

06.2; 06.3; 07

© 1992

УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ В МТДП СТРУКТУРАХ
С ВНУТРЕННИМ УСИЛЕНИЕМ ТОКАВ.Н. Д о б р о в о л ь с к и й, Г.К. Н и н и д з е,
В.Н. П е т р у с е н к о

Исследования ударной ионизации и лавинного размножения электронов и дырок в структурах металл – туннельно–прозрачный диэлектрик – полупроводник (МТДП) интересны в связи с созданием на их основе высокочувствительных фотоприемников. Известны два режима работы таких структур: с внутренним усилением тока (ВУТ) неосновных носителей заряда и без такового. Ранее ударная ионизация рассматривалась только для второго режима [1]. Однако естественно предположить, что, используя в структурах с ВУТ дополнительно еще и ударную ионизацию с лавинным размножением носителей, можно существенно увеличить фоточувствительность структур. В настоящем сообщении рассматривается этот вопрос.

Энергетическая диаграмма МТДП структуры в режиме с ВУТ изображена на рис. 1. На нем ψ_s и ψ_d – поверхностный потенциал и падение напряжения на диэлектрике в единицах kT/q , V – приложенное к структуре напряжение, E_{FM} и E_C^s – энергии уровня Ферми в металле и дна зоны проводимости на поверхности полупроводника, L – длина области пространственного заряда (ОПЗ) в полупроводнике. Смысл остальных обозначений ясен непосредственно из рисунка. Полупроводник предполагаем электронным с концентрацией полностью ионизованных доноров N_d .

Введем величину $\eta = (E_{FM} - E_C^s)/kT = \varphi_0 - \psi_d$, $\varphi_0 = (q(\psi_s - \psi_M) - \Delta)/kT$ и воспользуемся формулами теории МТДП структур [2, 3]. Режим с ВУТ реализуется при $\eta > 0$. Для упрощения анализа ограничимся значениями $\eta \geq 2$, для которых плотность туннельного тока электронов из металла в полупроводник j_{no} дается алгебраическим выражением

$$j_{no} = \frac{1}{4} q v_n N_c D_n \left(\frac{\pi^2}{6} + \frac{\eta^2}{2} - \eta^2 \psi_d + \frac{\psi_d^2}{2} \right), \quad (1)$$

где v_n – средняя тепловая скорость электронов в полупроводнике, N_c – эффективная плотность состояний электронов в зоне проводимости полупроводника, D_n – эффективная проникаемость барьера для электронов между металлом и полупроводником.

Плотность туннельного тока дырок из полупроводника в металл

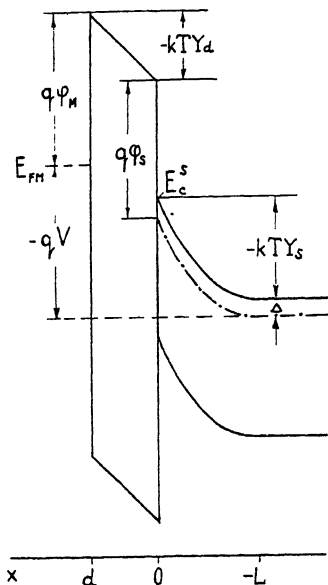


Рис. 1. Энергетическая диаграмма МТДП структуры.

$$j_{p0} = \frac{1}{4} q v_p \rho_s D_p, \quad (2)$$

где v_p и D_p - характеристики дырок, аналогичные соответствующим величинам для электронов, ρ_s - концентрация дырок у поверхности полупроводника $x=0$.

Напряженность электрического поля на поверхности полупроводника

$$E_s = \frac{2}{\lambda} \frac{kT}{q} \left(\frac{\rho_s}{N_d} - \gamma_s + 1 \right)^{1/2}, \quad (3)$$

$\lambda = (2 \epsilon_s \epsilon_0 kT / q^2 N_d)^{1/2}$ - длина экранирования, ϵ_s и ϵ_0 - диэлектрические проницаемости полупроводника и вакуума.

