

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ЭЛЕМЕНТАХ МИКРОСХЕМ ЗА СЧЁТ ВЛИЯНИЯ РАДИАЦИИ

© 2011 Ю. К. Фортинский

Воронежская государственная лесотехническая академия

Описаны модели расчёта тока ионизации в полупроводниковых структурах, который возникает при воздействии импульсного радиационного воздействия гамма-излучения. Ток определяется с учётом температуры окружающей среды и топологии элементов микросхем, а также времени воздействия. Кроме того, учтены эффекты нелинейности, характерные для высокой мощности дозы гамма-излучения.

Радиация, импульсное гамма-излучение, мощность дозы, ионизационные эффекты, стойкость, радиационные отказы, микросхемы.

В процессе воздействия импульсного гамма-рентгеновского и нейтронного излучения на сверхбольшие интегральные микросхемы (СБИС), при условии, что энергия γ – квантов превышает энергию покоя электронов, приблизительно равную 1,02 МэВ, в них возникают явления, связанные с генерацией электронно-дырочных пар и довольно быстрой дальнейшей релаксацией свободного заряда до равновесной концентрации за счёт высокой скорости рекомбинации неравновесных носителей заряда. Эти явления вызывают в КМОП – элементах переходные эффекты: кратковременные изменения параметров, нарушение функционирования в процессе и после воздействия импульса; тиристорный эффект или возможное перегорание шин металлизации. Поэтому основным параметром, характеризующим переходные эффекты, является ионизационный ток p - n перехода.

При низкой мощности дозы ионизация, созданная излучением, не изменяет заметно концентрацию основных носителей. Поэтому можно пренебречь изменением электрофизических параметров полупроводника посредством влияния индуцированных электрических полей и считать значение ионизационного тока линейно зависимым от мощности дозы облучения. При увеличении

мощности дозы наблюдаются процессы «насыщения» и отклонения от линейного закона. Для различного технологического исполнения интегральных микросхем (ИС) и схемотехнических решений проявляются различные особенности отклонения от линейного закона, которые могут происходить как скачкообразно, так и плавно.

В общем виде выражение для ионизационного тока p - n перехода можно записать в следующей форме [1,2]:

$$I_{ipn} = I_{\phi}(P) \times \{ \lambda_p(P) + \lambda_{pn}(P) + \lambda_n(P) \}. \quad (1)$$

Здесь $\lambda_p(P)$, $\lambda_{pn}(P)$, $\lambda_n(P)$ – операторное выражение коэффициента собирания, отражающего дисперсию времени пролёта неравновесных носителей, и рекомбинационные потери, определяемые как отношение числа носителей, достигших p - n перехода, к общему числу носителей, генерируемых в данной области; P – оператор Лапласа; $I_{\phi}(P)$ – операторное выражение для составляющей ионизационного тока при условии полного собирания носителей из рассматриваемой области, которое может быть представлено соотношением

$$I_{\phi} = q \times g_0 \times P(t) \sum_i S_i w_i, \quad (2)$$

где q – заряд электрона, g_0 – интенсивность ионизации (для Si – $4,3 \times 10^{13}$ пар \times см⁻³/рад), $P(t)$ – мощность дозы излучения, S_i , w_i – площадь поперечного сечения и толщина рассматриваемой области (p , n , $p-n$).

Время пролёта неравновесных носителей заряда зависит от электрофизических параметров каждой области (p , n , $p-n$). В данном случае операторное выражение коэффициента собирания в области $p-n$ перехода $\lambda_{pn}(t)$ можно принять приблизительно равным единице, когда форма импульса мгновенной составляющей ионизационного тока повторяет форму импульса ионизирующего излучения, т.к. в этой области действует сильное электрическое поле. При условии постоянства электрофизических параметров соответствующей области по объёму формула ионизационного тока примет вид [1, 2]:

$$I_{ipn}(t) = q \times g_0 \times P(t) \times S \times \left[\lambda_p(t) \times w_p + w_{pn} + \lambda_n(t) \times w_n \right]. \quad (3)$$

Данное выражение эффективно работает для упрощённой модели $p-n$ – перехода с относительно толстыми областями полупроводника.

