

$$\tau_2 = \tau_2^\infty + \tau_\gamma \ln \left( 1 + \frac{P_{o2}}{P_{oi}} e^{-\frac{\Delta t}{\tau_\gamma}} \right), \quad (I)$$

где  $\tau_2^\infty = \tau_\gamma \ln P_{o2} U_0 / P_n^* U$  - ВНР второго сбоя при  $\Delta t = \infty$ ;  $\Delta t$  - интервал между импульсами ионизации;  $P_{oi}$  - мощность дозы соответствующего импульса ионизации.

Как следует из рис. 3, расчет по формуле (I) качественно согласуется с экспериментом. Таким образом, при оценке стойкости аппаратуры в реальных условиях необходимо учитывать влияние кратности воздействия импульсов излучения.

В заключение отметим, что установленные закономерности обратного сбоя в КМОП ИМС могут быть полезными при оценке радиационной стойкости аппаратуры, особенно если универсальность зависимости ВНР от уровня нагружения будет подтверждена для широкого класса ИМС, так как в этом случае объемы испытаний могут быть существенно сокращены.

Статья поступила в редакцию 25 июня 1993 г.

УДК 621.382.323.539.12.04

#### КИНЕТИКА НАКОПЛЕНИЯ И ТУННЕЛЬНОГО ОТЖИГА РАДИАЦИОННО-НАВЕДЕННОГО ЗАРЯДА В ОКСИДЕ МОП-ТРАНЗИСТОРА

Г.И. Зебрев

Предложен теоретический подход, позволяющий описывать кинетику накопления и туннельного отжига радиационно-индуцированного заряда в оксидах МОП-структур. Рассмотрены случаи импульсного и стационарного облучения с разными интенсивностями.

Радиационная стойкость современных МОП-структур определяется главным образом качеством узкой ( $\approx 3$  нм) переходной области границы раздела  $Si - SiO_2$ . Из-за нарушенной стехиометрии (дефицита атомов кислорода) в этом слое повышена концентрация кислородных вакансий  $N_{Vo}$ , которые по современным представлениям являются основными предвестниками радиационных нарушений, в частности, дырочных ловушек [1,2]. Радиационную стойкость МОП-структуры будем характеризовать шириной залегания кислородных вакансий  $l$  и эффективностью захвата дырок  $F_t$  в этом слое

$$F_t = 1 - \exp(-\sigma_p N_{Vo} l) \approx \sigma_p N_{Vo} l,$$

где  $\sigma_p$  - сечение захвата дырок.

Доля захваченных дырок от полного их количества, индуцированного облучением, варьируется от  $F_t < 0,1$  (радиационно-стойкие образцы) до  $F_t \sim 0,2-0,5$  (коммерческие).

Радиационно-наведенный заряд на дырочных ловушках является существенно неравновесным. Одним из механизмов восстановления термодинамического равновесия является туннельная релаксация. Кинетическое уравнение, описывающее динамику встраивания и туннельного отжига, можно записать в виде

$$\frac{dP(x,t)}{dt} = \frac{F_t}{l} K_g d_{ox} \eta(E_{ox}) P_\gamma - \frac{P(x,t)}{\tau(x)}, \quad (I)$$



RU9710221

где  $K_g = 1,38 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \text{ рад}^{-1}$ ;  $\eta(E_{ox})$  - зависящая от поля в окисле в момент облучения доля разделенных электронно-дырочных пар [3].

Решение уравнения (1) дает для приведенной поверхностной плотности заряженных дырочных ловушек следующее выражение:

$$N_{ot} = F_t K_g d_{ox} \eta(E_{ox}) \frac{\lambda}{\ell} \int_0^t dt' [E_1(\frac{t-t'}{\tau_e}) - E_1(\frac{t-t'}{\tau_0})] P_\gamma(t'), \quad (2)$$

где  $P_\gamma$  - мощность дозы;  $\lambda \leq 0,1 \text{ нм}$  - туннельная длина;  $\tau_0 = 10^{-11} \text{ с}$  - минимальное время туннелирования;  $\tau_e = \tau_0 \exp(\ell/\lambda)$ ;  $E_1(y)$  - функция интегральной экспоненты.

Рассмотрим основные частные случаи, представляющие практический интерес.

Импульсное облучение. В этом случае связь мощности дозы  $P_\gamma$  с полной дозой  $D$  можно представить в виде  $P_\gamma(t) = D \delta(t)$ . Тогда общая формула (2) дает временную динамику туннельного отжига после импульса облучения

$$N_{ot} = F_t K_g d_{ox} \eta(E_{ox}) \frac{\lambda}{\ell} D [E_1(\frac{t}{\tau_e}) - E_1(\frac{t}{\tau_0})].$$

С точностью до слагаемых  $\ell/d_{ox} \ll 1$  сдвиг напряжения  $\Delta V_{ot}$ , обусловленный зарядом в окисле, определяется соотношением  $|\Delta V_{ot}| = e N_{ot}/C'_0$ , где  $C'_0$  - емкость окисла. Счень удобно воспользоваться известной асимптотикой интегральной экспоненты ( $E_1(y) = 0,577 - \ln y, y < 1$ ) [4]

$$\Delta V_{ot} \approx \frac{F_t K_g d_{ox} \eta(E_{ox})}{C'_0} D [1 - \frac{\lambda}{\ell} \ln \frac{t}{\tau_0}]. \quad (3)$$

Из сравнений с экспериментальными данными [5] можно по формуле (3) извлечь величину  $\ell$ :  $\ell \approx 46 \lambda$  или  $\ell \sim 3 \text{ нм}$ ,  $\tau_e \sim 10^9 \text{ с}$ , что соответствует многочисленным независимым экспериментальным данным.

