



УДК 621.382.323–416

А.Д.АНДРЕЕВ, Ф.Ф.КОМАРОВ, В.Н.МИХЕЙ

АППРОКСИМАЦИЯ ЭМИССИОННОГО ТОКА ЭЛЕКТРОНОВ В ДИЭЛЕКТРИК ЗАТВОРА МОП–ПТ

Substrate ionization currents are measured, electron mean free path and energy are defined for MOSFETs with the substrate doping levels of 10^{22} , 10^{23} , 10^{24} m^{-3} in the temperature interval 173 ± 373 K. The temperature influence on the value of the electron emission currents ratio is examined. These currents were calculated for the length that equals to the abrupt drain-junction depletion width approximated by a segment with homogeneous field. It has been shown that the emission current ratio calculated by the method in which the actual drain-junction depletion width is replaced by the equivalent one having a uniform longitudinal field, could be accurate only for the high temperature range.

При расчете тока эмиссии в диэлектрик затвора МОП–транзистора применяется модель безударного перемещения электронов к границе кремния и диоксида кремния из объема подложки, расположенного около стокового перехода, с однородной концентрацией электронов и заданной их тепловой энергией в дрейфовом распределении Максвелла [1,2]. Эмитировать будут электроны, энергия которых равна или превышает высоту потенциального барьера границы раздела (~3,2 эВ [2]). Энергия образования пары электрон–дырка 1,1 эВ [3], поэтому эмиссия сопровождается ударной ионизацией и умножением носителей заряда. Области эмиссии и ионизации примыкают к стоковому переходу и размеры их в первом приближении предполагаются одинаковыми. Интенсивная ионизация в проводящем канале начинается при напряжении на стоке, превышающем напряжение насыщения тока. В транзисторе с низкой концентрацией примесей в подложке напряжение ионизации превышает эффективное напряжение затвора: канал перекрывается и генерация пар электрон–дырка осуществляется на участке перекрытия электронами, инжектируемыми из инверсионного слоя истоковой части канала [4]. В высоколегированной подложке напряжение ионизации меньше эффективного напряжения затвора [2,3], канал не перекрывается и размер области ионизации и эмиссии может определяться градиентом канального потенциала около перехода стока.

В данной работе рассматривается влияние температуры на величину отношения токов эмиссии, рассчитанных на участке канала, равном ширине обедненной области резкого $n^+ - p$ -перехода сток–подложка [5]

$$d = \sqrt{2\varepsilon(V_d - V_{ds})/eN} \quad (1)$$

и при аппроксимации размера d отрезком ΔL с однородным полем E_m [3,4]

$$\Delta L = (\bar{v}_d - \bar{v}_{ds}) / E_m = \sqrt{2\varepsilon(V_d - V_{ds})/eN}, \quad (2)$$

где ε – диэлектрическая постоянная кремния, V_d, V – соответственно встроенный потенциал и падение напряжения на переходе стока, N – концентра-

ция примесных атомов в подложке. V_d, V_{ds} – напряжение на стоке и напряжение насыщения тока соответственно, $V=(V_0/2)((1+4V_d/V_0)^{1/2}-1)$, $V_0=(kT/e) \times \ln(N_A N_D/n_i^2)$ [5]. Отношение $\Delta L/d=((V_d-V_{ds})/(V_0+V))^{1/2}$ и при $T=300$ К в интервале $N=10^{22} \div 10^{24}$ м⁻³ соответственно 0,8÷1,2 (рис. 1).

