{\varphi}(U_{d0}, U_{g0})| = \tilde{\varphi}_t$ , которое использовалось рядом авторов, но при различных значениях "порогового" потенциала  $\varphi_t$  в диапазоне от нуля [11] до 0.8 В [14]. Между тем, вследствие резкой зависимости  $I_d(U_d, U_g)$  в подпороговой области, все эти определения должны давать значения пороговых напряжений, совпадающие с достаточной для практических целей точностью. Поэтому в рамках модели полностью истощенной ОПЗ мы считаем целесообразным использовать самое простое и физически ясное условие достижения порога

$$\tilde{\varphi}(U_{d0}, U_{g0}) = 0. \quad (35)$$

Если  $N \leq 0$ , то, как следует из результатов предыдущего раздела, соотношение (35) выполняется одновременно с равенством  $\bar{y} = 0$ , а значит, и  $E_y(0, 0) = 0$ . Это позволяет определить величину  $g$  для приборов с нелегированной и легированной акцепторами базой произвольной толщины. Действительно, в таких приборах всегда  $w = d$ , поэтому, полагая в (13)  $x = y = 0$  и

$E_y = 0$ , получим

$$g = g_0 - \frac{V_d}{U_g}, \quad (36)$$

где коэффициент блокирования ТЭУ с нелегированной базой

$$g_0 = G_E \left( \frac{l}{L}, \frac{d}{L}, 0, 0 \right) - 1 + \frac{l}{L} \approx \frac{d}{L} \operatorname{ctg} \left( \frac{\pi l}{2L} \right) - 1 + \frac{l}{L}. \quad (37)$$

Последнее равенство в (37) выполняется с высокой точностью при  $d \geq L$ .

При  $N = N_D > 0$  наша модель ТЭУ становится непригодной до исчезновения барьера, поэтому воспользоваться условием достижения порога (35), строго говоря, невозможно. Однако для вычисления  $g$  это не имеет практического значения по следующим причинам. Во-первых, различие между напряжениями истока  $U_d = U_0$  (при котором  $M = M_0$ ) и  $U_d = U_1 = U_0 + 3V_d y_0 / 8d$  (при котором барьер исчезает в соответствии с (31), (32)), равно

$$\frac{U_1 - U_0}{U_0} = \frac{3V_d y_0}{8U_0 d} \leq \frac{3y_0}{8d} \ll \frac{L}{dM_0},$$

очень мало (см. кривую 4 на рис. 2), особенно для ТЭУ с большим коэффициентом блокирования  $g \approx M_0 d / L \gg 1$ . Во-вторых, описанный в разд. 3 эффект нейтрализации доноров в прикатодной области, очевидно, должен приводить к уменьшению барьера более быстрому, чем это следует из (31), (32). Таким образом, во всех практически интересных случаях можно считать условия наступления порога (35) и  $E_y(0, 0) = 0$  эквивалентными с высокой точностью и для вычисления коэффициента блокирования пользоваться формулой (36).

Из (36) следует, что легирование базы приводит к зависимости коэффициента блокирования не только от параметров прибора, но и от напряжения на затворе. Эта зависимость изменяется при  $U_d < V_{d \min}$ : заменяя в (36)  $d$  на  $w$  с учетом (17), получим

$$g = \frac{U_g}{4V_L} \operatorname{ctg}^2 \left( \frac{\pi l}{2L} \right) - 1 + \frac{l}{L}. \quad (38)$$

Легирование базы донорами уменьшает  $g$ , а акцепторами — увеличивает; этот эффект был отмечен и объяснен в работе [11]. В частном случае  $L = 2l$  формулы (36)–(38) совпадают с результатами этой работы для случая однородно легированной базы.

Авторы благодарны А.В. Горбатуку и Т.Т. Мнацканову 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] J.I. Nishizava. Power conv. and intel. motion., **13**, 15 (1987).
- [2] B.J. Baliga. *Modern power devices* (Singapore, 1987) p. 132.
- [3] А.В. Горбатюк, А.С. Кюрегян. Микроэлектроника, **20**, 254 (1991).
- [4] T. Ohmi. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-27**, 536 (1980).
- [5] R.K. Gupta. J. Appl. Phys., **53**, 1754 (1982).
- [6] K.C. Kun. IEE Proc., pt. 1, **131**, 87 (1984).
- [7] C. Bulucea, A. Rusu. Sol. St. Electron., **30**, 1227 (1987).
- [8] В.А. Макаров, С.М. Агафонов, Ю.Н. Максименко, М.Б. Пальнихин, О.И. Бономорский. Матер. и элементы электрон. техники и электротехники, № 15, 131 (1987).
- [9] A. Timotin, C. Zaharescu. Rev. Roum. Sci. Techn., Ser. electrotechn. et. energ., **33**, 3 (1988).
- [10] A.G.M. Strollo, P. Spirito. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-38**, 1943 (1991).
- [11] А.В. Горбатюк, И.В. Грехов. ФТП, **15**, 1353 (1981).
- [12] М.А. Лаврентьев, Б.В. Шабат. *Методы теории функций комплексного переменного* (М., Наука, 1987).
- [13] А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Марычев. *Интегралы и ряды* (М., Наука, 1981) с. 739.
- [14] M.S. Adler, B.J. Baliga. Sol. St. Electron., **23**, 735 (1980).

Редактор Т.А. Полянская

## Subthreshold characteristics of static induction transistors and thyristors.

### I. Shallow planar gate

A.S. Kyuregyan, S.N. Yurkov

All-Russian Electrical Engineering Institute,  
111250 Moscow, Russia

**Abstract** A rigorous analytical theory of blocking capability of static induction transistor and thyristor with shallow planar gate is presented. The theory is based on the assumption that the base layer of the structure is completely exhausted. Formulae describing dependencies of the subthreshold current and blocking coefficient on gate potential and parameters of the structure (i.e. width of the source and the gate, width and doping level of the base layer) have been obtained. It is shown that high doping changes not only the parameters of current–voltage characteristics and blocking coefficient but also leads to qualitative changes in the current–voltage characteristics near the threshold.

Fax: (095)362 5617

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