

Мультибитовые сбои бортовой электроники космического аппарата от одиночной частицы космического излучения

Н.Г. Чеченин,^{1,*} Н.В. Новиков,¹ А.А. Широкова¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 29.10.2023; подписана в печать 15.11.2023)

Выполнен анализ воздействия высокоэнергетических протонов космического излучения на бортовую электронику космического аппарата. Показано, что протоны могут вызывать ядерные реакции с атомными ядрами материала электроники. Остаточные ядра, образующиеся в результате ядерной реакции, обладают достаточно высокой энергией для пересечения чувствительных областей нескольких битов электроники, а высокая ионизирующая способность ядерных фрагментов позволяет сгенерировать избыточный заряд носителей, превышающий критический заряд для реализации сбоя одновременно в нескольких битах электронного устройства.

PACS: 72.20.Jv УДК: 538.9

Ключевые слова: космическое излучение, протоны высокой энергии, ядерные реакции, остаточные ядра, бортовая электроника, мультибитовые сбои.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.79.2411001](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.79.2411001)

ВВЕДЕНИЕ

С уменьшением размера и увеличением плотности элементов, переходом от микроэлектроники к нанoeлектронике растет вероятность генерации ложного сигнала не только в одном, но и в нескольких битах при прохождении одиночной частицы космического ионизирующего излучения через элемент бортовой электроники космического аппарата. В данной работе вероятность мультибитового сбоя (МБС) изучается на базе упрощенного аналитического подхода и сопоставляется с результатами расчетов на основе метода Монте-Карло. Анализируется увеличение вероятности МБС с ростом ионизационных потерь падающей частицы и плотности битов в чипе, обсуждаются вопросы прогнозирования вероятности сбоев бортовой электроники (СБЭ) космического аппарата (КА), вызванных генерацией электронно-дырочных пар при прохождении одиночного иона. Продемонстрировано разумное соответствие результатов предлагаемого аналитического анализа с результатами моделирования на основе методов Монте-Карло множественности сбоев соседних ячеек при прохождении одиночного иона через SRAM (статическая память произвольного доступа) с технологическим масштабом 65 нм.

1. КЛАССИФИКАЦИЯ ОДИНОЧНЫХ СБОЕВ БОРТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Из-за эффективного экранирования магнитным полем и атмосферой мы и электроника на поверхности Земли не ощущаем разрушающего воздействия космического излучения. Однако воздействие космической радиации на бортовую электронику космического аппарата (БЭКА) может быть разрушающим как в результате мгновенных эффектов (например, сбоя в результате единичного события (single event effect, SEE)), так и из-за постепенного ухудшения характеристик материалов и приборов. Это предмет широкомасштабных исследований и сфера внимания производителей БЭКА и космических агентств [1–3]. Большинство частиц космических лучей (КЛ) — это протоны, которые составляют около 92% от общего потока ионов, объединенных под общим названием — тяжелые заряженные частицы (ТЗЧ). Частицы КЛ имеют широкий диапазон энергий до тераэлектронвольт и выше [4, 5]. Характер воздействия КЛ на электронику космических аппаратов зависит как от энергии и массы ионов, так и от типа электронного устройства.

Компоненты бортовой электроники можно разделить на цифровую память, цифровую логику и операционные аналоговые устройства. Все эти системы имеют тенденцию в большей или меньшей степени страдать от космического излучения. Космическое излучение может полностью разрушить функциональность БЭКА с увеличением радиационной дозы из-за накопления заряда в изолированной области устройства, так называемый эффект общей ионизирующей дозы (total ionizing dose, TID) об-

* E-mail: nchechenin@yandex.ru

лучения, или из-за накопления структурного беспорядка, дозового эффекта повреждения от смещений атомов (displacement damage dose, DDD), полной неионизирующей дозы (total non-ionizing dose, TNID) или неионизирующей потери энергии (non-ionizing energy loss, NIEL). Другой тип сбоя функции БЭКА — это сбой устройства, вызванный прохождением одиночных частиц, так называемый эффект единичного события (single event effect, SEE).

В отличие от TID и DDD, SEE — это серия различных возмущающих эффектов, вызванных отдельной энергичной частицей. Насколько сильным будет эффект SEE, определяется тремя факторами: количеством энергии, вложенной частицей в локальную ионизацию, т.е. тем, сколько электрон-дырочных пар (ehp) было создано в данном месте, тем, насколько сильно действующее в этом месте электростатическое поле (чтобы избежать значительной рекомбинации ehp), а также чувствительностью этого компонента интегральной схемы к созданному заряду. Обладая способностью создавать достаточно большое количество ehp и, следовательно, избыточный заряд, ионная компонента космических лучей (КЛ) является практически единственной причиной SEE, в то время как электроны и электромагнитное излучение не приводят к SEE, но могут участвовать в создании кумулятивных эффектов TID и DDD.