Для моделирования ионизационных процессов в СБИС с современными субмикронными нормами необходимо учитывать влияние периферийных областей и температуру среды.

Для этого предложено выражение (3) преобразовать в следующий вид:

$$I_{ipn}(t) = q \times g_0 \times P(t) \times \left(S \times \left[\lambda_p(t) \times w_p + w_{pn} + \lambda_n(t) \times w_n \right] + V_{nep} \times \lambda_{pn} \right), \quad (4)$$

где V_{nep} – объём периферийной области собирания неосновных зарядов, генерированных воздействием импульсного излучения (ИИ).

Так как величина ионизационного тока определяется низколегированными областями структур (временем жизни неосновных носителей заряда, концентрациями примесей и диффузионной длиной неосновных носителей заряда) выражение (4) для одиночного прямоугольного импульса ИИ имеет вид:

$$I_{ipn}(t) = q \times g_0 \times P(t) \times S_{pn} \times \left[w_{pn} + L_p \times \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_p}}\right) + L_n \times \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_n}}\right) \right] + I'_{ipn}. \quad (5)$$

Здесь t – время действия импульса излучения, τ_p – время жизни неосновных носителей заряда в p -области, τ_n – время жизни неосновных носителей заряда в n -области, I'_{ipn} – составляющая ионизационного тока от периферийных областей $p-n$ перехода, L_n , L_p – диффузионные длины неосновных носителей заряда в прилегающих к $p-n$ переходу областях, которые определяются следующими выражениями [1, 2]:

$$L_p = \sqrt{D_p \times \tau_p}, \quad L_n = \sqrt{D_n \times \tau_n}, \quad (6)$$

где D_p , D_n – коэффициенты диффузии неосновных носителей в p -, n -областях, соответственно.

При условии малых размеров периферийных областей ионизационный ток периферийной области зависит от диффузионной длины неосновных носителей заряда с внешней стороны перехода и будет выглядеть следующим образом [1, 2]: $\lambda(t) = \lambda_0 \left(1 - e^{-t/\tau_i} \right)$, где τ_i – время жизни неосновных носителей заряда в периферийных областях. Учитывая малый объём данной области, предложено величину τ_i приравнять к

$$\text{виду } \frac{\tau \times w_i^2}{3 \times L_i^2}.$$

Используя данное соотношение для полного тока ионизации *p-n* перехода, можно записать:

$$I_{ipn}(t) = q \times g_0 \times P(t) \times \left(S_{pn} \times \left[w_{pn} + \sqrt{D_p \times \tau_p} \times \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_p}}\right) + \sqrt{D_n \times \tau_n} \times \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_n}}\right) \right] + S'_{pn} \times \left[w_{pn} + \sqrt{D_{n(p)} \times \tau_{n(p)}} \times \frac{3 \times t \times I_{n(p)}^2}{\tau_{n(p)} \times w_{n(p)}^2} \times (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{n(p)}}}) \right] \right) \quad (7)$$

Полученные соотношения позволяют вычислить значения для ионизационного тока, который возникает в *p-n* переходах КМОП структур с малыми размерами при воздействии импульса ионизирующего излучения с длительностью порядка 10÷100 нс и является входной информацией для проектирования на схемотехническом уровне.

Для реального импульса излучения предложено разложить его на суперпозицию *N* прямоугольных импульсов. Для каждого *i*-го прямоугольного импульса вычисляется функция изменения ионизационного тока *I_{ipn}* во времени, возникающего в *p-n* переходе при воздействии импульса ИИ.

Тогда ток ионизации произвольной формы может определяться в виде

$$I_{pn}(t) = \sum_{i=1}^N I_{ipn}(t) \times \delta(t-t_i), \quad (8)$$

где *d(t-t_i)* – дельта-функция; *t_i* – шаг разбиения реального импульса на совокупность прямоугольных импульсов; *t* – длительность импульса по времени.

