

06;11;12

## Влияние радиационного воздействия на характеристики МДП-транзистора

© Е.Н. Бормонтов, М.Н. Левин, В.Р. Гитлин,  
Т.Г. Меньшикова, А.А. Татаринцев

Воронежский государственный университет

Поступило в Редакцию 12 августа 2003 г.  
В окончательной редакции 22 декабря 2003 г.

Представлены экспериментальные результаты радиационного воздействия на параметры МДП-транзистора. Показано, что для корректного определения плотности поверхностных состояний и заряда в диэлектрике методом подпороговых ВАХ необходим учет планарной неоднородности транзистора. Некоторое усложнение методики компенсируется повышением точности контроля поверхностных параметров и дополнительной возможностью определения флуктуаций потенциала поверхности.

Воздействие ионизирующих излучений (ИИ) способно привести к образованию поверхностных состояний (ПС) на границе раздела полупроводник–диэлектрик, объемного заряда в подзатворном диэлектрике транзистора металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) [1,2], а также значительных флуктуаций поверхностного потенциала вдоль границы раздела полупроводник–диэлектрик, связанных со случайным распределением радиационных дефектов по площади диэлектрика [2]. При этом радиационно-индуцированный заряд приводит к изменению порогового напряжения, а поверхностные состояния и зарядовые флуктуации кроме вклада в сдвиг порогового напряжения вызывают уменьшение крутизны передаточных (сток-затворных) вольт-амперных характеристик (ВАХ) транзистора на участке подпорогового тока. Для выяснения механизмов радиационной нестабильности, а также решения задачи прогнозирования радиационной стойкости МДП БИС необходимо независимое определение радиационно-индуцированного заряда в диэлектрике, плотности ПС и степени неоднородности поверхностного потенциала. Теория планарно-неоднородного МДПТ и методика определения его поверхностных параметров рассмотрены в [3]. В настоящей работе представлены экспериментальные результаты радиационного

воздействия на поверхностные и флуктуационные параметры МДПТ, иллюстрирующие возможность независимого определения этих параметров.

**Условия проведения эксперимента и методика расчета параметров.** Исследуемые образцы представляли собой  $p$ -канальные тестовые транзисторы с длиной канала  $5 \mu\text{m}$ , толщиной подзатворного окисла ( $\text{SiO}_2$ )  $d = 120 \text{ nm}$  и концентрацией легирующей примеси в подложке  $N_{\text{sub}} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Образцы облучались рентгеновскими квантами с энергией  $E \approx 25 \text{ keV}$  и дозой  $D \leq 10^6 \text{ rad (Si)}$  на установке ИРИС-МЗ. Результаты воздействия ИИ на МДПТ оценивались по изменению подпороговых ВАХ. Измерения проводились на автоматизированной установке.

Для оценки влияния дозы облучения на флуктуационный и поверхностные параметры будем пользоваться моделью планарно-неоднородного МДПТ. Подпороговые ВАХ такого транзистора с каналом  $p$ -типа описываются выражением [3]

$$I_D = \frac{Z}{L} \mu_p \frac{n}{m} \left( \frac{kT}{q} \right)^2 \sqrt{\frac{n_i}{N_D}} C_D(\bar{Y}_S) \times \exp \left[ -\frac{q}{kT} \frac{V_g - V_g^*}{n} \right] \left[ 1 - \exp \left( \frac{qV_D m}{kT n} \right) \right], \quad (1)$$

где  $Z$  и  $L$  — ширина и длина канала,  $\mu_p$  — подвижность дырок в канале,  $n_i$  — собственная концентрация,  $N_D$  — концентрация примеси в подложке,  $V_g$  и  $V_D$  — напряжения на затворе и стоке соответственно,  $V_g^*$  — напряжение на затворе, соответствующее середине области слабой инверсии ( $\bar{Y}_S = 1.5 \ln \lambda$ ),  $\lambda = n_i/N_D$ ,  $q$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,

$$C_D(\bar{Y}_S) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_{\bar{Y}_S - 3\sigma}^{\bar{Y}_S + 3\sigma} \left( \frac{q^2 \varepsilon_S N_D}{2kT(-Y_S - 1)} \right)^{1/2} \exp \left[ -\frac{(Y_S - \bar{Y}_S)^2}{2\sigma^2} \right] dY_S \quad (2)$$