По эффекту воздействия КЛ на БЭКА события подразделяются на «мягкие» события, генерирующие возмущения в БЭКА, — это SET (одиночные переходные процессы), кратковременные импульсы тока и напряжения в аналоговых (ASET) или цифровых (DSET) устройствах, которые происходят без остаточного эффекта в электронной схеме. В случае более сильной ионизации частица может инициировать SEU (Single Event Upset), сбой в устройстве с остаточным изменением электронного состояния, которое может включать в себя инверсию логического состояния ячейки памяти или вызвать ложное действие в логическом элементе. Частица может вызвать сбой в нескольких битах (multiple bit upset, MBU), когда инвертируется состояние нескольких соседних ячеек или триггеров. Воздействие может сопровождаться прерыванием функции устройства (single event function interruption, SEFI), тогда для восстановления его работы требуется внешнее вмешательство, например перезапуск питания. Функциональность может быть нарушена также в случае эффекта защелкивания (single event latchup, SEL), когда задействована паразитная четырехслойная структура *p-n-p-n*. SEL может сопровождаться резким увеличением тока потребления источника питания. Перечисленные эффекты относятся к восстанавливаемым сбоям. Однако могут возникнуть и более тяжелые последствия, когда сам блок питания может быть поврежден, что приведет к необратимому отказу электроники. К категории катастрофического отказа относят залипание пикселя или бита в определенном электронном состоянии и необратимое повре-

ждение в единичном событии (single event damage upset, SEDU), разрыв слоя подзатворного диэлектрика (single event gate rupture, SEGR), его выгорание (single event burnout, SEB) или повреждение *p-n*-перехода в блоке питания.

В данной работе мы сконцентрируемся на анализе событий со сбоями в нескольких битах при прохождении одиночной ТЗЧ.

2. КОНЦЕПЦИЯ ЛИНЕЙНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ

Для космических аппаратов с длительной эксплуатацией основную озабоченность вызывают СБЭ, вызванные КЛ в бортовой электронике. Для описания вероятности ионно-индуцированного СБЭ была предложена концепция ЛПЭ [6], традиционно применяющаяся в настоящее время. Концепция ЛПЭ объясняет большой массив данных SEE, полученных в экспериментах на ускорителях с тяжелыми ионами с различными микросхемными устройствами и разными режимами функционирования. В этой концепции эффект СБЭ определяется потерями энергии частицы на ионизацию атомов среды и рождение электрон-дырочных пар (ehp), $L(E)$, т.е. как тормозная способность среды

$$L(E) = -(dE/dx)/\rho. \quad (1)$$

Традиционно эти потери энергии выражают в единицах МэВ·см²/мг, а их отношение к плотности материала называют линейной передачей энергии (ЛПЭ, Linear Energy Transfer, LET). ЛПЭ зависит от характеристик ТЗЧ (энергия, масса и заряд ядра), а также от состава и плотности материала. Одним из важнейших достоинств такого подхода является то, что энергетический спектр ТЗЧ, зависящий от набора параметров частицы и материалов, можно представить как функцию лишь одного параметра L , что упрощает решение многих задач СБЭ. Вероятность сбоя характеризуют величиной, называемой сечением СБЭ, которое может быть аппроксимировано функцией Вейбулла:

$$\sigma_{SEE}(L) = \sigma_{\infty} \{1 - \exp(-[(L - L_{cr})/W]^S)\}, \quad (2)$$

где σ_{∞} , L_{cr} , W и S являются параметрами подгонки экспериментальных данных [7]. Наиболее существенными являются два параметра, σ_{∞} и L_{cr} . Первый обозначает сечение СБЭ при больших L , а второй — пороговое значение L , при котором частица может ионизировать достаточное для SEE количество eh-пар. Физический смысл порога L_{cr} — критический заряд собранных носителей Q_{cr} , который был бы достаточно велик для создания SEE [8]. По этой причине концепция LET также называется Q-концепцией [9]. Эта идея порогового значения L упрощает зависимость $\sigma_{SEE}(L)$ до ступенчатой аппроксимации, в которой задействованы только два параметра — σ_{∞} и L_{cr} .