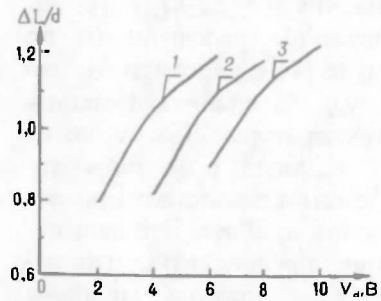


Рис. 1. Зависимость отношения $\Delta L/d$ от напряжения на стоке: 1–3 соответствуют $N=10^{22}, 10^{23}, 10^{24}$ м⁻³

Эмиссионный ток рассчитывался по формуле [2]

$$I_e = \frac{W \Delta L \lambda}{x_j^2} Q_n v \exp(-\phi_b / e \lambda E_m), \quad (3)$$

где W – ширина проводящего канала. ΔL – размер области стока по длине канала, из которой электроны эмитируют в диэлектрик, x_j – глубина перехода стока, λ – средняя длина свободного пробега электронов. $Q_n = C_0(V_g - V_T - V_d)$ – поверхностная плотность электронов в инверсионном слое, C_0 – удельная емкость окисла, V_g, V_d, V_T – напряжения затвора, стока и пороговое соот-

ветственно. E_m – напряженность электрического поля на участке ΔL , $v=(e \lambda E_m / 2 \pi m)$ – "тепловая" скорость электронов, e – модуль заряда электрона. m – эффективная масса электрона, ϕ_b – высота потенциального барьера на границе диэлектрик–полупроводник. Уравнение (3) применимо при условии $x_j > \lambda$ [2]. Электроны, эмитируемые из околостокковой области проводящего канала в окисел, находятся в квазитермодинамическом равновесии. и в (3) $\exp(-\phi_b / e \lambda E_m)$ может быть заменена на $\exp(-\phi_b / k T_e)$ [6]: $k T_e \approx e \lambda E_m$ [7]. В процессе разогрева электронов их температура T_e может заметно превышать температуру решетки T и $e \lambda E_m \approx k T_e (2 \delta (1 - T / T_e))^{1/2}$ [8], δ – доля передаваемой энергии при одном соударении электрона. При $T / T_e = 0,1$, энергии оптического фонона 0,07эВ, тепловой энергии электронов 0,35эВ, $\delta = 0,2$ и значение корня квадратного равно 0,6.

Для расчета тока по формуле (3) были измерены токи подложки и стока, напряжения V_d, V_{ds} . Для измерений характеристик транзистора применялись транзисторы, изготовленные по стандартной технологии интегральных микросхем на кремниевой подложке p -типа с концентрацией примесей $10^{22}, 10^{23}, 10^{24}$ м⁻³ и толщиной окисла под затвором 0,1; 0,2; 0,3 мкм соответственно: n^+ – области истока и стока с уровнем легирования $\sim 10^{26}$ м⁻³ и глубиной 0,8 мкм: длина и ширина канала 4 и 20 мкм соответственно: металлический электрод затвора из алюминия.

Входящее в (3) поле E_m определялось также в пределах принятой аппроксимации величин d и ΔL . Для резкого $n^+ - p$ -перехода E_m от границы стока уменьшается по глубине канала до значения E_0 на расстоянии d или ΔL , но $E_m \gg E_0$ [2]. поэтому, перемещаясь на этом расстоянии, электроны приобретают энергию в среднем поле $(E_m + E_0) / 2 \approx E_m / 2$. Согласно [5], напряженность электрического поля в обедненной области перехода стока E_{m1} рассчитывается по формуле $E_{m1} = (e N (V_0 + V) / 2 \epsilon)^{1/2}$, на участке ΔL напряженность электрического поля E_{m2} , согласно [3], рассчитывается по формуле $E_{m2} = (V_d - V_{ds}) / \Delta L = (e N (V_d - V_{ds}) / 2 \epsilon)^{1/2}$. Подставляя в формулу (3) значения полей E_{m1}, E_{m2} , найдем отношение эмиссионных токов:

$$\frac{I_g(E_{m2})}{I_g(E_{m1})} \approx \left(\frac{V_d - V_{ds}}{V_0 + V} \right)^{3/4} \exp \left(\frac{0,6 \gamma \phi_b}{e \lambda E_{m2}} \right), \quad (4)$$

где $\gamma = ((V_d - V_{ds}) / (V_0 + V))^{1/2} - 1$. Значение λ определялось из соотношения, связывающего токи подложки и стока с коэффициентом умножения носителей

заряда [2]. При изменении температуры прибора градиенты dV_{ds}/dT , dV_g/dT имеют противоположные знаки [5], а также изменяется процент ионизированных примесных атомов [9] (рис.2).