— емкость слоя обеднения при среднем поверхностном потенциале  $\bar{Y}_S$ ,

$$n = \frac{C_{OX} + C_{SC}^* + qD_{SS}}{C_{OX}}, \quad m = \frac{C_{OX} + C_{SC}^*}{C_{OX}},$$

$C_{OX}$  — емкость подзатворного окисла,

$$C_{SC}^* = \frac{\varepsilon_S}{\sqrt{2} L_D} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_{1.5 \ln \lambda - 3\sigma}^{1.5 \ln \lambda + 3\sigma} \left| \frac{\exp(Y_S) - 1 - \lambda^2 (\exp(-Y_S) - 1)}{\sqrt{\exp(Y_S) - Y_S - 1 + \lambda^2 (\exp(-Y_S) + Y_S - 1)}} \right| \times \exp \left[ -\frac{(Y_S - 1.5 \ln \lambda)^2}{2\sigma^2} \right] dY_S \quad (3)$$

— полная емкость области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника при значении  $Y_S = 1.5 \ln \lambda$ .

Выражение (1) по форме подобно соответствующему соотношению для планарно-однородного транзистора [4], однако входящие в них параметры существенно различны. Так, в параметры  $m$  и  $n$  выражения (1) входит не емкость обедненного слоя  $C_D$ , а полная емкость ОПЗ  $C_{SC}$ , включающая емкость инверсионного слоя. Кроме того, в модели [3] учтена планарная неоднородность МДПТ, т.е. все емкости, входящие в формулу (1), усреднены по поверхностному потенциалу.

Суть методики контроля поверхностных параметров состоит в следующем. Измерив наклон линеаризованных выходных (в координатах  $\ln(1 - \frac{I_D}{I_{D\max}}) - \frac{qV_D}{kT}$  он равен  $m/n$ ) и передаточных (в координатах  $\ln I_D - qV_g/kT$  он равен  $1/n$ ) характеристик, можно найти величину  $m$ , а затем, пользуясь ее определением, получить экспериментальное значение емкости ОПЗ полупроводника в середине области слабой инверсии по формуле  $C_{SC}^* = (m - 1)C_{OX}$ . Емкость  $C_{SC}^*$  при заданной концентрации примеси в подложке  $N_D$  зависит только от флуктуационного параметра  $\sigma$ . Поэтому, используя теоретическую зависимость  $C_{SC}^*$  от  $\sigma$  (3) найденное экспериментальное значение  $C_{SC}^*$ , можно определить параметр  $\sigma$ . Затем, зная параметры  $m$  и  $n$ , можно также рассчитать спектральную плотность ПС  $D_{SS}$  по формуле

$$D_{SS} = \frac{C_{OX} + C_{SC}^*}{q} \left( \frac{n}{m} - 1 \right) = \frac{C_{OX} + (m - 1)C_{OX}}{q} \left( \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha_D} - 1 \right) = \frac{\operatorname{tg} \alpha_D}{|\operatorname{tg} \alpha_g|} \frac{C_{OX}}{q} \left( \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha_D} - 1 \right). \quad (4)$$

Наконец, определив дополнительно пороговое напряжение МОП транзистора  $V_T$  (например, экстраполяцией зависимости  $I_D^{1/2}(V_g)$  в области сильной инверсии на ось  $V_g$ ), при известных  $D_{SS}$  и  $\sigma$  можно

рассчитать заряд окисла  $Q_{ox}$  по формуле

$$Q_{ox} = -Q_{SC}^* - C_{ox} \left( V_T - \phi_{ms} - 2 \frac{kT}{q} \ln \lambda \right) + 2qD_{SS} \frac{kT}{q} \ln \lambda, \quad (5)$$