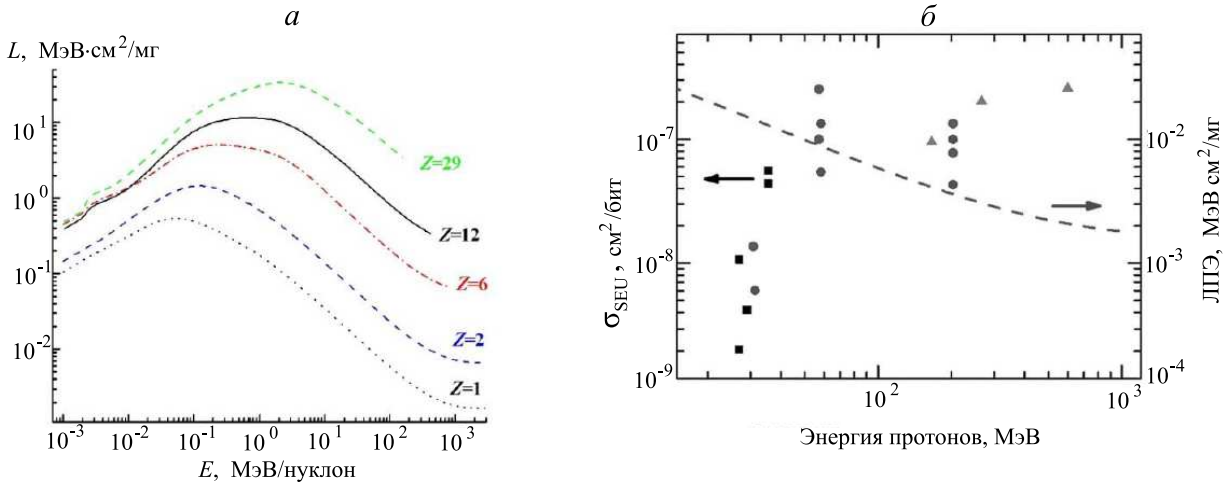


Рис. 1. *a* — ЛПЭ для различных ТЗЧ; *б* — иллюстрация неадекватности механизма ЛПЭ: $L(E_p)$ для первичных протонов уменьшается (моделирование SRIM [10]), а SEE увеличивается с увеличением E_p . Символы обозначают разные электронные устройства (адаптировано из [12])

Согласно концепции ЛПЭ протоны, имеющие низкое значение L , не должны производить протонно-индуцированные СБЭ в устройствах с критическим значением ЛПЭ $L_{cr} > 0.1$ МэВ·см²/мг, как следует из сравнения L -значений для различных видов ТЗЧ, оцененных с помощью программы SRIM [10] и проиллюстрированных на рис. 1, *a* [11]. Но эксперименты с ускоренными протонами показали, что сбои происходят. Более того, в то время как $L(E_p)$ уменьшается при высоких значениях E_p (рис. 1, *a*, *б*), в экспериментах было получено, что сечение СБЭ, σ_{SEE} , увеличивается при $E_p > E_{p_{min}}$ (рис. 1, *б*) [12].

Таким образом, концепция ЛПЭ с прямой ионизацией атомов среды не может объяснить зависимость сечения СБЭ от энергии для протонов (которые доминируют в космическом излучении). Одним из достаточно очевидных механизмов протонно-индуцированных сбоев являются ядерные реакции (ЯР) под действием протонов [11, 13–16]. С учетом ЯР была предложена зависимость сечения СБЭ от энергии протонов (т.н. зависимость Бенделя) в виде [13, 14]:

$$\sigma(A, E_p) = \sigma_{\infty} [1 - \exp(-0.18Y^{0.5})]^4, \quad (3)$$

которая дает сечение в единицах 10^{-12} событий/(протон/(см²·бит)) и эффективно учитывает вклад ядерной реакции, и где $\sigma_{\infty} = (24/A)^{14}$ представляет сечение при больших энергиях протонов E_p , $Y = (18/A)^{0.5}(E_p - A)$ (E_p и A в МэВ) и A — наблюдающийся порог в зависимости $\sigma(E_p)$. Приближение (3) представляет собой практичное и полезное соотношение, которое можно легко подогнать к экспериментальным сечениям, хотя оно и не раскрывает основные механизмы р-индуцированных SEE.

