

А. Д. АНДРЕЕВ, А. А. ВАЛИЕВ, О. Г. ЖЕВНЯК,  
С. Г. МУЛЯРЧИК, И. М. ШЕВКУН

## АПРОКСИМАЦИЯ НАЧАЛЬНОГО УЧАСТКА ВАХ ВЫСОКОЛЕГИРОВАННОГО $N$ -КАНАЛЬНОГО МОП-ТРАНЗИСТОРА

В МОП-транзисторах с коротким каналом и высоким уровнем легирования подложки ток стока насыщается при напряжениях на стоке меньших или сравнимых по величине со значением удвоенного потенциала в нейтральном объеме кремния [1]. При этом проводящий канал остается не перекрытым на длине от истока до стока или не подавляется полностью инверсионный заряд вблизи стокового перехода. Это позволяет упростить уравнение для расчета тока стока [1, 2]

$$I_D = \alpha C_0 \frac{W}{L_{ch}} (V_G - V_T) V_D + \frac{Q_{AS}}{C_0} V_D \frac{V_D^2}{2} - \frac{2}{3} \frac{Q_{AD}}{C_0} (2\phi_f + V_B + V_D) - \frac{Q_{AS}}{C_0} (2\phi_f + V_B) \quad (1)$$

где  $\mu$  – подвижность электронов, которая предполагается постоянной в канале,  $C_0$  – удельная емкость подзатворного окисла,  $W$  и  $L_{ch}$  – ширина и длина канала, соответственно,  $V_G$ ,  $V_T = V_{FB} + 2\phi_f + \frac{Q_{AS}}{C_0}$ ,  $V_D$  – напряжение затвора, пороговое и стока, соответственно,  $V_{FB}$  – напряжение плоских зон, которое не зависит от величины  $V_D$ ,  $\phi_f = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_A}{n_i}$  – потенциал в нейтральном объеме подложки транзистора,  $Q_{AD} = \sqrt{2e\epsilon_0\epsilon_{Si}N_A(2\phi_f + V_B + V_D)}$  и  $Q_{AS} = \sqrt{2e\epsilon_0\epsilon_{Si}N_A(2\phi_f + V_B)}$  – поверхностная плотность заряда ионизированных акцепторов на  $n^+p$  переходе стока и истока, соответственно,  $N_A$  и  $n_i$  – концентрация акцепторов в подложке и собственная концентрация в кремнии,  $V_B$  – напряжение на подложке,  $\epsilon_{Si}$  – диэлектрическая постоянная кремния.

При низких напряжениях  $V_D \ll 2\phi_f + V_B$  после разложения в биномиальный ряд формулы для  $Q_{AD}$  в выражении (1) ток стока на начальном участке ВАХ

$$I_D = \alpha C_0 \frac{W}{L_{ch}} (V_G - V_T) V_D - \frac{V_D^2}{2}. \quad (2)$$

При более высоких напряжениях  $V_D < 2(V_f + V_b)$  из уравнения (1) получим

$$I_D = \alpha C_0 \frac{W}{L_{ch}} [(V_G - V_T) V_D - b_0 V_D^2], \quad (3)$$

где  $b_0 = 1/2 + f \sqrt{2e \epsilon_0 \epsilon_{Si} N_A} / (3C_0 \sqrt{2(V_f + V_b)})$ ,  $f$  – коэффициент, учитывающий эффекты короткого канала.

При линейной зависимости канального потенциала  $V$  от координаты  $Y$  поверхностная плотность инверсионных электронов  $Q_n = C_0 (V_G - V_T - y V_D / L_{ch})$ . Подставляя значение  $Q_n$  в соотношение  $dV = I_D dy / (W \alpha Q_n)$  и предполагая, как и в (1), что величины  $\mu$  и  $V_T$  не изменяются по длине канала, находим после интегрирования на интервале от истока до стока ( $y=0, y=L_{ch}$ , соответственно)

$$I_D = \frac{\alpha C_0 W V_D^2}{L_{ch} \ln \left[ 1 + \frac{V_D}{V_G - V_T} \right]}. \quad (4)$$

