

Оценка чувствительности СБИС к одиночным радиационным эффектам при нейтронном воздействии

А.И. Чумаков

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, г. Москва

АО «ЭНПО Специализированные электронные системы», г. Москва, aichum@spels.ru

Аннотация — Представлена простая модель для оценки сечений одиночных радиационных эффектов в СБИС при воздействии нейтронного облучения. Модель основана на оценке полного энерговыделения от тяжелых вторичных ядерных частиц в чувствительном объеме элемента СБИС. В качестве них рассматриваются первично-выбитые атомы, возникающие при упругом и неупругом рассеяниях, а также атомы магния, возникающие в процессе ядерной реакции. Полученные результаты позволяют относительно просто провести оценку показателей стойкости СБИС к воздействию быстрых нейтронов.

Ключевые слова — одиночные радиационные эффекты (ОРЭ), быстрые нейтроны, энерговыделение в чувствительном объеме.

I. ВВЕДЕНИЕ

Традиционно одиночные радиационные эффекты (ОРЭ) рассматривались применительно только к воздействию высокоэнергетических протонов и ионов космического пространства [1-3]. Вместе с тем, современные СБИС достигли такого уровня интеграции, что для переключения элемента достаточно выделения энергии в чувствительном объеме элемента менее 0.1 МэВ (заряд переключения менее 5 фКл). Действительно, для современных глубоко субмикронных СБИС при типовых значениях емкостей внутренних элементов на уровне 1...10 фФ, оценки приводят к энергии переключения около 0.02...0.2 МэВ. При таких малых значениях энергии переключения даже прямая ионизация от протонов с энергиями в районе единиц МэВ (значениями линейных потерь энергии около 0.1 МэВ см²/мг) способна вызывать одиночные сбои в СБИС.

Подобное энерговыделение в чувствительном микрообъеме возможно также и при воздействии нейтронного излучения со спектром деления и синтеза. В настоящей работе представлены результаты оценок чувствительности СБИС к нейтронному воздействию к одиночным радиационным эффектам для быстрых нейтронов (энергия в диапазоне 0.1...20 МэВ). Возникновение одиночных радиационных эффектов при более низких энергиях нейтронов обусловлено частными механизмами резонансных ядерных реакций, в частности, ядерными реакциями на атомах бора при воздействии тепловых нейтронов.

II. ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В ЭЛЕМЕНТАХ СБИС ОТ НЕЙТРОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Взаимодействие нейтронов с веществом происходит за счет двух основных механизмов: упругого и неупругого (в том числе, ядерных реакций) рассеяний. Если столкновения упругие, то в соответствии с классической нерелятивистской механикой энергия первично выбитого атома (ПВА) отдачи T определяется как:

$$T = \frac{4 \cdot M_1 \cdot M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \quad (1)$$

где M_1 и M_2 – массы налетающей и покоящейся частиц, E – энергия налетающей частицы, φ – угол отдачи между направлениями движения частицы до и после столкновения. Максимальная энергия T_m , которая может быть передана при упругом рассеянии, равна:

$$T_m = \frac{4 \cdot M_1 \cdot M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \quad (2)$$

При оценках параметров чувствительности при воздействии быстрых нейтронов можно предполагать, что упругое рассеяние происходит по закону взаимодействия твердых шаров, что позволяет рассматривать однородное распределение ядер отдачи в системе центра масс. Представление об изотропном рассеянии быстрых нейтронов не является точным. В действительности нейтроны с энергиями выше нескольких МэВ рассеиваются преимущественно вперед.

В предположении изотропного рассеяния спектр ядер отдачи определяется в виде:

$$\frac{dN}{dT} \cong \frac{1}{T_m} [\eta(T) - \eta(T - T_m)], \quad (3)$$

где $\eta(T)$ – является единичной ступенчатой функцией энергии ядра отдачи.

Очевидно, что в этом случае интегральный спектр представляет собой линейную убывающую функцию, принимающую значение равно нулю при $T=T_m$. Однако в диапазоне низких энергий переключения для ПВА необходимо учитывать энергию, затрачиваемую на дефектообразование (неионизационные потери).