Для учёта температуры среды необходимо определить зависимость параметров ионизационного тока от температуры. Зависимость диффузионной

длины неосновных носителей заряда от воздействия температуры [1, 2] имеет вид

$$L_i(T) = \sqrt{D_i \times \tau_i} = \sqrt{\frac{k \times T \times \mu_i \times \tau_i}{q}}, \quad (9)$$

где *q* – заряд электрона, *τ_i* – время жизни неосновных носителей заряда, *μ_i* – подвижность неосновных носителей заряда, *T* – температура по шкале Кельвина.

В свою очередь, зависимости времени жизни и подвижности неосновных носителей заряда от температуры имеют вид:

$$\tau_i(T) = \tau_i(T_0) \times \left(\frac{T}{300}\right)^{2.2},$$

$$\mu_i(T) = \mu_i(T_0) \times \left(\frac{300}{T}\right)^2. \quad (10)$$

Следовательно, *L_i* » √*T^{0.2}*.

Площадь *p-n* перехода можно представить в виде

$$S(T) = S_0 \left(1 + \frac{2}{3} \alpha_v \Delta T\right), \quad (11)$$

где *S₀* – площадь *p-n* перехода при нормальной температуре среды; *α_v* – температурный коэффициент объёмного расширения (для кремния *α_v* = 2×(10⁻⁵÷10⁻⁶)К⁻¹).

Тогда ширина *p-n* перехода

$$w_{pn}(T) = \left[\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0 j_0(T)}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right]^{\eta}, \quad (12)$$

где *j₀(T)* – равновесная величина потенциального барьера *p-n* перехода; *ε* – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника (для кремния *ε*=12); *ε₀* – электрическая постоянная *ε₀*=8,85·10⁻¹²Ф/м; *N_A*, *N_D* – концентрация акцепторной и донорной примеси соответственно; *h* – коэффициент, *h*=1/2 для резкого *p-n* перехода и *h*=1/3 – для плавного *p-n* перехода.

Равновесная величина потенциального барьера определяется формулой [1, 2]

$$j_o(T) = j_T \ln \frac{n_{n0}(T)}{n_{p0}(T)}, \quad (13)$$

где $j_T = \frac{kT}{q_e}$ – температурный потенциал; k

– постоянная Больцмана $k=1,38 \cdot 10^{23}$ Дж/К); n_{n0} , n_{p0} – равновесные концентрации электронов в n - и p - слоях, соответственно.

Для невырожденных полупроводников [1, 2]

$$n_{n0} = N_C e^{\frac{j_C j_{Fn}}{j_T}}; \quad n_{p0} = N_C e^{\frac{j_C j_{Fp}}{j_T}}, \quad (14)$$

где N_C – эффективная плотность состояний в свободной зоне; j_C – потенциал "дна" свободной зоны, j_{Fn} , j_{Fp} – потенциал уровня Ферми в изолированных полупроводниках n - и p - типа соответственно.

Зависимость эффективности ионизации от температуры имеет вид

$$g(T) = \frac{g_0}{(1+0,697k\Delta T)(1+\alpha_v\Delta T)}, \quad (15)$$

где T_0 – комнатная температура ($T_0=300$ К); $\Delta T=(T-T_0)$ – отклонение температуры полупроводника от комнатной; k – температурный коэффициент изменения ширины запрещенной зоны ($k=2,4 \cdot 10^{-4}$ К⁻¹).

С учётом (9) – (15) зависимости параметров полупроводниковой структуры от температуры выражение для ионизационного тока примет следующий вид:

$$I_{ipn}(t, T) = q \times g(T) \times P(t) \times S(T) \times \left[L_p(T) \times \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_p(T)}}\right) + w_{pn}(T) + L_n(T) \times \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_n(T)}}\right) \right] + I'_{ipn}(t, T). \quad (16)$$

Составляющая ионизационного тока, учитывающая уменьшение размеров активных областей элементов, определяется соотношением

$$I'_{ipn}(t, T) = q \times g_0(T) \times P(t) \times S'_{pn}(T) \times \left[w_{pn}(T) + L'_{n(p)}(T) \times \left(1 - e^{-\frac{3 \times t \times L_{n(p)}^2(T)}{\tau_{n(p)}(T) \times w_{n(p)}^2(T)}}\right) \right]. \quad (17)$$

Таким образом, получено выражение для ионизационного тока, которое учитывает вклад периферийных областей и температуру среды. Полученные результаты могут быть использованы в математической модели p - n перехода для учёта комплексного воздействия ИИ и температуры среды.