Воспользовавшись условием сшивания при $x=0$ напряженностей электрического поля в полупроводнике E_s и диэлектрике E_d : $\epsilon_s E_s = \epsilon_d E_d$ (ϵ_d - диэлектрическая проницаемость диэлектрика), равенством $-\frac{kT}{q} \gamma_d = \epsilon_d d$, (1) и (3), представим зависимость j_{no} от ρ_s в виде

$$j_{no} = \frac{1}{4} q v_n N_c D_n \left[2 \left(\frac{\epsilon_s d}{\epsilon_d \lambda} \right)^2 \left(\frac{\rho_s}{N_d} - \gamma_s + 1 \right) - 2 \eta_0 \frac{\epsilon_s d}{\epsilon_d \lambda} \left(\frac{\rho_s}{N_d} - \gamma_s + 1 \right)^{1/2} \frac{\pi^2}{6} + \frac{2e^2}{2} \right]. \quad (4)$$

Увеличение по какой-либо причине, например освещением, тока дырок к поверхности приводит к увеличению их концентрации ρ_s , в силу (4) тока электронов j_{no} и плотности суммарного тока через структуру $j = j_{no} + j_{po}$. Это эффект ВУТ. Коэффициент усиления тока из-за этого эффекта $M = dj/dj_{po}$. [2],

$$M = 1 + 2 \left(\frac{\varepsilon_s d}{\varepsilon_d \lambda} \right)^2 \frac{\sigma_n N_c D_n}{\sigma_p N_d D_p}. \quad (5)$$

При достаточно большой напряженности электрического поля \mathcal{E} в полупроводнике ударная ионизация увеличивает концентрации электронов и дырок и плотность тока [4]. В МДП структурах к этому может еще добавиться увеличение тока из-за ВУТ. Рассмотрим случай, когда одновременно имеют место оба механизма увеличения тока.

Согласно теории ударной ионизации [4]

$$j = \frac{j_{no} + \Delta j}{1 - I}, \quad (6)$$

$$\text{где } \Delta j = j_{pL} \exp\left(-\int_{-L}^0 (\alpha_n - \alpha_p) dx\right) + G \int_{-L}^0 \exp\left(-\int_x^0 (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx,$$

$$I = \int_{-L}^0 \alpha_n \exp\left(-\int_x^0 (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right) dx,$$

j_{pL} — плотность дырочного тока в плоскости $x = -L$, $\alpha_n(\mathcal{E})$ и $\alpha_p(\mathcal{E})$ — коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок, G — скорость генерации в ОПЗ электронно-дырочных пар другими, отличными от ударной ионизации механизмами, например, светом, I — интеграл ионизации.

Из (2) и (6) следует

$$\rho_s = \frac{4(j - j_{no})}{q \sigma_p D_p}. \quad (7)$$

Исключив из (4), (6) и (7) величины ρ_s и j_{no} , находим выражение для тока в случае ВУТ и ударной ионизации

$$j = \frac{\frac{1}{4} q \sigma_n N_c D_n \left[2 \left(\frac{\varepsilon_s d}{\varepsilon_d \lambda} \right)^2 (-Y_s + 1) + \frac{x^2}{6} + 2_0^2 \left(\frac{1 - I}{1 - MI} - \frac{1}{2} \right) \right] + \Delta j}{1 - MI} \times$$

$$\times \left(1 + \eta_0 \frac{\left\{ \frac{I(M-1)}{1-MI} \left(4 \left(\frac{\varepsilon_s d}{\varepsilon_d \lambda} \right)^2 (-Y_s + 1) \frac{1-I}{I(M-1)} + \eta_0^2 \left(\frac{1-I}{1-MI} \right) - \frac{x^2}{3} + \frac{8 \Delta j}{q \sigma_n N_c D_n} \right) \right\}^{1/2}}{\left[2 \left(\frac{\varepsilon_s d}{\varepsilon_d \lambda} \right)^2 (-Y_s + 1) + \frac{x^2}{6} + \eta_0^2 \left(\frac{1-I}{1-MI} - \frac{1}{2} \right) \right] + \frac{4 \Delta j}{q \sigma_n N_c D_n}} \right). \quad (8)$$