Действительно, не вся энергия первично выбитого атома (ПВА) или вторичных частиц-продуктов ядерных реакций затрачивается на ионизацию, так как помимо ионизации имеют место структурные повреждения.

Процессы дефектообразования в полупроводниках происходят при облучении ядерных частиц в основном за счет действия ПВА, энергия которых, затрачиваемая на структурные повреждения E_{dam} , определяется из следующего соотношения [1]:

$$E_{dam} = T/[1+k_l \cdot g(\epsilon_a)], \quad (4)$$

где $k_l = 0.1334 \cdot Z^{2/3} \cdot A^{-0.5}$; $g(\epsilon_a) = \epsilon_a + 0.4 \cdot \epsilon_a^{3/4} + 3.4 \cdot \epsilon_a^{1/6}$; T - энергия ПВА; $\epsilon_a = T/E_l$; E_l - энергия Линдхарда ($E_l = 41$ кэВ для Si); Z, A - заряд и атомный вес вещества.

На рис. 1 представлены зависимости полных ионизационных потерь вторичных частиц в кремнии от их кинетической энергии. Несложно заметить, что доля энергии, затрачиваемой на ионизацию, по мере роста энергии вторичной частицы увеличивается. Фактически, можно пренебречь неионизационными потерями для Si и Mg в кремнии при их кинетической энергии больше 0.5 МэВ. Для атомов меди этот порог существенно выше, и его можно оценить на уровне 2 МэВ.

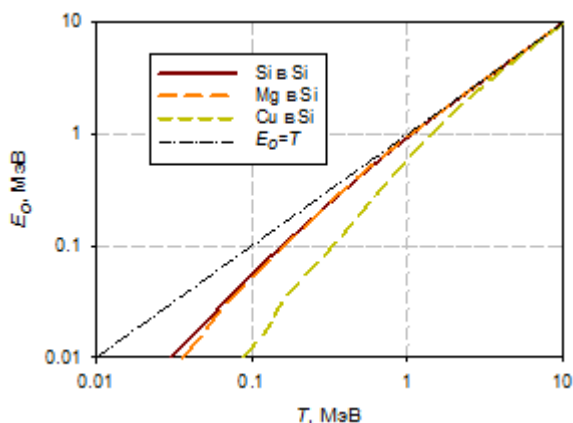


Рис. 1. Зависимости пороговой энергии для возникновения ОРЭ в функции кинетической энергии вторичных частиц в кремнии

Аналогичную энергетику дает неупругое рассеяние нейтрона на атоме кремния. Единственное отличие заключается в спектральной характеристике ПВА. Если пренебречь возможностью возбуждения ПВА и считать, что в системе центра масс рассеяние будет изотропно, то интегральный и дифференциальный спектры могут быть оценены аналитически. В частности, плотность вероятности $p_n(T)$ и вероятность получения ПВА $P_n(T > E_0)$ с энергией T большей пороговой энергии переключения элемента E_0 - при сделанных предположениях равна [1]:

$$p_n(T) = \begin{cases} \left(\frac{2\pi \cdot E \cdot A_{Si}}{A_{Si} + A_n} \right)^2 \frac{A_{Si} \cdot A_n}{(A_{Si} + A_n)^2} - \pi^2 \left[T - \frac{E \cdot (A_{Si}^2 + A_{Si} A_n)}{(A_{Si} + A_n)^2} \right]^2, & T < T_{max} \\ 0, & T > T_{max} \end{cases}$$

$$P_n(T > E_0) = \begin{cases} 0, & T_{max} < E_0 \\ 0.5 - \arcsin(x_n(E_0))/\pi, & \text{иначе} \end{cases} \quad (5)$$

где $x_n(E_0) = 2E_0/T_m - 1$, A_{Si}, A_n - массы атома Si и нейтрона.