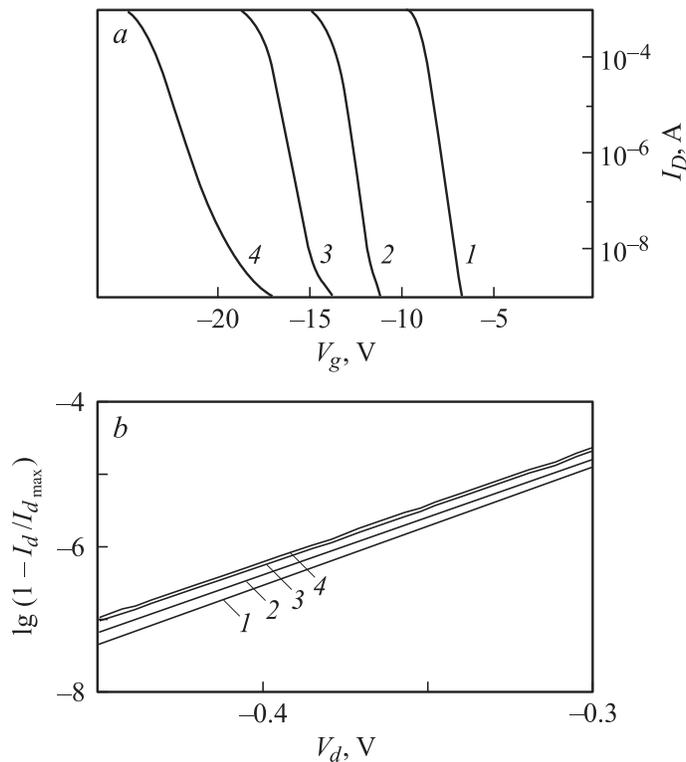
где

$$Q_{SC}^* = \frac{\sqrt{2} q N_D L_D}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_{1.5 \ln \lambda - 3\sigma}^{1.5 \ln \lambda + 3\sigma} [(\exp Y - Y - 1) + \lambda^2 (\exp(-Y) + Y - 1)]^{1/2} \times \exp \left[ -\frac{(Y - 1.5 \ln \lambda)^2}{2\sigma^2} \right] dY$$

— полный пространственный заряд полупроводника в середине области слабой инверсии.

**Результаты и обсуждение.** Типичные экспериментальные ВАХ, измеренные в области подпороговых токов, приведены на рис. 1, экспериментальная зависимость порогового напряжения от дозы облучения — на рис. 2, а. Из приведенных зависимостей видно, что радиационное воздействие изменяет как передаточные ( $I_D - V_g$ ) и выходные ( $I_D - V_D$ ) подпороговые ВАХ, так и величину порогового напряжения транзистора. Подчеркнем необходимость совместного рассмотрения обоих семейств ВАХ, поскольку анализ каждого из семейств в отдельности может приводить к неоднозначной интерпретации результатов исследуемого радиационного воздействия на поверхностные параметры базовой структуры транзистора.

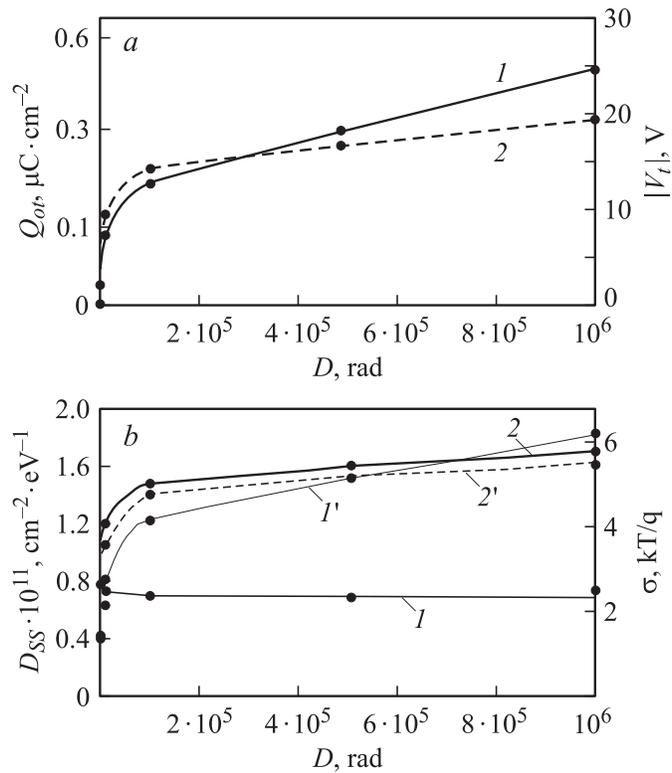
Дозовые зависимости накопления радиационного заряда в окисле  $Q_{ox}$  (кривая 2, рис. 2, а), плотности ПС  $D_{SS}$  (кривая 1, рис. 2, б) и флуктуационного параметра  $\sigma$  (кривая 2, рис. 2, б) исследуемой структуры Si-SiO<sub>2</sub>, рассчитанные на основе экспериментальных данных с помощью соотношений (3)–(5), приведены на рис. 2. Для сравнения на рис. 2, б приведена также дозовая зависимость плотности ПС, рассчитанная без учета флуктуаций потенциала поверхности кремния (кривая 1'). Основным результатом, который иллюстрируется этими зависимостями, является то, что исследуемое рентгеновское облучение наряду с накоплением радиационного заряда в окисном слое приводит к значительному росту флуктуаций поверхностного потенциала