Стационарное облучение. Рассмотрим облучение с постоянной мощностью дозы  $P_\gamma = D/T$  на протяжении времени  $T$ . С точностью до исчезающе малых слагаемых общая формула (2) дает зависимость временного отжига в виде

$$N_{ot} = F_t K_g d_{ox} \eta(E_{ox}) D \frac{\lambda}{\ell} \left\{ E_1(\frac{D}{P_\gamma \tau_e}) + \frac{1 - \exp(-\frac{D}{P_\gamma \tau_e})}{D/P_\gamma \tau_e} \right\}. \quad (4)$$

При дозах  $D \ll P_\gamma \tau_e$  существенно только первое слагаемое в скобках выражения (4), что соответствует практически линейному виду зависимости, накопленного заряда от дозы, слегка редуцированному слабым логарифмическим отжигом

$$N_{ot}(D) \sim D [1 - \frac{\lambda}{\ell} \ln(D/P_\gamma \tau_0)].$$

При очень больших дозах (больших временах облучения), когда  $D > P_\gamma \tau_e \sim 10^9 P_\gamma$ , скорость отжига сравнивается со скоростью накопления и  $N_{ot}$  перестает расти. В реальности дозовое насыщение сдвига порогового напряжения начинается при гораздо меньших дозах из-за ограничений, обусловленных накоплением отрицательного заряда на поверхностных состояниях, полевыми эффектами и т.п.

Наконец, рассмотрим динамику туннельного отжига заряда как функцию времени  $\Delta t$ , прошедшего после окончания стационарного облучения продолжительностью  $T$ . Результат, полученный по формуле (2), имеет в очень широком диапазоне параметров  $\tau_e \gg \Delta t$ ;  $T \gg \tau_0$  простую асимптотическую форму

$$N_{ot}(\Delta t, T) = F_t K_g d_{ox} \eta(E_{ox}) D \left\{ 1 - \frac{\lambda}{\ell} \left[ \ln\left(\frac{T+\Delta t}{\tau_0}\right) + \frac{\Delta t}{T} \ln\left(1 + \frac{T}{\Delta t}\right) \right] \right\}. \quad (5)$$

Как мы видим из выражения (5), кривые отжига абсолютной величины заряда в окисле (или  $\Delta V_{ot}$ ), соответствующие одной дозе и разным продолжительностями облучения (т.е. разным  $P_f$ ), практически параллельны (даже при  $\Delta t < T$ ) друг другу и различаются в одной временной точке не более чем на 2-3% ( $\sim \lambda/\ell$ ). Реальная экспериментальная ситуация такова, что в очень широком диапазоне мощностей доз (от импульсного облучения до значений  $P_f \ll 0,1$  рад/с) экспериментальные точки после облучательного отжига  $\Delta V_{ot}$  ложатся практически на одну кривую [6]. Этот факт имеет исключительно важное значение для прогнозирования радиационного отклика приборов в условиях низкоинтенсивного космического облучения по результатам ускоренных наземных испытаний. Последовательное теоретическое объяснение указанных экспериментальных данных до сих пор в литературе отсутствовало.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Woods M., Williams R. Hole Traps in Silicon Dioxide // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. P. 1082.
2. Lenahan P.M. Hole traps and Trivalent Silicon Centers in MOS Devices // Ibid. 1984. Vol. 55. P. 3495.
3. Srouf J.R., McGarrity J.M. Radiation Effects on Electronic Devices in Space // Proc. IEEE. 1988. Vol. 76. P. 1443.
4. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1977.
5. Lelis A.J. e.a. The Nature of the Trapped Hole Annealing Process // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1989. Vol. 36. P. 1808.
6. Fleetwood D.M. e.a. Using Laboratory X-Ray and Cobalt-60 Irradiations To Predict CMOS Device Response in Strategic and Space Environments // Ibid. 1988. Vol. 35. P. 1497.

Статья поступила в редакцию 25 июня 1993 г.

УДК 621.3.049.77.623.454.832

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИЗМЕНЕНИЯ ТОКА ПОТРЕБЛЕНИЯ КМОП ИНВЕРТОРА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НЕЙТРОННОГО ИМПУЛЬСА ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА

Р.Г. Усеинев, В.Ш. Насибуллин

На основе феноменологической модели изменения порогового напряжения МОП-транзистора после воздействия импульса ионизирующего излучения разработана модель расчета динамики изменения тока потребления КМОП инвертора после нейтронного импульса ядерного взрыва. Предложена оценочная формула для дозы нейтронного излучения поглощенного в  $SiO_2$ , учитывающая реальный энергетический спектр нейтронного импульса и ионизационную способность нейтронов.