Наши расчеты показывают, что сечение ядерного упругого рассеяния протонов на атомах Si падает и при энергиях выше 100 МэВ неупругие ядерные

процессы преобладают [15, 16]. Остаточное ядро ${}^A Z$ в реакции ${}^{28}\text{Si}(p, X){}^A Z$, где X обозначает группу всех видов легких частиц-продуктов реакции, преимущественно испускаемых нуклонов, приобретает энергию до 10–25 МэВ и имеет существенно более высокие ЛПЭ по сравнению с первичным протоном.

В ряде публикаций сообщалось, что ядерные реакции (ЯР) могут давать важный вклад в наблюдаемые СБЭ [17–21]. За время, прошедшее с момента столкновения протона с ядром, происходит несколько стадий с различными механизмами и процессами. Начальная стадия — стадия внутриядерного каскада, когда преобладает прямой механизм ЯР с выбиванием одного нуклона, нейтрона или протона. За этой стадией следует предравновесная стадия, когда горячее ядро может сбрасывать свое возбуждение либо путем фрагментации на достаточно крупные осколки, что более вероятно в реакции с более тяжелыми ядрами, такими как вольфрам, либо путем многоступенчатого испускания нуклонов и легких кластеров. Далее следует испарение нуклонов из возбужденного ядра до тех пор, пока энергия возбуждения не окажется ниже барьера испускания нуклонов, а оставшееся возбуждение снимается преимущественно испусканием γ -квантов.

Испускание нуклонов или других частиц на каждом этапе происходит с соответствующей передачей импульса промежуточному ядру, которое в конечном счете становится остаточным ядром. Коды EMPIRE-II-19 [22] и TALYS [23], которые мы использовали в наших расчетах, позволяют оценить вклады различных каналов ЯР с предсказанием парциальных сечений, а также распределения остаточных ядер по их атомной массе, заряду ядер и кинетической энергии. Мы не будем вдаваться в подробности конкуренции различных механизмов ЯР, так как мы делали этот анализ ранее [15, 16]. Вместо этого мы концентрируемся на кинетических свойствах остаточных ядер и обсуждаем производи-

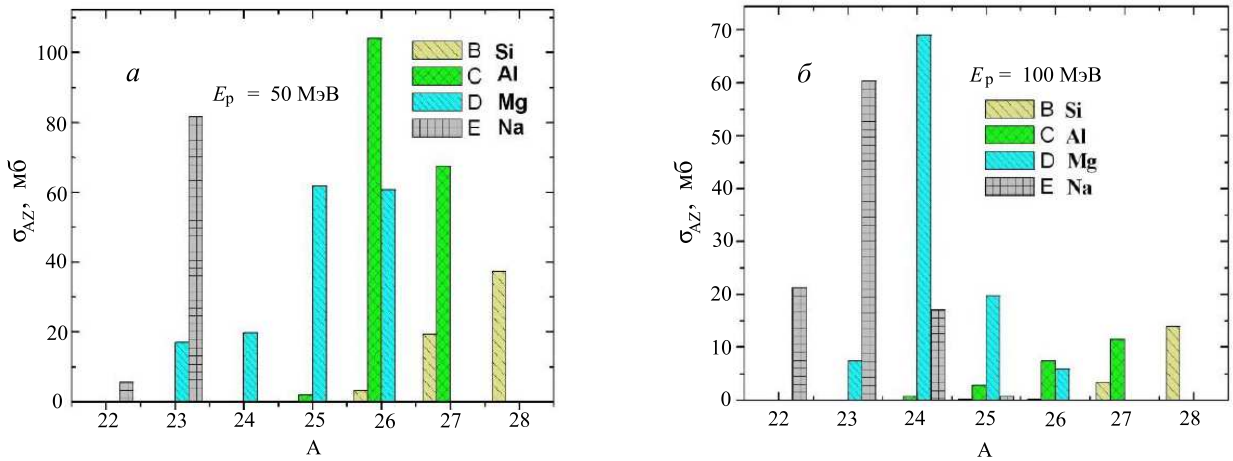


Рис. 2. Выход изобар в ЯР $p + {}^{28}\text{Si} \rightarrow X + {}^A\text{Z}$: $a - E_p = 50$ МэВ; $b - E_p = 100$ МэВ

мые ими эффекты СБЭ.

