

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]

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

где μ – 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 , $\phi_f = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right)$ – 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, ϵ_{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

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

При более высоких напряжениях $V_D < 2\phi_f + V_B$ из уравнения (1) получим

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

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

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

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

На начальном участке ВАХ отношение подвижности μ к подвижности $\mu_0 = (dI_D/dV_D)_{V_D \rightarrow 0} / (C_0(W/L_{ch})(V_G - V_T))$ 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

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

Среднюю по длине канала подвижность электронов μ 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

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

и $d_1 = \sqrt{2\epsilon_0 \epsilon_{Si} ((V_0 - V_1)/(eN_A))}$, 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/SiO₂ 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 $E_m = \sqrt{eN_A (V_0 + V_2)/(2\epsilon_0 \epsilon_{Si})}$, причем $E_m \gg V_D / L_{ch}$ [5]. Это поле ускоряет электроны и для заданной скорости дрейфа v_d определяет их подвижность согласно $\mu_2 = v_d / E_m$. 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 $R_2 \approx V_2 / I = d_2 / (W \mu_2 Q_n)$, 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 находим

$$\frac{\mu}{\mu_2} = \frac{V_2 L_{ch}}{V_D d_2} \left(\frac{V_G - V_T - V_2}{V_G - V_T - b_0 V_D} \right), \quad (6)$$

где $V_2 = (V_0/2) (\sqrt{1 + 4V_D/V_0} - 1)$ [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

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

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

$\mu = \mu_0 / [1 + \theta(V_G - V_T)]$, где μ_0 – подвижность электронов в слабом поле, θ – 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 $\theta(V_G - V_T) \geq 1$, то в соотношении (7) возможен переход к линейной зависимости $I_{De} \approx I_{Ds}$ от

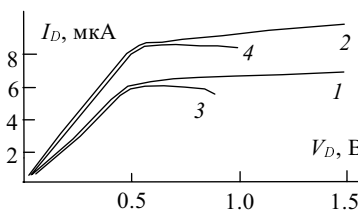


Рис. 1. Характеристики модельного транзистора: 1, 2 – эксперимент, 3, 4 – расчетные данные: 1, 3 – $V_G = 60$ В, $(dI_D/dV_D)_{V_D \rightarrow 0} = 2 \cdot 10^{-5}$ А/В; 2, 4 – $V_G = 65$ В, $(dI_D/dV_D)_{V_D \rightarrow 0} = 2.7 \cdot 10^{-5}$ А/В; $V_T = 40$ В, $N_A = 6 \cdot 10^{23}$ м⁻³, $d_{ox}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

$(V_G - V_T)$. Рассчитанное по формуле (6) отношение μ/μ_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, $N_A = 4 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $V_G = 2.5$ В, $V_T = 0.8$ В, $\mu/\mu_2 \approx 10$. На рис. 2 показаны зависимости μ_2 от V_D , полученные из выражения (6) при условии, что в интервале изменения $0 < V_D \leq 2\phi_f + V_B$

$$\mu \cong \mu_0 = \left(\frac{dI_D}{dV_D} \right)_{V_D \rightarrow 0} \frac{L_{ch}}{C_0(V_G - V_T)W}.$$

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 μ_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 $N_A > 10^{23} \text{ м}^{-3}$, соответствующем интервалу изменения $V_D \leq 2\phi_f + V_B$, 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 $p^+ - p - p^+$, 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-

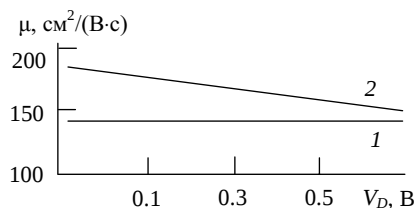


Рис. 2. Расчетная (1) и полученная на основании моделирования (2) зависимости подвижности от напряжения на стоке для транзистора с параметрами $V_G = 2.5$ В, $V_T = 0.8$ В, $N_A = 4 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $d_{ox} = 9$ нм, $L_{ch} = 0.35$ мкм, $W = 10$ мкм

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. наук. 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.