

## ПРОБОЙ КРЕМНИЕВЫХ $p^+ - n - n^+$ -ДИОДОВ

Конакова Р. В., Мельникова Ю. С., Моздор Е. В., Файнберг В. И.

Показано, что при низких токах пробоя на вольтамперных характеристиках (ВАХ) кремниевых  $p^+ - n - n^+$ -диодов могут наблюдаться участки малого отрицательного наклона; отрицательное дифференциальное сопротивление (ОДС) на этих участках обусловлено значительным различием коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок в кремнии. В тонких  $p^+ - n - n^+$ -диодах величина плотности тока, с которой начинается область ОДС на ВАХ, растет с уменьшением длины  $n$ -базы  $l_n$ , область ОДС исчезает только при  $l_n = 0$ .

1. *Введение.* Из экспериментальных и теоретических исследований лавинных  $p-i-n$ -диодов с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) [1-3] известно, что при достижении характерных для каждого диода критических величин плотности тока  $j_{кр}$  и напряжения происходит шнурование тока, причем плотность тока в шнуре может оказаться на несколько порядков выше критической. Это приводит к локальному перегреву и разрушению диода. Знание деталей вольтамперной характеристики (ВАХ) в области пробоя полезно при решении вопросов надежности схем, включающих  $p-i-n$ -диоды. При описании явления ОДС в  $p-i-n$ -диодах в литературе используются оценка  $j_{кр} \sim evN$ , где  $N$  — концентрация примесей в низколегированной базе [1, 4], и модель равных коэффициентов ударной ионизации [1, 5]. Однако в реальных кремниевых  $p-i-n$ -диодах может иметься малый отрицательный наклон на ВАХ при плотностях токов, на 1—2 порядка меньших тех, которые получаются по оценке  $j_{кр} \sim evN$ . В работе показано, что эти участки малого отрицательного наклона обусловлены различием коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок в кремнии.

2. *Расчет ВАХ идеального  $p-i-n$ -диода при малых токах пробоя.* Идеальный  $p-i-n$ -диод описывается системой уравнений

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon} (p - n), \quad (1)$$

$$\frac{1}{e} \frac{dj_p}{dx} = \alpha_p \nu_p + \alpha_n n \nu_n = - \frac{1}{e} \frac{dj_n}{dx}, \quad (2)$$

$$j_p = e \nu_p p, \quad j_n = e \nu_n n, \quad j = j_p + j_n \quad (3)$$

с граничными условиями  $j_p(0) = 0$ ,  $j_p(l) = j$ . Здесь  $\alpha_{p,n} = \alpha_{\infty p,n} \exp(-B_{p,n}/E)$  — коэффициенты ударной ионизации дырок и электронов,  $\nu_p$ ,  $\nu_n$  — насыщенные скорости дырок и электронов. При малых токах пробоя с точностью до членов первого порядка по малому параметру  $j$  из уравнений (2), (3) легко получить выражение для дырочного тока

$$j_p = \frac{\alpha_n^0 j \{1 - \exp[-(\alpha_n^0 - \alpha_p^0)x]\}}{\alpha_n^0 - \alpha_p^0}, \quad (4)$$

где  $\alpha_{n,p}^0 = \alpha_{n,p}(E_0)$  — коэффициенты ударной ионизации в исходном поле пробоя  $E_0$ . Решение уравнения Пуассона с учетом (4)

$$E = \frac{(\alpha_n^0 v_n + \alpha_p^0 v_p) j x}{(\alpha_n^0 - \alpha_p^0) v_n v_p \varepsilon} + \frac{2 \alpha_n^0 j \exp[(\alpha_n^0 - \alpha_p^0) x]}{(\alpha_n^0 - \alpha_p^0)^2 v \varepsilon} + E(0) - \frac{2 \alpha_n^0 j}{(\alpha_n^0 - \alpha_p^0)^2 v \varepsilon}, \quad (5)$$

где  $v = 2v_p v_n / (v_p + v_n)$ . Константу  $E(0)$  можно определить, воспользовавшись условием пробоя

$$1 = \int_0^l \alpha_p(x) dx \exp \left[ \int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right]. \quad (6)$$