На начальном участке ВАХ отношение подвижности  $\mu$  к подвижности  $\alpha_0 = (dI_D / dV_D)_{V_D=0} / (C_0 (W / L_{ch}) (V_G - V_T))$  мало отклоняется от единицы, что позволяет с достаточной точностью идентифицировать начальные участки экспериментальной и расчетной ВАХ с выходом на насыщение тока, преобразовав, например, (3) к виду

$$I_D = (dI_D / dV_D)_{V_D=0} \left[ 1 - b_0 \frac{V_D}{V_G - V_T} \right] V_D. \quad (5)$$

Среднюю по длине канала подвижность электронов  $\mu$  можно рассчитать по формуле (3), измерив ток  $I_D$  и напряжения  $V_G, V_D, V_T$  при заданных конструктивно-технологических параметрах. Величина подвижности как подгоночного параметра может различаться по длине проводящего канала и заметно уменьшаться вблизи стокового перехода [3], что увеличивает сопротивление этой области и проводящего канала в целом и уменьшает протекающий ток. Для поддержания тока на заданном уровне необходимо повышать концентрацию электронов в канале, что достигается понижением порогового напряжения за счет выбора более тонкого подзатворного окисла с учетом того, чтобы в режиме сильной инверсии

суммарное поле не превышало поле электрического пробоя. Уравнение (3) позволяет получить сходимость измеренной и расчетной ВАХ для заданного интервала изменения  $V_D$ , характеризуемого коэффициентом  $b_0$ .

В режиме  $V_G < V_T$ ,  $V_B = 0$  инверсионный слой не создан и биполярный  $n^+ - p - n^+$  транзистор при включении работает в схеме с общим эмиттером при отсоединенной базе, когда практически все приложенное напряжение падает на обратно смещенном коллекторном переходе и ток в цепи равен току отдельно взятого  $p - n^+$  перехода коллектора или стока. На  $n^+ - p$  переходах сформированы встроенный потенциал

$$V_0 = \frac{kT}{e} \ln \left[ \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right] \text{ и обедненные области } d_2 = \sqrt{2 \epsilon_0 \epsilon_{Si} ((V_0 + V_2) / (e N_A))}$$

и  $d_1 = \sqrt{2 \epsilon_0 \epsilon_{Si} ((V_0 - V_1) / (e N_A))}$ ,  $V_2$ ,  $V_1$  – падение напряжения на переходах стока и истока соответственно [1],  $N_D$  – концентрация примесей в  $n^+$ -области.

При подаче на затвор напряжения  $V_G > V_T$  на границе Si/SiO<sub>2</sub> создается инверсионный слой, который в структуре с резкими  $n^+ - p$  переходами включает области пространственного заряда  $d_2$ ,  $d_1$  и находится в электрическом контакте с  $n^+$ -стоком и истоком. Ток в проводящем канале  $n^+ - n - n^+$  с концентрацией электронов  $n$  резко возрастает по сравнению с током обратно смещенного перехода стока. Если предположить, что электроны инверсионного слоя заметно не искажают процесс формирования областей обеднения  $d_1$  и  $d_2$ , то в предельном случае сильной инверсии  $n \approx N_A$ ,  $N_A \ll N_D$  толщина инверсионного слоя  $< 10$  нм [4], структуры  $n^+ - n - n^+$  и  $n^+ - p - n^+$  могут быть независимыми. В этом случае полное сопротивление проводящего канала может определяться суммой сопротивлений прямо смещенного перехода истока, собственно канала и области контакта  $n^+ - n$  на стоке [5]. В установившемся режиме электроны при инжекции из истока добавляются к электронам инверсионного слоя и равное их количество поступает на переход стока: ток в канале поддерживается постоянным [5]. Перемещаясь к границе  $n^+$ -области стока, электроны проходят участок канала, максимальный размер которого равен  $d_2$ , с напряженностью электрического поля  $E_m = \sqrt{e N_A (V_0 + V_2) / (2 \epsilon_0 \epsilon_{Si})}$ , причем  $E_m \gg V_D / L_{ch}$  [5]. Это поле ускоряет электроны и для заданной скорости дрейфа  $v_d$  определяет их подвижность согласно  $\alpha_2 = v_d / E_m$ . В резком  $n^+ - p$  переходе ширина обедненной области с сильнолегированной стороны пренебрежимо мала по

сравнению с полной шириной слоя объемного заряда [1] и сопротивление участка канала  $d_2 R_2 \approx V_2/I = d_2/(W\alpha_2 Q_n)$ , где  $I$  – канальный ток,  $Q_n = C_0(V_G - V_T - V_2)$  – поверхностная плотность инверсионного заряда на длине  $d_2$ . Так как  $I = I_D$ , то из выражения (3) и формулы для  $R_2$  найдем

$$\frac{\alpha}{\alpha_2} = \frac{V_2 L_{ch}}{V_D d_2} \frac{V_G - V_T - V_2}{V_G - V_T - b_0 V_D} \quad (6)$$

где  $V_2 = (V_0/2) \left( \sqrt{1 + 4V_D/V_0} - 1 \right)$  [5].