На рис. 2 представлены дифференциальный и интегральный спектры ПВА в случае неупругого рассеяния 14 МэВ нейтронов. Несмотря на принципиальные

различия в дифференциальных спектрах, интегральные спектры при упругом и неупругом рассеянии очень близки. Таким образом, можно говорить о том, что за счет упругого и неупругого рассеяния быстрых нейтронов в активных объемах элементах СБИС будут иметь эффекты, пороговые значения энергий которых ниже 1.9 МэВ (точнее, менее 1.65 МэВ по эффектам объемной ионизации и 0.25 МэВ - по эффектам структурных повреждений).

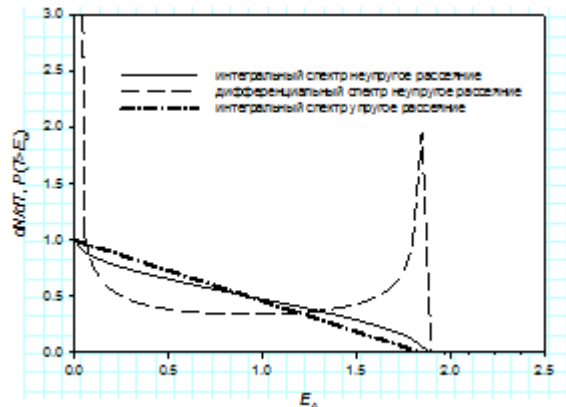


Рис. 2. Интегральные и дифференциальный спектры ПВА при неупругом и упругом рассеянии 14 МэВ нейтронов на атомах кремния

Похожие спектры получаются и по другим механизмам неупругого рассеяния - ядерным реакциям. Анализируя энергии нейтронов до 20 МэВ, необходимо принимать во внимание следующие ядерные реакции: $Si^{28}(n,p)Al^{28}$, $Si^{28}(n,np)Al^{27}$ и $Si^{28}(n,\alpha)Mg^{25}$.

Важно подчеркнуть, что в отличие от упругого рассеяния ядерные реакции проявляются при энергиях нейтронов выше порогового значения (рис. 3) [4]. Из представленных зависимостей сечений взаимодействия нейтронов с кремнием следует, что при энергиях нейтронов ниже 2 МэВ единственным механизмом возникновения ОРЭ является ионизация, вызванная первично-смещенными атомами.

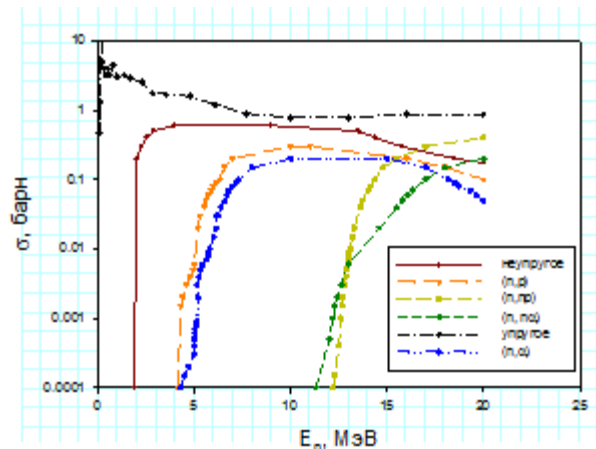


Рис. 3. Сечения взаимодействия нейтронов с атомами кремния [4]

В современных СБИС с проектными нормами менее 90 нм используется медная металлизация, что потенциально может приводить к генерации вторичных частиц. Однако в этом случае энергетика тяжелых ядерных частиц будет достаточно низкая (менее 1 МэВ), что с учетом их малых пробегов и более значимой доли энергии, затрачиваемой на структурные повреждения (рис. 1), приведут к незначительному вкладу в общую чувствительность. Возможным механизмом в этом случае, приводящим к ОРЭ, будет ионизация вторичными альфа-частицами, но, по сути дела, этот механизм будет проявляться и для других более лёгких материалов (кремний, алюминий).