Малый ток пробоя вызовет малые искажения исходного поля пробоя  $E_0$ . Если коэффициенты ударной ионизации линеаризовать по малым отклонениям  $\delta E$  от поля  $E_0$ :  $\alpha(E) = (d\alpha/dE_0) \delta E + \alpha(E_0)$ , то для величины  $\delta E = E(x) - E_0$  из условия (6) получим соотношение

$$\int_0^l \delta E dx = (B_p - B_n) \alpha_p(E_0) B_p^{-1} \int_0^l dx \exp[x(\alpha_n^0 - \alpha_p^0)] \int_0^x \delta E dx', \quad (7)$$

из которого определяется константа  $E(0)$ . В результате для ВАХ можно получить выражение

$$\int_0^l \delta E dx = \frac{\left(1 - \frac{B_n}{B_p}\right) j}{(\alpha_n^0 - \alpha_p^0)^2 \varepsilon v} \left\{ 2 + \frac{2 \ln \frac{\alpha_n^0}{\alpha_p^0}}{\frac{\alpha_n^0}{\alpha_p^0} - 1} \left( \frac{\alpha_n^0 v_n}{\alpha_p^0 (v_n + v_p)} + \frac{v_p}{v_p + v_n} \right) - \frac{\ln^2 \left( \frac{\alpha_n^0}{\alpha_p^0} \right) \left[ \left( \frac{\alpha_n^0}{\alpha_p^0} \right)^2 \frac{v_n}{v_n + v_p} + \frac{v_p}{v_n + v_p} + \frac{3 \alpha_n^0}{\alpha_p^0} \right]}{\left( \frac{\alpha_n^0}{\alpha_p^0} - 1 \right)^2} \right\} \left[ 1 - l \alpha_p^0 + \frac{B_n}{B_p} (l \alpha_n^0 - 1) \right]^{-1}. \quad (8)$$

Согласно имеющимся на сегодняшний день данным [6-8], больший по величине коэффициент ударной ионизации имеет, как правило, меньшую константу  $B_{n,p}$ , поэтому

$$\left(1 - \frac{B_n}{B_p}\right) \left[ 1 - l \alpha_p^0 + \frac{B_n}{B_p} (l \alpha_n^0 - 1) \right]^{-1} > 0.$$

При близких значениях  $\alpha_p^0$ ,  $\alpha_n^0$  знак фигурной скобки в (8) можно определить, сделав разложение

$$\frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + \varepsilon) = 1 - \frac{\varepsilon}{2} + \frac{\varepsilon^2}{3} - \frac{\varepsilon^3}{4} + \dots$$

где  $1 + \varepsilon = \alpha_n^0 / \alpha_p^0$ ,  $\varepsilon \ll 1$ . Для  $\alpha_n^0 / \alpha_p^0 = 1 + \varepsilon$  фигурная скобка отрицательна только в случае, когда скорость носителя, имеющего больший коэффициент ударной ионизации, больше. В этом случае на ВАХ идеального  $p-i-n$ -диода, согласно (8), имеется линейный участок малого отрицательного наклона начиная с нулевой плотности тока. Если же отношение  $\alpha_n^0 / \alpha_p^0 \sim 10$ , то правая часть (8) отрицательна даже при  $v_p / v_n > 1$ . В случае кремния при полях  $3 \cdot 10^5$  В/см ( $l \sim 2 \cdot 10^{-4}$  см) отношения  $\alpha_n^0 / \alpha_p^0 = 7.73$ ,  $v_p / v_n \sim 0.8$ , поэтому на ВАХ имеется линейный участок малого отрицательного наклона, который сменяется более сильным нелинейным отрицательным наклоном с ростом плотности тока.

3. Численный расчет ВАХ  $p^+ - n - n^+$ -Si-диодов. Для расчета на ЭВМ взята структура с диффузионными профилями легирования. Профиль легирования акцепторной примесью задавался выражением

$$N_{ак} = N_{ак}^0 \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{l - x}{2 \sqrt{D_{ак} t}} \right) \right] = N_{ак}^0 \operatorname{erfc} \left[ \frac{k_{ак}}{l} (l - x) \right]. \quad (9)$$

Здесь  $l$  — длина структуры (рис. 1),  $k_{ак}$  — коэффициент, характеризующий крутизну профиля. Формулой (9) описывается распределение концентрации, которое устанавливается в полуграниченном теле при диффузии в него при-