На рис. 1 даны измеренные и рассчитанные по формуле (5) токи начальных участков ВАХ МОП-транзистора. Как видно из данного рисунка, экстремальная расчетная величина тока стока  $I_{De}$  при  $V_D = V_{De} = (V_G - V_T)/(2b_0)$  (получено из соотношения (3) при  $dI_D/dV_D = 0$ ) совмещается с его измеренным значением  $I_D = I_{De} = I_{Ds}$  для  $V_{De} \approx V_{Ds}$ , здесь  $I_{Ds}, V_{Ds}$  – ток и напряжение насыщения, соответственно. При  $V_D > V_{Ds}$  ток  $I_{Ds}$  мало изменяется и этот участок ВАХ почти параллелен оси напряжений  $V_D$ . Подставляя в выражение (3)  $V_D = V_{De}$ , находим

$$I_{De} = \alpha C_0 \frac{W}{L_{ch}} \frac{(V_G - V_T)^2}{4b_0} \quad (7)$$

Максимальное значение тока при переходе к насыщению  $I_{De} \approx I_{Ds}$  [6]. Величина тока (7) определяется напряжением  $V_G$  и подвижностью

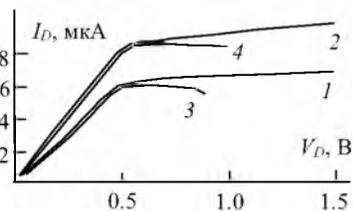


Рис. 1. Характеристики модельного транзистора: 1, 2 – эксперимент, 3, 4 – расчетные данные: 1, 3 –  $V_G = 60$  В,  $(dI_D/dV_D)_{V_D=0} = 2 \cdot 10^{-5}$  А/В; 2, 4 –  $V_G = 65$  В,  $(dI_D/dV_D)_{V_D=0} = 2.7 \cdot 10^{-5}$  А/В;  $V_T = 40$  В,  $N_A = 6 \cdot 10^{23}$  м<sup>-3</sup>,  $d_{ox} = 0.3$  мкм,  $b_0 \approx 16$

$\alpha = \alpha_0 / [1 + \theta (V_G - V_T)]$ , где  $\mu_0$  – подвижность электронов в слабом поле,  $\theta$  – параметр поверхностного рассеяния, который обратно пропорционален толщине окисла  $x_{ox}$ . В интервале  $x_{ox} = 30 \div 100$  нм величина  $1/\theta = 10 \div 30$  В и подвижность электронов не изменяется для  $x_{ox} = 3 \div 30$  нм [7]. Если  $(V_G - V_T) \approx 1$ , то в соотношении (7) возможен переход к линейной зависимости  $I_{De} \approx I_{Ds}$  от

$(V_G \square V_T)$ . Рассчитанное по формуле (6) отношение  $\alpha/\alpha_2$  из ВАХ, приведенной на рис. 1, составляет около 30, для транзистора, описанного в работе [8]:  $L_{ch} = 0.35$  мкм,  $W = 10$  мкм,  $x_{ox} = 9$  нм,  $N_A = 4 \cdot 10^{23}$  м<sup>-3</sup>,  $V_G = 2.5$  В,  $V_T = 0.8$  В,  $\alpha/\alpha_2 \square 10$ . На рис. 2 показаны зависимости  $\mu_2$  от  $V_D$ , полученные из выражения (6) при условии, что в интервале изменения  $0 < V_D \square 2\square_f + V_B$

$$\alpha \square \alpha_0 = \left. \frac{dI_D}{dV_D} \right|_{V_D=0} \frac{L_{ch}}{C_0(V_G \square V_T)W}$$

Для сравнения на этом же рисунке приведена зависимость подвижности, полученная путем моделирования электронного переноса методом Монте-Карло.

Как видно из рис. 2, стоковое напряжение слабо влияет на величину подвижности  $\mu_2$ , что можно объяснить более сильным воздействием поля  $E_m \gg V_D/L_{ch}$  вблизи стокового перехода.