Таким образом, при анализе энергетического диапазона быстрых нейтронов можно выделить три области энергий:

- 0.1 МэВ...2 МэВ – энергосвыделение производит только ПВА за счет упругого рассеяния;

- 2 МэВ...5 МэВ – энергосвыделение производит только атомы Si за счет упругого и неупругого рассеяний;

- 5 МэВ...20 МэВ – энергосвыделение производит атомы Si за счет упругого и неупругого рассеяний и тяжелые вторичные ядерные частицы – продукты ядерных реакций.

Хотя ядерные реакции и начинаются в кремнии (рис. 3) с энергий выше 4.2 МэВ, но сечение их до 5 МэВ достаточно малое, что позволяет в этой области их не учитывать. Можно также сделать еще одно допущение, позволяющее существенно упростить задачу, без значительной потери точности в результатах: рассматривать только одну ядерную реакцию с выходом альфа-частицы, но в качестве ее сечения брать сумму всех парциальных сечений ядерных реакций.

III. ЧУВСТВИТЕЛЬНАЯ ОБЛАСТЬ

Важно отметить, что полученные результаты относятся к энергосвыделению в относительно большом объеме, т.е. в предположении, что в этом объеме частица родилась и в нем же она полностью потеряла энергию. Очевидно, что это не совсем корректно, так как возможны как рождение вторичной ядерной частицы за пределами микрообъема, так и вылет вторичной частицы из микрообъема. Поэтому в общем случае при разработке моделей возникновения одиночных сбоев необходимо также учесть геометрический фактор.

С другой стороны, понятие чувствительного объема в общем случае является некорректным, так как возникновение ионизационной реакции происходит в первую очередь, за счет диффузионного механизма собирания заряда с трека ядерной частицы [5-7]. Даже если ядерная частица не попала в чувствительную область, но выделила большую энергию в непосредственной близости от нее, то это может привести к возникновению ОРЭ. В настоящей работе геометрический фактор не учитывается, а диффузионный механизм собирания учитывается косвенно, через выбор размеров чувствительной области.

Оценки показывают, что в качестве области собирания (чувствительной области) может быть выбрана полусфера, радиус r_c которой пропорционален длине собирания. Грубая оценка для объемной технологии для длиннопробежных вторичных частиц может быть проведена с помощью следующего соотношения [8]:

$$r_c \cong \sqrt{\frac{0.05 \cdot A_m \cdot (1 + 2/\delta x)}{\pi \cdot N_m}}, \quad (6)$$

где A_m – площадь, на которой размещается N_m элементов (ячеек памяти, регистров и триггеров) с проектными нормами δx в мкм. Например, для СБИС с проектными нормами 65 нм в качестве грубой оценки можно принять $r_c \sim 0.15$ мкм, для $\delta x = 0.18$ мкм - $r_c \sim 0.36$ мкм, а при $\delta x = 1$ мкм - $r_c \sim 1.8$ мкм.

Однако данное соотношение необходимо скорректировать с учетом влияния коротких пробегов. Анализ показывает, что, например, при пробегах вторичных частиц около 1 мкм такую поправку необходимо делать для проектных норм более 130...180 нм.

Помимо размеров чувствительной области меняется и пороговый заряд (пороговая) энергия возникновения ОРЭ. По эффектам одиночных сбоев величина пороговой энергии E_o коррелирует с проектными нормами, так как она определяется через заряд переключения. Однако эта пропорциональность затеняется величиной собирания заряда, которая зависит от площади чувствительного элемента и соответственно падает по мере уменьшения проектных норм. Оценки показывают, что для 2 мкм проектных норм пороговое значение энергии лежит в районе 3...5 МэВ, а при 45 нм проектных нормах эта величина уже находится в диапазоне 0.02...0.04 МэВ. Очевидно, что на эту корреляцию накладываются ограничения технология (например, объемная или КНИ), схемотехника (динамические или статические ячейки памяти) и т.п.