Статистически обусловленное испускание нуклонов приводит к распределению остаточных ядер по их массе, заряду и кинетической энергии. На рис. 2 показано распределение изобар различных конечных ядер в реакции ${}^{28}\text{Si}(p, X){}^A\text{Z}$ при $E_p = 50$ и 100 МэВ, рассчитанное с применением кода EMPIRE [15, 16]. Можно наблюдать четкую тенденцию образования более легких остатков с увеличением энергии налетающих протонов, что указывает на испускание большего количества нуклонов. Распределения кинетической энергии остатков ${}^{23}\text{Na}$ и ${}^{24}\text{Mg}$ для нескольких энергий протонов показаны на рис. 3. Распределение по кинетической энергии остаточного ядра ${}^{24}\text{Mg}$ (рис. 3, б) приведено в относительных единицах парциального спектра $Y_{AZ}(E_p, E_r)$ в канале с выходом остаточного ядра ${}^{24}\text{Mg}$ и кинетической энергией E_r . Спектры нормализованы условием

$$\int Y_{AZ}(E_p, E_r) dE_r = 1 \quad (4)$$

для любой энергии протонов.

3. МУЛЬТИБИТНЫЕ СВОИ

3.1. Ионизованная зона

Остаточные ядра, образующиеся в результате ЯР и имеющие достаточно высокую кинетическую энергию отдачи, сравнительно большую массу и заряд, а следовательно, большое значение ЛПЭ и высокую производительность электрон-дырочных пар, могут сгенерировать достаточно большой заряд в чувствительной области электроники, приводящий к сбою в работе устройства. Однако вполне можно представить себе, что ядерный фрагмент, образовавшийся в результате ЯР в чувствительной области одного бита, может обладать достаточно высокой кинетической энергией, чтобы

сгенерировать заряд $Q > Q_{cr}$ в чувствительной зоне соседнего или соседних битов вдоль направления движения фрагмента. Таким образом, формируется ионизованная область с высокой концентрацией e_{hr} вдоль трека, который может пересекать несколько чувствительных зон электронных компонентов, вызвав мультибитный сбой (МБС). Нами предложен один из возможных подходов для оценки вероятности МБС [11]. Метод базируется на оценке распределения плотности e_{hr} вдоль траектории ТЗЧ-фрагмента ЯР вплоть до торможения фрагмента на некотором удалении R_{max} до энергии, недостаточной для генерации заряда выше Q_{cr} . Ориентация трека подчиняется статистике углового распределения фрагментов относительно направления движения первичных частиц КЛ, протонов высокой энергии в нашем рассмотрении, угловое распределение которых считаем пространственно изотропным. В этом случае область избыточного заряда может быть аппроксимирована сферой, усеченной топологией компоновки рассматриваемого электронного устройства. Имея это в виду, считаем, что избыточный заряд может распространяться на область радиусом $R < R_{max}$, где $Q > Q_{cr}$, и охватывающую несколько соседних битов. Для оценки множественности битов, имеющих некоторую вероятность сбоя, воспользуемся соотношением между кинетической энергией остаточного ядра ${}^A\text{Z}$ и его ЛПЭ. Тогда зависимость $\sigma_{AZ}(E_{AZ,0})$ можно трансформировать в $\sigma_{AZ}(L_{AZ,0})$ и далее весь набор сечений $\sigma_{AZ}(E_{AZ,0})$ для всех продуктов ЯР ${}^A\text{Z}$ можно свести к зависимости с одной переменной $\sigma_{NR}(L_0)$:

$$\sigma_{NR}(L_0) = \sum_{AZ} \sigma_{AZ}(L_{AZ,0}). \quad (5)$$

Зная $\sigma_{NR}(L_0)$, можно оценить число остаточных ядер с данным L_0 , которое создает протон с энергией E_p в чувствительном слое толщиной $(Nt)_{SV}$ (Si атом/ cm^2):

$$\Phi_{NR}(E_p, L_0) = (Nt)_{SV} \sigma_{NR}(L_0). \quad (6)$$

Учитывая зависимость сечения сбоя в компоненте БЭ $\sigma_{SEE}(L)$, можно определить вероятность