Для учёта нелинейной зависимости ионизационного тока от мощности дозы предложено в базовых выражениях для тока ионизации использовать новые значения для коэффициентов собирания, которые могут быть аппроксимированы соотношением

$$l = \frac{F \times (1 - \exp(-t/P(t)/t_K)) \times (1 - M \times \exp(t/t_b))}{(\exp(-t/t_K))^N}, \quad (18)$$

где t_K , N , M , F – параметры аппроксимации.

Параметры t_K , F , M определяются параметрами полупроводниковой структуры, шириной и типом области в p - n переходе, легированием и т.п. Параметр N слабо зависит от параметров полупроводниковой структуры, и для КМОП ИС его величина колеблется от 0.33 до 0.48.

Наиболее сильно нелинейные эффекты проявляются для значений длительности импульса больше, чем время жизни неравновесных носителей. В этом случае коэффициенты сбора l_p и l_n могут быть аппроксимированы формулой

$$l = \frac{F \times (1 - \exp(-t/P(t)/t_K))}{(\exp(-t/t_K))^N}. \quad (19)$$

Полученные соотношения позволяют вычислить значения ионизационного тока, который возникают в p - n переходах КМОП структур и являются входной информацией для схемотехнического моделирования.

Библиографический список**References**

1. Ачкасов, В.Н. Разработка средств автоматизации проектирования специализированных микросхем для управляющих вычислительных комплексов двойного назначения [Текст] / В.Н. Ачкасов, В.М. Антимиров, В.Е. Межов, В.К. Зольников. – Воронеж: Воронеж. гос. ун-т, 2005. – 240 с.
2. Фортинский, Ю.К. Автоматизация управления и проектирования в электронной промышленности [Текст] / Ю.К. Фортинский, В.Е. Межов, В.К. Зольников, П.П. Куцько. – Воронеж: Воронеж. гос. ун-т, 2007. – 275 с.
1. Achkasov, V.N. Designing of computer-aided facilities for designing specialized microcircuits for double-purpose operating computer complexes [Text] / V.N. Achkasov, V.M. Antimirov, V.Ye. Mezhov, V.K. Zolnikov. – Voronezh: Voronezh State University, 2005. – 240 p.
2. Fortinsky, Yu.K. Automation of management and designing in electronic industry [Text] / Yu.K. Fortinsky, V.Ye. Mezhov, V.K. Zolnikov, P.P. Kutsko. – Voronezh: Voronezh State University, 2007. – 275 p.

MODELING OF IONIZATION EFFECTS IN INTEGRATED-CIRCUIT ELEMENTS DUE TO RADIATION

© 2011 Yu. K. Fortinsky

Voronezh State Academy of Forestry Engineering

Proposed models of calculation of ionization current in semiconductor structures which arises under the influence of pulse radiating effect of gamma radiation are described. The current is defined taking into account the ambient temperature and the topology of elements of microcircuits, as well as the influence time. Besides, the effects of nonlinearity characteristic for the high dose capacity of gamma radiation are taken into consideration.

Radiation, pulse gamma radiation, dose rate, ionization effects, stability, radiation failures, microcircuits.

Информация об авторах

Фортинский Юрий Кирович, кандидат технических наук, докторант кафедры вычислительной техники и информационных систем, Воронежская государственная лесотехническая академия, wkz@rambler.ru. Область научных интересов: управление и поддержка принятия решений в экономических системах и автоматизация проектных работ.

Fortinsky Yury Kirovich, candidate of technical sciences, doctoral of the department of computer facilities and information systems, Voronezh State Academy of Forestry Engineering, wkz@rambler.ru. Area of research: management and support of decision-making in economic systems and automation of design works.