В зависимости от величины пороговой энергии можно выделить две области для анализа ОРЭ при воздействии быстрых нейтронов:

$E_o \geq 2$ МэВ, ОРЭ возникают только из-за энергосвыделения вторичными частицами- продуктами ядерных реакций;

$E_o \leq 2$ МэВ, ОРЭ возникают из-за энергосвыделения вторичными частицами- продуктами ядерных реакций, неупругого и упругого рассеяний.

IV. СЕЧЕНИЕ ОРЭ

При построении зависимости сечений ОРЭ в функции энергий в соответствии с полученными выше результатами принимаются следующие допущения:

- при пороговой энергии $E_o \geq 2$ МэВ учитывается только одна ядерная реакция $\text{Si}(n, \alpha)\text{Mg}$ с эффективным сечением равным сумме парциальных сечений всех ядерных реакций в диапазоне 5...20 МэВ;

- для энергий нейтронов E_n менее 2 МэВ учитывается только упругое рассеяние;

- для энергий нейтрона $2 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 5 \text{ МэВ}$ дополнительно учитывается механизм неупругого рассеяния;

- для энергий нейтрона $5 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 20 \text{ МэВ}$ учитываются все рассмотренные выше механизмы энерговыделения в чувствительном объеме;

- энерговыделение рассматривается только от тяжелых вторичных ядерных частиц, которые полностью теряют свою энергию в чувствительном объеме.

С учетом этих допущений можно написать соотношение для оценки сечения ОРЭ при воздействии быстрых нейтронов:

$$\sigma_n(E_n, E_o) \cong V_c(R_o) \cdot N_o \int_{T(E_o)}^{T_m} \{ \sigma_{el} \cdot p_{el}(E_n, T) + \sigma_{in}^* \chi(E_n, T) + \sigma_{nra}^* \cdot p_{nra}(E_n, T) \} dT, \quad (7)$$

где $V_c(R_o)$ - величина чувствительного объема, которая в общем случае зависит от значения пробега вторичной частицы R_o ; N_o - концентрация атомов кремния; σ_{el} , σ_{in}^* , σ_{nra}^* - сечения упругого, неупругого и эффективной ядерной реакции с выходом альфа-частицы; p_{el} , p_{in} , p_{nra} - плотности вероятности получения тяжелой вторичной частицы с кинетической энергией T ; $T(E_o)$ - пороговая кинетическая энергия вторичной частицы, необходимая для возникновения ОРЭ; T_m - максимальная кинетическая энергия вторичной частицы.

На рис. 4 представлены результаты расчетов зависимостей сечений ОРЭ в функции энергии нейтронов при разных пороговых энергиях возникновения ОРЭ, представленные для чувствительного объема с величиной равной 1 мкм^3 . В целом видно, что имеет место корреляция с результатами вычислений функции BGR [9]. При этом полученные результаты фактически имеют аналитический вид и позволяют проводить оценку для любых комбинаций V_c и E_o .

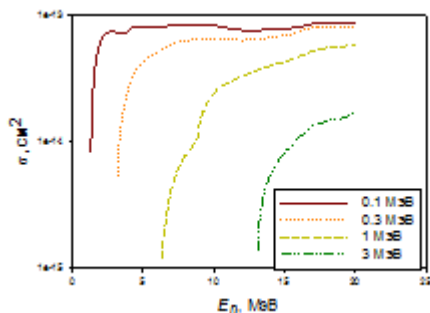


Рис. 4. Расчетные зависимости сечений ОРЭ от энергии нейтронов при величине чувствительного объема равного 1 мкм^3 .

На рис. 5 представлены типовые расчетные зависимости сечений ОРЭ от энергии нейтронов для СБИС с разными проектными нормами. При этом для больших проектных норм учтена поправка влияния конечных пробегов вторичных частиц за счет их собирания в

