

## Модель поведения МОП-структур при ионизирующем облучении

*Разработана количественная модель поведения МОП-структур при ионизирующем облучении, базирующаяся на захвате дырок водородосодержащими ловушками. Часть ловушек заряжается, образуя положительный объёмный заряд в диэлектрике. Другая часть распадается с освобождением положительных ионов водорода, которые мигрируют в электрическом поле диэлектрика к межфазной границе с полупроводником, где приводят к депассивации поверхностных состояний, которые заряжаются в соответствии с поверхностным потенциалом. Проведено сравнение с экспериментальными данными.*

**Ключевые слова:** МОП-структура, ионизирующее облучение

При воздействии ионизирующего облучения в диэлектрике МОП-структуры генерируются электронно-дырочные пары. Электроны, обладающие высокой подвижностью в диоксиде кремния, стекают в затвор и в полупроводниковую кремниевую подложку, а менее подвижные дырки захватываются на дырочные ловушки, образуя положительный объёмный заряд (ОЗ) в диэлектрике [1,2]. На межфазной границе раздела (МФГ) Si-SiO<sub>2</sub> образуются поверхностные состояния (ПС), которые заряжаются положительно или отрицательно в зависимости от положения уровня Ферми и изгиба зон на поверхности кремния [3,4]. Считалось, что дырочными ловушками в термическом диоксиде кремния являются E'-центры [5], связанные с кислородными вакансиями в сетке аморфного SiO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>≡Si•. Позже были обнаружены дефекты, связанные с E'-центрами, содержащие водород [6]. В работах Афанасьева с соавторами [7,8] показано, а в работе [9] подтверждено, что именно водородосодержащие дефекты O<sub>3</sub>≡Si-H являются основными дырочными ловушками в термическом диоксиде кремния. Образование ПС в эмпирической модели МакЛина [10] связывалось с диффузией водорода в ионизированной (H<sup>+</sup>) форме. В имеющихся количественных моделях [11, 12] не учитывалась важная роль водорода в образовании как ПС, так и объёмного заряда. Целью настоящей работы является разработка количественной модели совместного образования ПС и объёмного заряда в МОП-структурах с учётом радиолиза водорода при ионизирующем облучении и зарядении ПС как в процессе облучения, так и при измерении порогового напряжения после облучения.

В термическом диоксиде кремния, полученном окислением в сухом или влажном кислороде, содержится высокая концентрация водорода в связанном состоянии (до 10<sup>19</sup> – 10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup> [13, 14]). Водород накапливается в объёме диэлектрика, захватываясь на дефекты структуры аморфного SiO<sub>2</sub>, а также вблизи МФГ Si-SiO<sub>2</sub>, пассивируя ПС. Полагаем, что дырки, образующиеся в диоксиде кремния при ионизирующем облучении, захватываются на нейтральные водородосодержащие ловушки TH<sup>0</sup>, где Т – дефект структуры диоксида кремния типа O<sub>3</sub>≡Si•. При этом, если энергия дырки меньше энергии связи Si-H<sup>0</sup>, то происходит захват дырки и водородосодержащие ловушки заряжаются, образуя положительный ОЗ: TH<sup>0</sup> + h<sup>+</sup>  $\xrightarrow{k1}$  TH<sup>+</sup>. Если же энергия дырки больше энергии связи Si-H<sup>0</sup>, тогда за-

хват дырки стимулирует разрыв водородной связи и образование свободного положительного иона водорода (протона) по реакции:  $\text{TH}^0 + h^+ \xrightarrow{k_2} \text{T}^0 + \text{H}^+$ . Ионы водорода мигрируют в электрическом поле к МФГ Si-SiO<sub>2</sub>, где взаимодействуют с пассивированными ПС, приводя к их депассивации по реакции [15]:  $\equiv\text{SiH} + \text{H} \rightarrow \equiv\text{Si}\bullet + \text{H}_2$ . Возможные реакции с образованием или участием нейтрального атомного или молекулярного водорода не рассматриваем, поскольку образование ПС зависит от полярности напряжения на затворе. Система диффузионно-реакционных уравнений и уравнение Пуассона, описывающие приведённые выше процессы в диоксиде кремния, имеют вид:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p \frac{\partial}{\partial x} (pE) + G - (k_1 + k_2) C_{\text{TH}}^0 p \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \frac{\partial}{\partial x} (nE) + G \quad (2)$$