меси из паровой фазы при условии, что на поверхности поддерживается постоянная концентрация  $N_{ак}^0$  [9]. Профиль легирования донорной примесью описывался формулой

$$N_d(x) = \frac{N_d^0}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{D_d t}}\right) + N_d^1 = \frac{N_d^0}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{k_d x}{l}\right) + N_d^1. \quad (10)$$

Здесь  $N_d^0$  — концентрация доноров в  $n^+$ -слое,  $N_d^1$  — концентрация доноров в  $n$ -слое. Зависимость скорости носителей от поля задавалась модельной формулой

$$v_{n,p}(E) = \frac{v_{n,p}^s E/E_0}{1 + (E/E_0)}, \quad (11)$$

где  $v_{n,p}^s$  — насыщенные скорости носителей. В уравнении (1) наряду со свободными носителями учитывались концентрации заряженных доноров и ак-

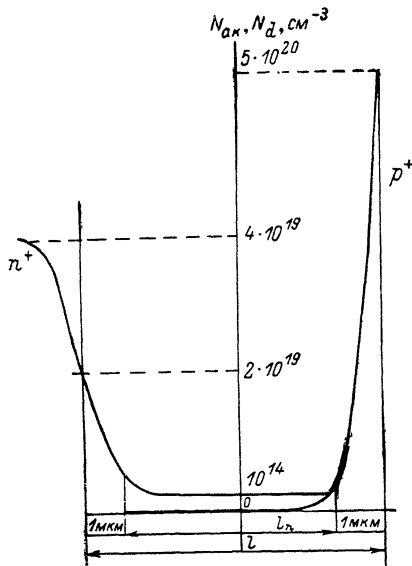


Рис. 1. Профиль легирования  $n^+$ — $n$ — $p^+$ -диода.

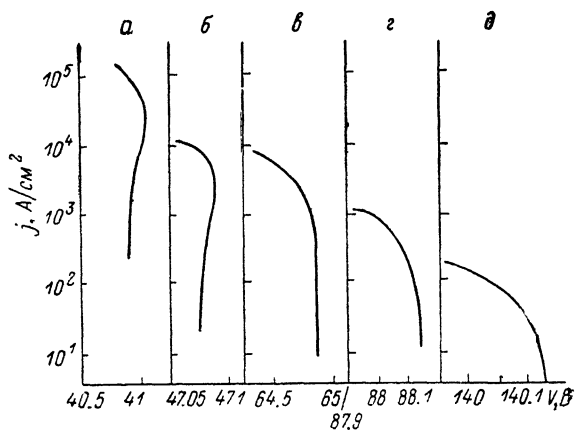


Рис. 2. ВАХ  $p^+$ — $n$ — $n^+$ -диодов, рассчитанные на ЭВМ.

$l_n$ , мкм: а — 0.5, б — 0.75, в — 1.5, г — 2.5, д — 5.

цепторов. При этих условиях система уравнений (1)—(3) интегрировалась численно на ЭВМ, для каждого значения параметра  $j$  выбиралась пробная левая граничная точка  $x_0$ , в которой  $E = 6 \cdot 10^3$  В/см,  $j_p = 0$  (при поле  $\sim 6 \cdot 10^3$  В/см ударная ионизация отсутствует). Уравнения интегрировались до точки, в которой поле спадало до  $6 \cdot 10^3$  В/см, и проверялось выполнение условия  $j_p = j$  в конечной точке. Если в конечной точке выполнялось соотношение  $j_p < j$ , пробное значение  $x_0$  уменьшалось, при противоположном неравенстве значение  $x_0$  увеличивалось. Таким путем для каждого значения плотности тока были получены распределения поля по длине структуры и величина приложенного к ней напряжения. Для расчетов брались следующие профили легирования: концентрация акцепторной примеси  $N_{ак}$  спадает от  $5 \cdot 10^{20}$  до  $10^{14}$  см $^{-3}$  на длине  $\Delta l_{ак} = 10^{-4}$  см, концентрация донорной примеси спадает от  $2 \cdot 10^{19}$  до  $10^{14}$  см $^{-3}$  на длине  $\Delta l_d = 10^{-4}$  см, эти длины связаны с коэффициентами  $k_{ак}$ ,  $k_d$  соотношениями  $2 \cdot 10^{19} \operatorname{erfc}(k_d \Delta l_d / l) = 10^{14}$ ,  $5 \cdot 10^{20} \operatorname{erfc}(k_{ак} \Delta l_{ак} / l) = 10^{14}$ . Константы, входящие в выражение для коэффициентов ударной ионизации  $\alpha_{n,p} = \alpha_{\infty n,p} \times \exp(-B_{n,p}/E)$ , были взяты из [8].