Таким образом, на начальном участке ВАХ МОП-ПТ с  $N_A > 10^{23}$  м<sup>-3</sup>, соответствующем интервалу изменения  $V_D \square 2\square_f + V_B$ , измеренные и рассчитанные по уравнению (5), полученному по методике переменного заряда обедненной области подложки, токи практически совпадают. Участок же насыщения параллелен оси  $V_D$  и может быть построен графически. Проводящий канал содержит независимые структуры  $n^+ - n - n^+$  и  $n^+ - p - n^+$ , что позволяет оценить полное сопротивление канала и рассчитать подвижность электронов вблизи перехода стока, которая слабо зависит от напряжения  $V_D$ .

Для дальнейшей разработки расчетной модели МОП-транзистора следует рассмотреть следующие аспекты: выбор уровня легирования подложки для различных длин канала с учетом сегрегации примесных атомов при окислении поверхности полупроводника [9] и эффект индуцированного стоком пони-

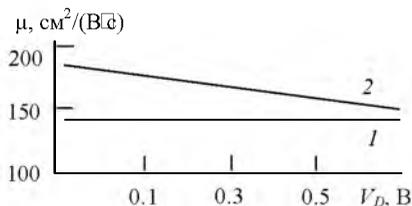


Рис. 2. Расчетная (1) и полученная на основании моделирования (2) зависимости подвижности от напряжения на стоке для транзистора с параметрами  $V_G = 2.5$  В,  $V_T = 0.8$  В,  $N_A = 4 \cdot 10^{23}$  м<sup>-3</sup>,  $d_{ox} = 9$  нм,  $L_{ch} = 0.35$  мкм,  $W = 10$  мкм

жения потенциального барьера истока [10], определение эффективного напряжения затвора, обеспечивающего термостабилизацию тока стока в заданном интервале температур [11], расчет оптимальной глубины перехода стока, снижающей эмиссию горячих электронов в подзатворный диэлектрик и деградацию порогового напряжения и крутизны ВАХ прибора.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Маллер Р., Кейминс Т. Элементы интегральных схем. М.: Мир, 1989. 630 с.
2. Андреев А. Д., Бельский А. М., Валиев А. А. Влияние уровня легирования на насыщение тока в n-канальном МОП-ПТ // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1. 1996. № 1. С. 26–29.
3. The dependence of the electron mobility on the longitudinal electric field in MOSFETs / Roldan J. B., Gamiz F., Lopez-Villanueva et al. // *Semicond. Sci. Technol.* 1997, No 12. P. 321–330.
4. Experimental determination of finite inversion layer thickness in thin gate oxide MOSFETs / Toriumi A., Yoshimi M., Iwase M., Taniguchi K. // *Surf. Sci.* 1986. Vol. 170. No 1–2. P. 363–369.
5. Андреев А. Д., Бельский А. М., Валиев А. А. Особенности ВАХ МОП-ПТ с высоколегированной подложкой // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1. 1997. № 1. С. 26–29.
6. The Berkeley Short Channel IGFET Model (BSIM1). Revision 5.0. May. 1998.
7. Correlation between inversion layer mobility and surface roughness measured by AFM / Yamanaka T., Fang S., Lin H. et al. // *IEEE Electron Dev. Lett.* 1996. Vol. 17, No 4. P. 178–180.
8. Verification of saturation velocity lowering in MOSFETs inversion layer / Shigyo N., Shimane T., Suda M. et al. // *IEEE Trans. Electron Dev.* 1998. Vol. 45, No 2. P. 460–464.
9. Вызначэнне профілю размеркавання бору ў крэмніі ў працэсе тэрмічнага акіслення / Андрэеў А.Д., Мулярчык С.Р., Савоцін Ю.І., Салаўёў В.Г. // *Извест. АН БССР. Сер. физ.-мат. навук.* 1979. № 1. С. 129–133.
10. Jang S., Liu S. A novel approach for modeling accumulation-mode SOI MOSFETs // *Sol.-State Electron.* 1999. Vol. 43. P. 87–96.
11. Modeling temperature effects of quarter micrometer MOSFETs in BSIM3v3 for circuit simulation / Cheng Y., Imai K., Jeng M., et al. // *Sem. Sci. Technol.* 1997. Vol. 12. P. 1349–1354.