$$\frac{\partial C_{\text{H}}^+}{\partial t} = D_{\text{H}}^+ \frac{\partial^2 C_{\text{H}}^+}{\partial x^2} - \mu_{\text{H}}^+ \frac{\partial}{\partial x} (C_{\text{H}}^+ E) + k_2 C_{\text{TH}}^0 p \quad (3)$$

$$\frac{\partial C_{\text{TH}}^+}{\partial t} = k_1 C_{\text{TH}}^0 p \quad (4)$$

$$\frac{\partial C_{\text{TH}}^0}{\partial t} = -(k_1 + k_2) C_{\text{TH}}^0 p \quad (5)$$

$$\frac{\partial C_{\text{T}}^0}{\partial t} = k_2 C_{\text{TH}}^0 p \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} (C_{\text{TH}}^+ + C_{\text{T}}^+ + C_{\text{H}}^+ + p - n) \quad (7)$$

где  $x$  – координата, отсчитываемая от границы диоксида с кремнием;  $t$  – время облучения;  $n$  и  $p$  – концентрации свободных электронов и дырок, соответственно;  $D_n$  и  $D_p$  – коэффициенты диффузии электронов и дырок, соответственно;  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – подвижности электронов и дырок, соответственно ( $\mu_n = 20 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ,  $\mu_p = 4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ );  $D_{\text{H}}^+$  – коэффициент диффузии ионов водорода ( $D_{\text{H}}^+ = 1.0 \exp(-0.76/kT) \text{ см}^2/\text{с}$  [16],  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура),  $\mu_{\text{H}}^+$  – подвижность ионов водорода;  $U$  – распределение потенциала в диоксиде кремния,  $E$  – напряженность электрического поля в диэлектрике,  $E = -dU/dx$ ;  $q$  – заряд электрона;  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость диоксида кремния ( $\varepsilon = 3.9$ ),  $G$  – темп генерации электронно-дырочных пар. Темп генерации рассчитывался по [17] при коэффициенте генерации электронно-дырочных пар рентгеновским излучением,  $k_g = 1.4 \cdot 10^{-6} \text{ Кл}\cdot\text{см}^{-3}/\text{рад}$ . Система (1) ÷ (7) решалась при граничных условиях, соответствующих бесконечно большой скорости захвата свободных носителей и ионов водорода на обеих границах:  $n(0, t) = n(d, t) = p(0, t) = p(d, t) = 0$ ;  $C_{\text{H}}^+(0, t) = C_{\text{H}}^+(d, t) = 0$ . К затвору относительно подложки приложено напряжение  $U_g$ :  $U(0, t) = 0$ ,  $U(d, t) = U_g$ . Полагаем, что в начальный момент времени концентрации всех компонентов нулевые кроме концентрации водородосодержащих дырочных ловушек, распределение которых по толщине оксида полагается однородным:  $C_{\text{TH}}^0(x, 0) = C_{\text{TH}0}^0$ . Сдвиг порогового напряжения под действием облучения ( $\Delta U_{th}$ ) складывается из объёмной ( $\Delta U_{ot}$ ) и поверхностной ( $\Delta U_{it}$ ) составляющих:  $\Delta U_{th} = \Delta U_{ot} + \Delta U_{it} = (Q_{ot} \pm Q_{it})/C_{ox}$ , где  $Q_{ot}$  – эффективный объёмный заряд;  $Q_{it}$  – заряд на ПС; знак минус в соответствии с  $n$ -канальным, а знак плюс –  $p$ -канальным МОП-транзисторам,  $C_{ox}$  – удельная ёмкость диоксида,  $C_{ox} = \varepsilon \varepsilon_0/d$ . Эффектив-

ный объемный заряд рассчитывается по формуле:  $Q_{ot} = q \int_0^d \rho(1 - x/d)dx$ , где  $\rho$  – плотность объёмного заряда,  $\rho = C_{TH}^+ + C_H^+ + p - n$ . Полагаем, что количество ПС, образующихся при облучении, определяется суммарным потоком ионизованного водорода на МФГ Si-SiO<sub>2</sub>,  $j_H^+ = -D_H^+ \frac{\partial C_H^+}{\partial x} + \mu_H^+ C_H^+ E$ . То есть, каждый ион водорода, стекающий на МФГ Si-SiO<sub>2</sub>, приводит к депассивации одного ПС:  $N_{it} = \int_0^t j_H^+(0, t) dt$ .