На рис. 2 представлены расчетные зависимости  $j(U)$  для ряда структур от структуры, для которой длина  $n$ -базы  $l_n = 0.5 \cdot 10^{-4}$  см, до структуры, для которой длина  $n$ -базы  $5 \cdot 10^{-4}$  см. Для диодов с  $l_n = 0.5 \cdot 10^{-4}$  см область ОДС

начинается с плотности тока  $3.3 \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup>, для диодов с  $l_n = 0.75 \cdot 10^{-4}$  см  $j_{cr} = 2 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup>. Для диодов с  $l_n = 10^{-4}$  см ВАХ почти вертикальна при плотностях токов  $j \sim 100$  А/см<sup>2</sup>; для диодов с  $l_n = 1.5 \cdot 10^{-4}, 2.5 \cdot 10^{-4}, 5 \cdot 10^{-4}$  см при плотностях токов  $\leq 100$  А/см<sup>2</sup> имеются области слабого отрицательного наклона на ВАХ. Для сравнения был сделан расчет диода с  $l_n = 1.5 \cdot 10^{-4}$  см в модели равных коэффициентов ударной ионизации дырок и электронов, в этом случае ВАХ имеет положительный наклон вплоть до тока  $j_{cr} = 1.5 \times 10^4$  А/см<sup>2</sup>. Таким образом, слабый отрицательный наклон на ВАХ при  $j < evN_d^0$  обусловлен выполнением неравенств  $\alpha_n > \alpha_p, B_n < B_p$ .

4. Эксперимент. Образцы представляли собой  $p^+ - n - n^+$ -переходы, изготовленные по меза-технологии, с диаметром мезы  $50 \cdot 10^{-4}$  см,  $n^+$ - и  $n$ -слои выращивались эпи-

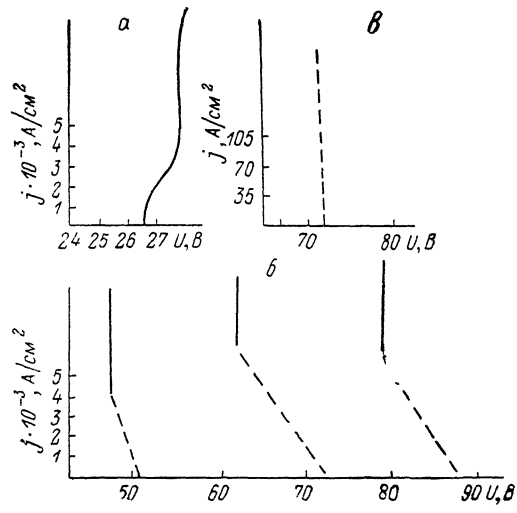


Рис. 3. Экспериментальные ВАХ.

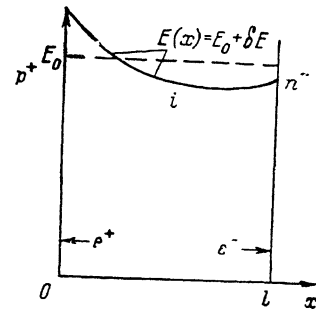


Рис. 4. Изменение поля пробоя  $p-i-n$ -диода, вызванное объемным зарядом лавинных носителей.