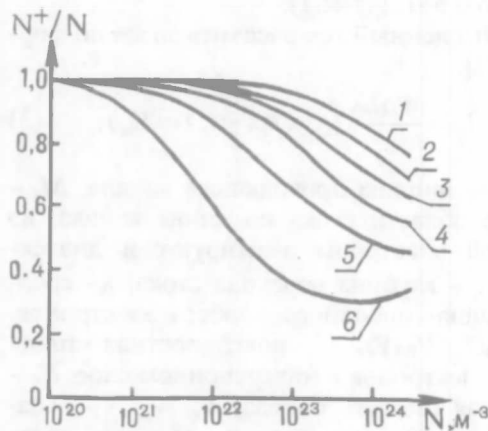


Рис.2. Расчетная зависимость доли ионизированных примесных атомов бора N^+/N от уровня легирования подложки при различных температурах [9]:
1-6 соответствуют $T=100, 150, 200, 250, 300, 400$ К

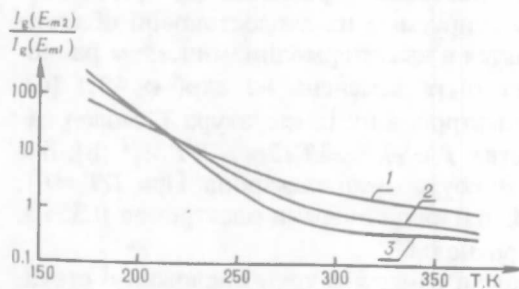


Рис.3. Зависимость отношения $\ln[I_g(E_{m2})/I_g(E_{m1})]$ от температуры:
1-3 соответствуют $N=10^{22}, 10^{23}, 10^{24}$ м⁻³

На рис.3 даны зависимости отношения $I_g(E_{m2})/I_g(E_{m1})$ от температуры, рассчитанные по формуле (4) с учетом того, что λ , N , V_{ds} , V_T являются функциями температуры. Как видно из рис.3, различие в величине токов заметно возрастает при охлаждении прибора. Это дает основание предполагать, что используемая замена ширины обедненной области стокового перехода эквивалентным отрезком с однородным полем не может применяться для расчета эмиссионного тока в области низких температур. У приборов, работающих в режиме генерации электронно-дырочных пар без перекрытия канала, когда инверсионный слой существует по всей его длине, по-видимому, нельзя не учитывать взаимодействие инверсионных электронов с той частью перехода стока, которая выходит на границу раздела полупроводник-диэлектрик при заданной глубине проводящего канала. Результаты исследования этого процесса будут представлены в последующей публикации.

1. Miura M., Schwerin W., Weber W. et al. // IEEE Proceed. 1987. Vol.134. Pt.1. №4. P.111.
2. Андреев А.Д., Борисович Д.Д., Комаров Ф.Ф. и др. // Весті АН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 1997. №3. С.58.
3. Андреев А.Д., Борздов В.М., Валиев А.А. // Там же. 1994. №3. С.81.
4. Das N.C., Khokle W.C., Mohanti S. // Int. J. Electron. 1986. Vol.60. №1. P.495.
5. Андреев А.Д., Бельский А.М., Валиев А.А. // Вестн. Белорус. унта. Сер.1. 1997. №1. С.26.
6. Hu C., Tam S., Hsu F. et al. // J. Solid State Circ. 1985. Vol.20. №1. P.295.
7. Saito K., Yoshii A. // Jap. J. Appl. Phys. 1988. Vol.27. №12. P.2398.
8. Елинсон М.И. и др. // Ненакаливаемые катоды М., 1974. С.48.
9. Sheng S. Li // Solid-State Electron. 1978. Vol.21. P.1109.

Поступила в редакцию 15.04.99.