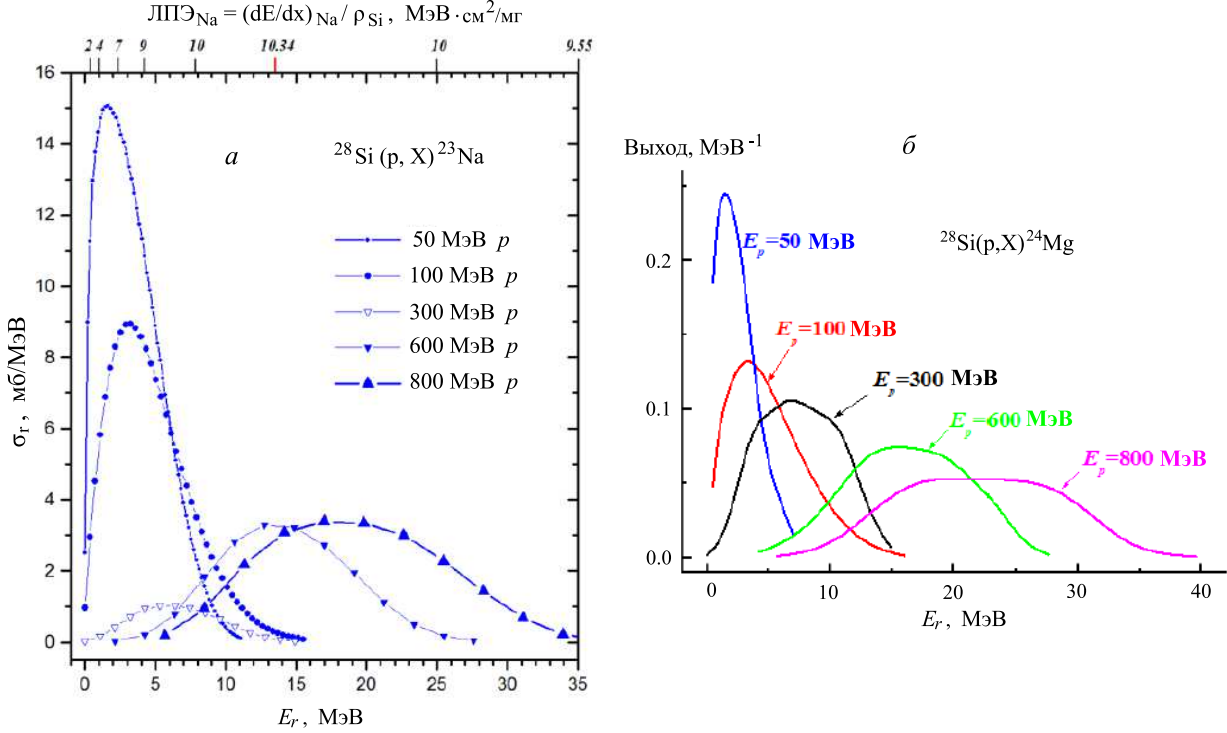


Рис. 3. Распределение по кинетической энергии для двух конечных ядер: ^{23}Na (а) и ^{24}Mg (б) для нескольких энергий протонов

СБЭ в устройстве с плотностью битов n (бит/см²):

$$P_{NR}(E_p) = n \int_{L_{cr}}^{\infty} \Phi_{NR}(L_0) \sigma_{SEE}(L_0) dL_0, \quad (7)$$

где L_{cr} — предельно низкое значение ЛПЭ, при котором еще происходят сбои в данном устройстве. Зависимость $\sigma_{SEE}(L_0)$ можно аппроксимировать соотношением либо Вейбулла (2), либо Бендела (3) [13]. Если ограничиться ступенчатой зависимостью

$$\begin{aligned} \sigma_{SEE}(L) &= \sigma_s \text{ для } L \geq L_{cr} \text{ и} \\ \sigma_{SEE}(L) &= 0 \text{ в противоположном случае,} \end{aligned} \quad (8)$$

где σ_s — сечение в насыщении при $L \rightarrow \infty$, мы получаем $P_{NR}(E_p)$ как интеграл от распределения $\Phi_{NR}(L_0)$

$$P_{NR}(E_p) = n \sigma_s \int_{L_{cr}}^{\infty} \Phi_{NR}(L_0) dL_0. \quad (9)$$

Соотношения (5–9) можно использовать для упрощенных оценок вероятности сбоев. Однако эти оценки не учитывают торможение остаточного ядра AZ на пути от места, где произошла ЯР до $R_{AZ,max}$. Соответственно на этом пути изменяется и ЛПЭ от $L_{AZ,0}$ до нуля при $R = R_{AZ,max}$. Вариацию энергетических потерь остаточного ядра на этом пути можно представить в виде

$$L_{AZ}(R) = L_{AZ,0} - \int_0^R \frac{dL_{AZ}(R')}{dR'} dR'. \quad (10)$$

Уравнение (10) позволяет оценить протяженность возмущенной среды, подвергнутой ионизирующему воздействию движущихся тяжелых фрагментов — продуктов ЯР. Поскольку, как мы отмечали ранее, распространение фрагментов изотропно, то мы будем говорить не об эффективной длине трека фрагмента, способного производить заряд $Q > Q_{cr}$, а об объеме сферы возмущенной среды («upset volume» = UV) с радиусом R_{max} , введенным ранее. Размер возмущенной области вокруг точки, где произошла ЯР с образованием остаточного ядра AZ , определяется условием $L_{AZ}(R) > L_{cr}$ и может быть использован для оценки — будет ли размер возмущенной области сопоставим с размером чувствительной области одного бита или UV будет охватывать несколько битов? То есть может ли фрагмент AZ вызвать сбой в нескольких битах устройства?