Заряд на поверхностных состояниях зависит от поверхностного потенциала, уровня и типа легирования кремниевой подложки, а также от распределения ПС по энергиям. Последнее полагалось равномерным по ширине запрещённой зоны кремния. В модели учитывалось зарядение ПС в процессе облучения:  $Q'_{it} = -qN_{it}(\phi_s - \phi_b)/E_g$ , где  $\phi_s$  – поверхностный потенциал,  $\phi_b$  – объёмный потенциал,  $\phi_b = kT \cdot \ln(N/n_i)$ ,  $N$  – уровень легирования кремниевой подложки,  $n_i$  – собственная концентрация носителей в кремнии ( $n_i = 1.4 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup> при 300 К),  $E_g$  – ширина запрещенной зоны Si ( $E_g = 1.12$  эВ при 300 К). Поверхностный потенциал в процессе облучения находится из условия:  $U_g = \phi_s - \phi_{ms} - (Q_{ot} + Q'_{it})/C_{ox}$ ,  $\phi_{ms}$  – контактная разность потенциалов металл-полупроводник. При измерении порогового напряжения МОП-транзистора (условие сильной инверсии,  $\phi_s = 2\phi_b$ ) выражение для поверхностного заряда имеет вид:  $Q_{it} = -qN_{it} \phi_b/E_g$ . Параметрами модели, помимо исходной концентрации водородосодержащих дырочных ловушек  $C_{TH0}^0$ , являются константы скоростей реакций, которые при диффузионном ограничении определяются коэффициентами диффузии дырок:  $k_1 = 4\pi r_1 D_p$ ,  $k_2 = 4\pi r_2 D_p$ . Радиусы захвата дырок связаны с соответствующими сечениями захвата соотношениями:  $\sigma_{pi} = k_i/(V_{th} D_p/D_n)$ , ( $i = 1, 2$ ), где  $V_{th}$  – тепловая скорость электронов ( $V_{th} \cong 10^7$  см/с),  $\sigma_p$  – сечение захвата дырок. Учитывалась зависимость сечения захвата дырок от напряженности электрического поля [18]:  $\sigma_p(E) = \sigma_{p0}(1 + 1.9 \cdot 10^{-4} E^{0.55})^{-1}$ , где  $\sigma_{p0}$  – сечение захвата дырок в слабых полях.

Система уравнений (1) ÷ (7) решалась численно с использованием неявной разностной схемы. Анализировались экспериментальные дозовые зависимости  $U_{th}$ ,  $U_{ot}$  и  $U_{it}$ , полученные для  $n$ -канальных МОП-транзисторов с поликремниевым затвором и толщиной термического подзатворного оксида  $d = 120$  нм. МОП-транзисторы подвергались  $\gamma$ -облучению при отсутствии напряжения на затворе ( $U_g = 0$ ) на гамма-облучателе твердотельных изделий (ГОТ) с дозами от  $10^4$  до  $10^7$  рад при мощности излучения 70 рад/с. Источником излучения служил радиоактивный изотоп Cs<sup>137</sup>.

На рис.1 представлены экспериментальные данные и результаты моделирования дозовых зависимостей  $U_{it}$  (1, 1'),  $U_{ot}$  (2, 2') и  $U_{th}$  (3, 3') при следующих значениях параметров:  $C_{TH0}^0 = 2.6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $\sigma_{p01} = 3.2 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_{p02} = 6.3 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. При больших дозах облучения имеет место тенденция к насыщению объёмной и поверхностной составляющих порогового напряжения  $U_{ot}$  и  $U_{it}$ . В работе [19] насыщение порогового напряжения объяснялось установлением равновесия между заполнением дырочных ловушек