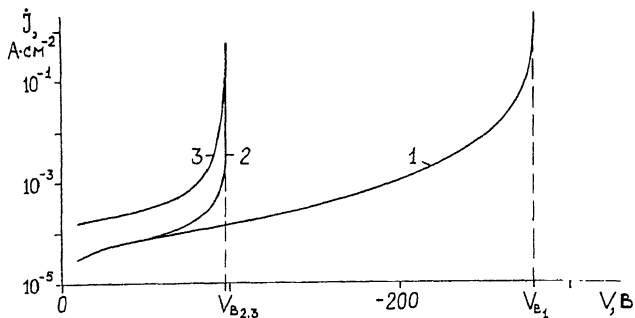


Рис. 2. ВАХ структуры кремний - окисел кремния - металл при $N_2 = 9.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $d = 2.4 \text{ нм}$, $D_n = 10^{-12}$, $\Delta j = 0$, $\alpha_{n,p}(\mathcal{E}) = A_{n,p} \exp(-b_{n,p}/\mathcal{E})$, $A_n = 0.74 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, $b_n = 1.16 \cdot 10^6 \text{ В/см}$, $A_p = 0.725 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, $b_p = 2.2 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ [4], 1 - $\eta_0 = 0$, $M=1$; 2 - $\eta_0 = 0$, $M=10$; 3 - $\eta_0 = 5$, $M=10$.

Для того, чтобы получить значение тока при отсутствии ударной ионизации, в выражении (8) нужно положить $I = 0$, а $\Delta j = j_p L + \int_{-L}^0 G dx$. Ток при ударной ионизации, но в отсутствии ВУТ, дается (8) при $M=1$. Из сравнения выражений для тока в трех случаях (ударная ионизация и ВУТ, только ударная ионизация или только ВУТ) следует, что при одновременном действии обоих механизмов ток больше, чем при действии только одного из них. Особенно отчетливо это видно в простом случае $\eta_0 = 0$, когда

$$j = \frac{\frac{1}{4} q \alpha_n N_c D_n \left[2 \left(\frac{\mathcal{E}_s d}{\mathcal{E} d \lambda} \right)^2 (-V_s + 1) + \frac{\pi^2}{6} \right] + \Delta j}{1 - MI} \quad (9)$$

В этом случае добавление к ВУТ еще и ударной ионизации приводит к увеличению тока более чем в $\frac{1}{1-MI}$ раз.

При $MI \rightarrow 1$ ток $j \rightarrow \infty$ и имеет место лавинный пробой. Условие такого пробоя в структуре с ВУТ более мягкое, чем условие "чистого" лавинного пробоя, реализующегося при $M=1$. Поэтому внутреннее усиление тока существенно уменьшает напряжение пробоя V_B . Последнее иллюстрируют вольтамперные характеристики (ВАХ) структуры 1 и 2 на рис. 2, построенные с помощью выражения (8) для $M=1$ и $M=10$. При построении этих ВАХ нужно было знать зависимость \mathcal{E} от x . В качестве таковой использо-

валась $\mathcal{E} = \frac{qNd}{\epsilon_s \epsilon_0} (L + x)$, $L = \lambda (-Y_s)^{1/2}$, которая следует из решения уравнения Пуассона при пренебрежении в нем зарядом дырок. В случае тонкого слоя инверсии это пренебрежение мало сказывается на ВАХ.

Уменьшение напряжения пробоя объясняется тем, что внутреннее усиление тока включает дополнительный механизм обратной связи, когда увеличение в результате ударной ионизации тока дырок приводит к увеличению тока электронов не только из-за возрастания темпа их ионизации, но еще и из-за увеличения тока электронов, втекающего в полупроводник из металла.

Увеличение \mathcal{I}_0 , как следует из сравнения кривых 2 и 3 рис. 2, не изменяет напряжение пробоя.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] В у л ь А.Я., Д и д е й к и н А.Т., С а ч е н к о А.В., Ш к р е б т и й А.И. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 19. С. 1729-1732.
- [2] G r e e n M.A., S h e w s h u n J. // Sol. St. Elektron. 1974. V. 17. N 3. P. 349-365.
- [3] В у л ь А.Я., С а ч е н к о А.В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1361-1376.
- [4] Г р е х о в И.В., С е р е ж к и н Ю.Н. Лавинный пробой р-п перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.

Киевский
государственный
университет
им. Т.Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
20 мая 1992 г.