**Рис. 1.** Передаточные (а) и выходные (b) подпороговые ВАХ  $p$ -канального МДПТ: 1 — исходные, 2–4 — после облучения дозой  $D = 10^4$ ,  $10^5$  и  $10^6$  rad соответственно.

полупроводника, но дополнительной генерации ПС при этом не происходит. Следует отметить также корреляцию неоднородности потенциала поверхности полупроводника (параметра  $\sigma$ ) с существованием радиационно-индуцированного заряда в окисном слое  $Q_{or}$ .

Обычно уменьшение наклона сток-затворных ВАХ после облучения связывается лишь с возрастанием плотности ПС [5,6]. Однако рост плотности ПС с увеличением дозы облучения (кривая 1 на рис. 2, b) и обычно наблюдаемое  $U$ -образное распределение по энергиям низких



**Рис. 2.** Дозовые зависимости поверхностных параметров: *a* — порогового напряжения  $V_T$  (1) и заряда  $Q_{0r}$  (2); *b* — плотности поверхностных состояний  $D_{SS}$  (1 — расчет по методике [3], 1' — по методике [4]) и флуктуационного параметра  $\sigma$  (2 — расчет по методике [3], 2' — оценка с помощью конденсаторной модели [8]).

плотностей ПС могут быть артефактами расчетов, введенными флуктуациями фиксированного заряда окисного слоя. Другими словами, если флуктуации не учитывать, то можно прийти к ошибочному выводу о росте плотности ПС независимо от вида облучения. Вместе с тем проявление радиационных эффектов существенным образом зависит от характера радиационного воздействия [1,7]. Поэтому при других

видах облучения (или в комбинации с другими типами воздействий, таких как отжиг, ультрафиолетовое облучение и т.п.) возможным результатом радиационного воздействия может оказаться, например, увеличение плотности ПС или одновременное возрастание и плотности ПС, и степени неоднородности поверхностного потенциала (зарядовых флуктуаций).

Представляет интерес оценка возможности возникновения наблюдаемых величин флуктуационного параметра  $\sigma$ , вытекающая из существующих флуктуационных моделей [8,9]. Воспользуемся для этого простейшей конденсаторной моделью Гоэцбергера [8]. Эта модель лежит в основе теории планарно-неоднородного МОПТ и широко используется для интерпретации дисперсии времени перезарядки ПС при наличии в структуре металл–окисел–полупроводник (МОП) крупномасштабных технологических флуктуаций. Именно такие флуктуации наблюдаются непосредственно в экспериментах со сканирующим ртутным зондом [10].

В модели Гоэцбергера МОП-структура условно разбивается на большое количество микроплощадок (микроконденсаторов, соединенных параллельно), распределенных по общей площади структуры случайным образом. В пределах каждой площадки характеристики структуры (емкость, заряд, потенциал) считаются однородными. Линейный размер элементарной площадки должен быть больше глубины слоя пространственного заряда, причем в режиме обеднения МДП-структуры величина элементарной площадки равна квадрату глубины обедненного слоя.

Как показано в [10] и других работах, во флуктуациях полного поверхностного заряда в кремниевых МОП-структурах доминируют флуктуации фиксированного заряда окисла  $Q_{0r}$  и, согласно общепринятому взгляду, заряд  $Q_{0r}$  и его флуктуации являются главной причиной флуктуаций поверхностного потенциала в этих структурах. Поэтому величину флуктуаций потенциала поверхности полупроводника можно оценить по величине накопленного фиксированного заряда, т.е. числу радиационных дефектов в окисном слое МОП-структуры.