рамках точечной модели [7]. Обращает на себя внимание большие значения сечений ОРЭ при высоких энергиях нейтронов. Данное обстоятельство обусловлено более сильным влиянием увеличения чувствительного объема по сравнению с ростом пороговой энергии. Очевидно, что в зависимости от конкретной реализации эти зависимости могут отличаться от этих типовых кривых. Вместе с тем, следует отметить, что полученные результаты коррелируют с экспериментальными данными, но являются по отношению к ним консервативными [10,11]. Такое поведение связано со следующими основными причинами: неточностью определения параметров V_c и E_o , приближением полного поглощения энергии в чувствительном объеме, что для относительно энергетичных вторичных частиц в глубоко субмикронных СБИС не является уже хорошим приближением, использованием только одной наиболее критичной ядерной реакции с выходом альфа-частицы (хотя не представляет большой сложности учесть все ядерные реакции по отдельности) и ряд других. Тем не менее, относительная простота модели с учетом ее возможности подстройки под конкретную СБИС при наличии одного-двух экспериментальных точек позволяет ее использовать для прогнозирования показателей радиационной стойкости в полях быстрых нейтронов.

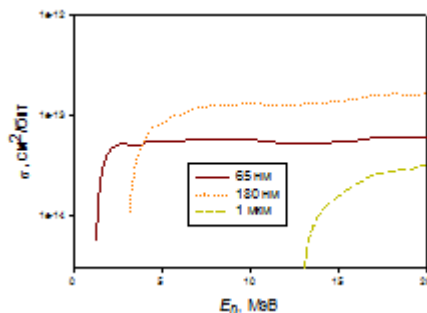


Рис. 5. Типовые оценочные зависимости сечений ОРЭ от энергии нейтронов для СБИС с разными проектными нормами

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена простая аналитическая модель для оценки сечений одиночных радиационных эффектов в СБИС при воздействии быстрых нейтронов. Модель основана на оценке полного энерговыделения при возникновении тяжелых вторичных ядерных частиц в чувствительном объеме элемента СБИС. В упрощенной версии модели для консервативных оценок предложено рассматривать только первично-выбитые атомы кремния, возникающие при упругом и неупругом рассеяниях, а также атомы магния, возникающие в процессе ядерной реакции с выходом альфа-частицы. На основании предложенных допущений получены типовые зависимости сечений ОРЭ в функции энергии нейтронов. Полученные результаты позволяют относительно просто провести оценку частоты ОРЭ СБИС при воздействии быстрых нейтронов с произвольным спектром.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Чумаков А.И. Действие космической радиации на ИС. М.: Радио и связь, 2004. 320 с.
- [2] Радиационная стойкость изделий ЭКБ. Научное издание. Под ред. А.И. Чумакова. М.: НИЯУ МИФИ, 2015. 512 с.
- [3] Методология обеспечения стойкости бортовой аппаратуры космических аппаратов к воздействию ионизирующего излучения космического пространства: Монография под общ. ред. М.В. Яковлева. М.: НИЯУ МИФИ, 2017. 380 с.
- [4] <https://www.wndc.jaea.go.jp/jendl/j33/j33f02.html>.
- [5] Согоян А.В., Чумаков А.И. Диффузионная модель ионизационной реакции элементов БИС при воздействии ТЗЧ // Микроэлектроника. 2017. Т. 46. № 4. С. 305-312.
- [6] Sogoyan A.V., Chumakov A.I., Smolin A.A. SEE rate estimation based on diffusion approximation of charge collection // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B. Beam Interact. with Mater. 2018. V. 418. P. 87-93.
- [7] Чумаков А.И. Оценка чувствительности интегральных схем к одиночным радиационным эффектам для точечной области собирания заряда // Микроэлектроника. 2015. Т. 44. № 1. С. 27-32.
- [8] Согоян А.В., Смолин А.А., Чумаков А.И. Оценка соответствия интегральных схем требованиям по стойкости к воздействию тяжелых заряженных частиц // Безопасность информационных технологий. 2020. Т. 27. № 1. С. 68-82.
- [9] Normand E. Single-event effects in avionics // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1996. V. 43. № 2. P. 461-474.
- [10] Бетелин В.Б. и др. Анализ работоспособности субмикронных КМОП СБИС в сбоеустойчивой аппаратуре, работающей под воздействием атмосферных нейтронов // Микроэлектроника. 2009. Т. 38. № 1. С. 48-52.
- [11] Баранов С.В. и др. Моделирование локальных радиационных эффектов при воздействии высокоэнергетических нейтронов в тестовых образцах СБИС, изготовленных по различным технологиям // Микроэлектроника. 2008. Т. 37. № 1. С. 52-59.