Из рис. 3 следует, что кинетические энергии остаточных ядер в большинстве случаев значительно ниже максимума (пик Брэгга) на зависимости потерь энергии на ионизацию атомов вещества от энергии ионов (рис. 1, а). В этом случае можно считать примерно постоянной скорость изменения L , входящую в подинтегральное выражение в (10), с пробегом иона AZ ,

$$\begin{aligned} dL_{AZ}/dR(L_{AZ}(R)) &\approx L_{AZ,max}/R_{AZ,max} = \\ &= (L/R)_{AZ} = const, \end{aligned} \quad (11)$$

где $L_{AZ,max}$ — максимум в зависимости $L_{AZ}(E_{AZ})$, а $R_{AZ,max}$ — пробег иона. Тогда из уравнения (10)

получаем критический радиус $R_{AZ,UV}$ UV-сферы:

$$R_{AZ,UV} = (L_{AZ,0} - L_{cr}) / (L/R)_{AZ}. \quad (12)$$

Пробег иона $R_{AZ,max}$ зависит от начальной энергии фрагмента ЯР ${}^A Z$, $E_{AZ,0}$, а следовательно, от $L_{AZ,0}$. Эти величины можно, например, получить с помощью программы SRIM [10]. Таким образом, можно получить вместо сечения $\sigma_{AZ}(E_{AZ,0})$ или $\sigma_{AZ}(L_{AZ,0})$, которые мало что говорят о вероятности СБЭ, сечение $\sigma_{AZ}(R_{AZ,cr})$, которое характеризует пространственное распределение вероятности возбуждения фрагментом ${}^A Z$ UV-зоны радиусом $R_{AZ,UV}$.

Уравнение (12) может использоваться для оценки среднего радиуса UV-сферы для открытых каналов ЯР $p + {}^{28}\text{Si}$ с образованием всех ${}^A Z$ -фрагментов:

$$\langle R_{AZ,0} \rangle = \left[\int_{L_{cr}}^{\infty} (L' - L_{cr}) Y_{AZ}(L') dL' \right] / (L/R)_{AZ}, \quad (13)$$

где, подобно (5), $Y_{AZ}(L)$ — вероятность образования остаточного ядра ${}^A Z$ с начальной энергией $E_{AZ,0}$ или ЛПЭ $L_{AZ,0}$:

$$Y_{AZ}(L) = \sigma_{AZ}(L) / \int_0^{\infty} \sigma_{AZ}(L') dL', \quad (14)$$

т.е. спектр кинетических энергий фрагмента ${}^A Z$, как показано на рис. 3, б.

Используя предложенный подход, можно оценить вероятность образования UV-зоны с радиусом R_{UV} при воздействии протона с энергией E_p с возбуждением всех возможных каналов в ЯР $p + \text{Si}$:

$$\sigma_{NR}(E_p, R_{UV}) = \sum_{AZ} \sigma_{NR}(R_{AZ,UV}), \quad (15)$$

что аналогично (5), но более информативно для пространственного представления возбужденной зоны с избыточным зарядом, поскольку (15) учитывает вариацию L остаточного ядра при его торможении.

На рис. 4 приведена зависимость радиуса возбужденной зоны от критического значения ЛПЭ устройства. Видно, что чем ниже L_{cr} , тем больше радиус возбужденной зоны. График приведен для остаточного ядра ${}^{24}\text{Mg}$, образующегося в ЯР ${}^{28}\text{Si}(p, X){}^{24}\text{Mg}$ для двух энергий протонов 50 МэВ и 100 МэВ, однако этот график отражает типичную количественную картину образующейся возбужденной зоны для основной массы остаточных изотопов, образующихся в ЯР $p + {}^{28}\text{Si}$. В соответствии с рис. 4 даже при $E_p = 50$ МэВ R_{UV} превышает 2 мкм. Возбужденная зона с таким радиусом R_{UV} может покрыть и вызвать сбой в нескольких ячейках устройства, число которых можно оценить как отношение R_{UV}/BS , где BS обозначает размер бита.