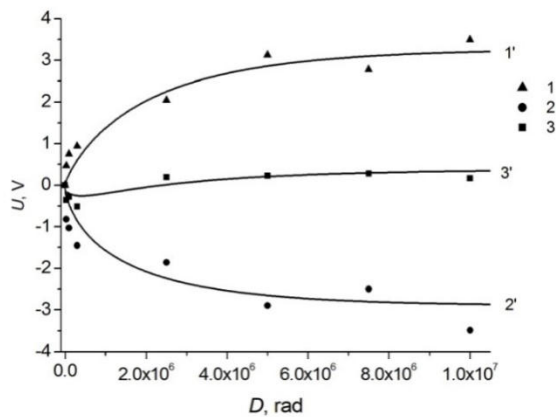


Рисунок 1. Дозовые зависимости  $U_{it}$  (1, 1'),  $U_{ot}$  (2, 2') и  $U_{th}$  (3, 3'): 1 - 3 – эксперимент; 1' - 3' – расчёт по модели.

и рекомбинацией радиационно-введённых электронов с захваченными дырками. В предлагаемой модели насыщение дозовых зависимостей  $U_{ot}$  и  $U_{it}$  обусловлено истощением исходных водородосодержащих ловушек  $TН^0$ , являющихся источником как ОЗ, так и ПС.

Отметим, что найденные значения концентрации дырочных ловушек  $C_{TH}^0$  и сечений захвата дырок  $\sigma_{p0}$  лежат в диапазоне литературных данных [20].

#### Библиографический список

1. Коршунов Ф.П., Богатырев Ю.В., Вавилов В.А. Воздействие радиации на интегральные микросхемы // - Минск: Наука и техника. - 1986. - 254 с.
2. Першенков В.С., Попов В.Д., Шальнов А.В. Поверхностные радиационные эффекты в ИМС // - Москва: - Энергоатомиздат. – 1988. – 252 с.
3. Гуртов В.А. Твёрдотельная электроника // Москва: Техносфера. - 2008. - С. 67-123.
4. Oldham T.R. IEEE // Trans. Nucl. Sci. - 2003. - Vol. 50. - № 3. - pp. 483-499.
5. Lenahan P.M., Dressendorfer P. V. // J. Appl. Phys. - 1984. - Vol. 55. - pp. 3495-3499.
6. Triplett B.B., Takahashi T., Sugano T. // Appl. Phys. Lett. - 1987. - Vol. 50. - pp. 1163-1165.
7. Afanas'ev V.V., Stesmans A. // J. Phys.: Condens Matter. – 2000. – Vol. 12. – pp. 2285-2290.
8. Afanas'ev V.V., Andriaenssens G.J., Stesmans A. // Microel. Eng. – 2001. – Vol. 59. – pp. 85-88.
9. Rivera A., van Veen A., Schut H., de Nijs J. M. M., Balk P. // Solid-State Electron. – 2002. –Vol. 46. – pp. 1775-1785.
10. McLean F.B. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1980. – Vol. NS-27 – N 6. – pp. 1651-1657.
11. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Макаренко В.А., Гитлин В.Р. // Микроэлектроника – 2006 – Т. 35. – № 6. – С. 382-391.
12. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Бондаренко Е.В., Гитлин В.Р., Макаренко В.А., Бормонтов А.Е. // Вестник ВГУ. Серия: Физика и математика. – 2008 – № 2. – С. 30-36.
13. Griscom D.L. // J. Appl. Phys. – 1985 – Vol. 58. – pp. 2524-2533.
14. Revesz A.G. // J. Electrochem. Soc. – 1979 – Vol. 126. – pp. 122-130.
15. Cartier E., Stathis J.H., Buchanan D.A. // Appl. Phys. Lett. – 1993 – Vol. 63. – pp. 1510-1512.
16. Hofstein S.R. // IEEE Trans. Electron Dev. – 1967 – V. 11. – № 11. – pp. 749-759.
17. Benedetto J.M., Boech H.E. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1986 – Vol. 33. – № 6. – pp. 1318-1323.
18. Krantz R.J., Aukerman L.W., Zietlow T.C. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1987 – Vol. 34. – № 6. – pp. 1196-1201.
19. Boesch H.E., McLean F.B., Benedetto J.M., McGarrity J.M. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1986 – Vol. 33. – № 6. – pp. 1191-1197.
20. Барабан А. П., Булавинов В. В., Коноров П. П. Электроника слоёв SiO<sub>2</sub> на кремнии // Л.:Издательство Ленинградского университета. – 1988. - 304 с.