таксиально на сильно легированной подложке и были легированы мышьяком,  $p^+$ -слой создавался с помощью диффузии бора. Глубина залегания  $p^+ - n$ -перехода порядка  $10^{-4}$  см. Профиль легирования на границе  $n^+ - n$  определялся из  $C - V$ -измерений. Он был более плавным, чем в  $p^+$ -слое, и в диапазоне концентраций  $10^{15} - 10^{18}$  см<sup>-3</sup> достаточно хорошо соответствовал диффузионному. Измерения импульсных ВАХ проводились по методике, описанной подробно в [10]. Использовался падающий импульс П-образной формы с длительностью вершины 15 нс и фронтов 4 нс. ВАХ измерялась в точке, стоящей от начала импульса на 10 нс, в процессе медленного изменения амплитуды импульса. Типичные экспериментальные ВАХ для партии диодов с  $U_{np} \sim 28$  В изображены на рис. 3, а, для диодов с  $U_{np} > 50$  В — на рис. 3, б. Штрихами на экспериментальных кривых обозначены участки «срыва» ВАХ, свидетельствующие о наличии ОДС. На этих участках однородное по поперечному сечению распределение плотности тока неустойчиво, структура переходит в состояние со шнуровым распределением тока, этот переход сопровождается скачкообразным уменьшением напряжения на структуре. Наклон штриховых участков определяется сопротивлением генератора [10]. Вертикальные участки на экспериментальных ВАХ, по-видимому, соответствуют состоянию диода со шнуром, диаметр которого увеличивается при постоянном напряжении. Эти же характеристики измерялись в масштабе 0.7 мА/см (что соответствует плотности тока 35 А/см<sup>2</sup> на 1 см) (рис. 3, в), в пределах такой чувствительности участков с положительным наклоном при малых плотностях токов не наблюдалось. Следовательно, для диодов с  $U_{np} > 50$  В область ОДС начиналась от плотности тока, меньшей 35 А/см<sup>2</sup>, что соответствует расчетному результату раздела 3.

5. Обсуждение результатов. Получено качественное соответствие между расчетными и экспериментальными ВАХ в области пробоя. Из расчетных ВАХ следует, что имеется область ОДС даже в самых коротких  $p^+ - n - n^+$ -диодах,

однако для них значение  $j_{кр}$  высоко. ОДС исчезает только при  $l_n=0$ . В отличие от зависимости, полученной в [2], для низковольтных диодов с короткой базой, такой, что  $(e/\epsilon)N_d^+l_n \ll E_0$  и  $l_n \sim \Delta l_{зк}, \Delta l_d$ , величина  $j_{кр}$  падает с ростом длины  $n$ -области. На экспериментальных ВАХ с  $U_{np} > 50$  В при плотностях токов  $\sim 30$  А/см<sup>2</sup> нижняя положительная ветвь ВАХ не наблюдалась, несмотря на достаточно плавные профили легирования. Этот результат объясняется наличием ОДС при  $j < evN$ , обусловленной различием коэффициентов ударной ионизации в кремнии при полях  $E \sim 3 \cdot 10^5$  В/см. Механизм образования ОДС показан на рис. 4. Малый ток ударной ионизации приводит к уменьшению поля у  $n^+$ -контакта, где ионизация в основном производится электронами, и к возрастанию поля у  $p^+$ -контакта, где ионизация в основном производится дырками ( $\alpha_p < \alpha_n$ ). При этом в целом напряжение на диоде уменьшается. Дырочный коэффициент ударной ионизации растет быстрее с ростом поля, чем падает электронный коэффициент ( $B_p > B_n$ ), поэтому возрастания поля у  $p^+$ -контакта достаточно, чтобы поддерживать большую плотность тока при меньшем напряжении на диоде.

В заключение авторы выражают благодарность Э. С. Грибникову за обсуждение работы и полезные критические замечания.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Egawa H. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1966, v. ED-13, N 11, p. 754—758.
- [2] Bowers H. C. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1968, v. ED-15, N 6, p. 343—349.
- [3] Muller M. W., Guckel H. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1968, v. ED-15, N 2, p. 560—568.
- [4] Грехов И. В., Серезкин Ю. С. Лавинный пробой  $p$ — $n$ -перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.
- [5] Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., 1968. 480 с.
- [6] Stillman G. E., Robbins V. M., Hess K. — Physica, 1980, v. 134B, N 1-3, p. 241—246.
- [7] Dai B. T., Chang C. Y. — J. Appl. Phys., 1971, v. 42, N 12, p. 5198—5201.
- [8] Van Overstraten R., De Man H. — Sol. St. Electron., 1970, v. 13, N 5, p. 583—608.
- [9] Болтакс Б. И. Диффузия в полупроводниках. М., 1961. 464 с.
- [10] Файнберг В. И. — Полупроводн. техн. и микроэлектрон., 1980, № 32, с. 49—53.

Институт полупроводников  
АН УССР  
Киев

Получена 19.11.1987  
Принята к печати 24.02.1988