Estimation of Single Event Effect Sensitivity in VLSI to Neutron Irradiation

A.I. Chumakov

National Research Nuclear University MEPhI, Moscow

Specialized Electronic Systems, Moscow, aichum@spels.ru

Abstract - The simple analytical model for estimating the single event effect (SEE) cross sections in VLSI under the influence of fast neutron irradiation is presented. The model is based on the assessment that the total energy of heavy secondary nuclear particles is absorbed in a sensitive volume of VLSI element. Energy losses from primary knocked-out silicon atoms from elastic and inelastic scattering is the main mechanism inducing SEE in deep submicron VLSI. For VLSI with a relative large threshold energy (>2 MeV) it is necessary to take into account the energy losses from a magnesium atoms. In a simplified version of the model for conservative estimates, it is proposed to consider only these processes.

Based on these assumptions, typical dependences of SEE cross-sections as a function of neutron energy are obtained. The obtained results allow estimation of SEE rate in VLSI under the influence of fast neutrons with an arbitrary spectrum relatively easy.

The predicted results correlate with experimental data, but, as a rule, they give a conservative estimation. These results are explained the following main reasons: inaccurate prediction of the values of sensitive volume and threshold energy, usage an assumption of the complete energy absorption in the sensitive volume, ignoring geometrically factors and so on. Nevertheless, the relative simplicity of the proposed model, which uses only two independent parameters, allows it to be used to predict the radiation hardness under fast neutron irradiation.

Keywords — Single event effects, fast neutron irradiation, energy losses in sensitive volume.

REFERENCES

- [1] Chumakov A.I. Deistvie kosmicheskoi radiatsii na IS (Effects of Cosmic Radiation on IC), Moscow: Radio i Svyaz'. 2004. 320 p. (In Russian).
- [2] Radiacionnaya stoikost izdeliy EKB (Radiation hardness of electronic parts) / Pod red. A.I. Chumakova. M. NRNU MEPhI. 2015. 512 p. (In Russian).
- [3] Ioniziruyushcheye izlucheniye kosmicheskogo prostranstva i ikh vozdeystviye na bortovuyu apparaturu kosmicheskikh apparatov /Pod red. G.G. Raykunova. M.: Fizmatlit. 2013. 256 p. (In Russian).
- [4] <https://www.wndc.jaea.go.jp/jendl/j33/j33f02.html>.
- [5] Sogoyan A.V., Chumakov A.I. Diffusion model of the ionization response of LSI elements under exposure to heavy charged particles // Russian Microelectronics. 2017. V. 46(4). P. 282-289 (in Russian).
- [6] Sogoyan A.V., Chumakov A.I., Smolin A.A. SEE rate estimation based on diffusion approximation of charge collection // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. 2018. Vol. 418. P. 87-93.
- [7] Chumakov A.I. An evaluation of the sensitivity of integrated circuits to single event effects for the point charge collection area // Russian Microelectronics. 2015. V. 44 (1). P. 27-32 (in Russian).
- [8] A Sogoyan A.V., Smolin A.A., Chumakov A.I. Single event effects qualification of integrated circuits // IT security. 2020. V.27. №1. P. 68-82 (in Russian).
- [9] Normand E. Single-event effects in avionics // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1996. V. 43. № 2. P. 461-474.
- [10] Betelin V.B. et al. Prospects for using submicron CMOS VLSI in fault-tolerant equipment operating under exposure to atmospheric neutrons // Russian Microelectronics. 2009. V. 38. №1. P. 43-47 (in Russian).
- [11] Baranov S.V. et al. Simulating single-event effects associated with high-energy neutrons for different VLSI technologies // Russian Microelectronics. 2008. V. 37. № 1. P. 47-54 (in Russian).