Пусть  $\bar{N}$  — среднее число дефектов в подзатворном окисле, приходящееся на характеристическую площадку  $A$  ( $A$  — площадь каждого микроконденсатора). Если  $\bar{N}$  — большое число, то функция распределения структурных дефектов  $P(N)$  будет гауссовской аппроксимацией

распределения Пуассона

$$P(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N}} \exp\left(-\frac{(N - \bar{N})^2}{2N}\right). \quad (6)$$

Число дефектов, приходящихся на характеристическую площадку и плотность встроенного заряда  $Q_{0r}$ , связаны очевидным соотношением:  $N = A Q_{0r} / q$ . Тогда, пользуясь соотношением вероятностей  $P(N)dN = P(Q_{0r})dQ_{0r}$ , получаем следующее выражение для функции распределения встроенного заряда:

$$P(N) = \left(\frac{A}{2\pi q \bar{Q}_{0r}}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{A(Q_{0r} - \bar{Q}_{0r})^2}{2q \bar{Q}_{0r}}\right). \quad (7)$$

Аналогично, пользуясь зависимостью среднеквадратической флуктуации заряда от параметров МДП-структуры, для функции распределения безразмерного поверхностного потенциала получим

$$P(Y_s) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(Y_s - \bar{Y}_s)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (8)$$

где величина стандартного отклонения безразмерного поверхностного потенциала

$$\sigma = \frac{\beta}{C_{0x} + C_{SC}^* + C_{SS}} \left(\frac{q \bar{Q}_{0r}}{A}\right)^{1/2} \quad (\beta = q/kT). \quad (9)$$

Результаты расчета дозовой зависимости флуктуационного параметра  $\sigma$ , выполненные в рамках модели Гоэцбергера (кривая 2', рис. 2, *b*), хорошо согласуются с экспериментальными данными (кривая 2, рис. 2, *b*), что подтверждает, с одной стороны, модель [8], с другой стороны — теоретическую модель планарно-неоднородного МОПТ [3] и соответствующую методику расчета параметров МОП-структуры, основанную на этой модели.

Таким образом, при крупномасштабных флуктуациях поверхностного потенциала, когда размер характеристической площадки превосходит ширину ОПЗ-полупроводника, поверхностный потенциал  $Y_s$  распределен по гауссовскому закону (8) со стандартным отклонением (9) и для корректного определения плотности поверхностных состояний и заряда

в диэлектрике методом подпороговых ВАХ необходим учет планарной неоднородности транзистора. Некоторое усложнение методики расчета поверхностных параметров МОП-структуры компенсируется при этом существенным повышением точности контроля этих параметров и дополнительной возможностью определения флуктуаций потенциала поверхности.

## Список литературы

- [1] *Периенков В.С., Попов В.Д., Шальнов А.В.* Поверхностные радиационные эффекты в ИМС. М.: Энергоатомиздат, 1988. 253 с.
- [2] *Ionizing Radiation Effects in Mos Devises and Circuits* / Ed. T.P. Ma, P.V. Dressendorfer. New York: Wiley Interscience, 1989. 760 p.
- [3] *Бормонтов Е.Н., Левин М.Н., Борисов С.Н., Вялых С.А.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 2. С. 61–66.
- [4] *Van Overstraten R.J., Declerck G.J., Muls P.A.* // IEEE Trans. Electron. Devices. 1975. V. ED-22. N 5. P. 282–288.
- [5] *McWhorter P.J., Winokur P.S.* // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 2. P. 133–135.
- [6] *Fleedwood D.M., Shaheyfelt M.R., Schwank J.R.* et al. // IEEE Trans. Nucl. Phys. 1989. V. 36. N 6. P. 1816–1824.
- [7] *Левин М.Н., Бормонтов Е.Н., Волков О.В., Остроухов С.С., Татаринцев А.В.* // Микроэлектроника. 2001. Т. 30. № 1. С. 16–21.
- [8] *Nicollian E.N., Goetzberger A.* // Bell System Techn. J. 1967. V. 46. N 5. P. 1055–1133.
- [9] *Brews J.R.* // J. Appl. Phys. 1974. V. 43. N 11. P. 3451–3455.
- [10] *Nakhmanson R.S., Sevastianov S.B.* // Solid State Electronics. 1984. V. 27. N 10. P. 881–891.