3.2. Оценка мультибитовых сбоев

Полученный результат простых аналитических выкладок находится в соответствии с результата-

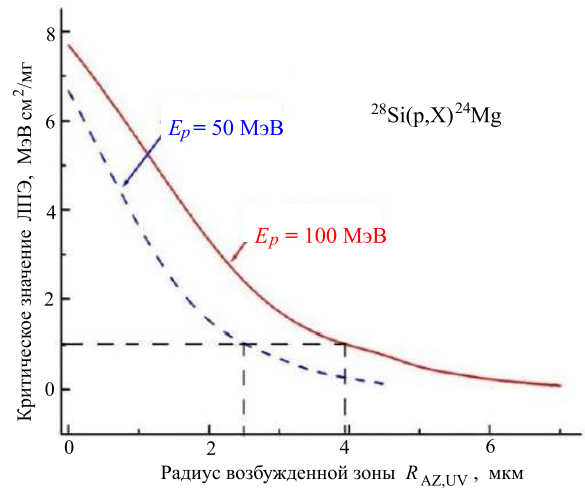


Рис. 4. Критический радиус возбужденной зоны в устройстве с некоторым критическим ЛПЭ

ми исследований мультибитовых сбоев в SRAM-устройствах с технологическим масштабом 65 нм, выполненных с помощью более ресурсозатратных методов, таких как MRED (Monte Carlo Radiative Energy Deposition) [24] или GSEAT (Geant4 based Single Event Analysis Tool) [25, 26]. На рис. 5 изображены промоделированные с использованием кода MRED-сечения сбоев, происходящих в нескольких ячейках 6-транзисторных SRAM, выполненных по технологии 65 нм и с латеральным размером ячейки 1.87×0.62 мкм² [25]. Как видно, число ячеек, в которых происходит одновременный сбой при прохождении единичного иона, возрастает с ростом ЛПЭ иона. При этом если провести количественную оценку для реакции ${}^{28}\text{Si}(p, X){}^{24}\text{Mg}$ при $E_p = 100$ МэВ, то при энергии ${}^{24}\text{Mg} \sim 5$ МэВ (рис. 3, б), $L \sim 10$ МэВ·см²/мг (рис.1, а) мы получим, что сбой одновременно могут происходить до 3 битов, как следует из моделирования, результаты которого представлены на рис. 5. Это находится в хорошем соответствии с результатами простых приведенных выше оценок, согласно которым радиус возбужденной зоны R_{UV} составляет ~ 4 мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Радиационное воздействие на функциональную устойчивость бортовой электроники оказывают как протоны, так и более тяжелые ионы КЛ, обладающие высокой энергией. Поток протонов на два порядка больше, но их ионизационная способность более чем на три порядка меньше, чем у остальных компонент ТЗЧ. Наземные испытания БЭК могут проводиться как на протонах, так и на других компонентах ТЗЧ с использованием ускорителей, в то время как в околоземном пространстве не всегда ясно, какая частица вызвала СБЭ. Поэтому важно улучшить наше понимание особенностей возникновения как дозовых эффектов, так и эффектов от от-

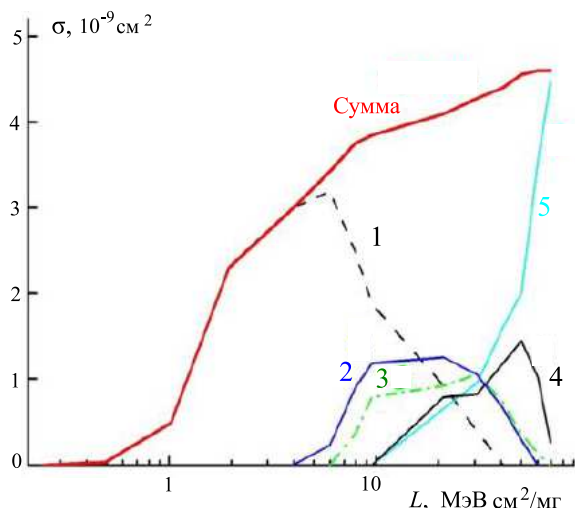


Рис. 5. Рост сечения мультисобытийных сбоев с увеличением ЛПЭ. Цифрами на кривых обозначена кратность МБС

дельного иона, используя экспериментальные, теоретические модели и методы компьютерного моделирования.

Синергизм различных факторов воздействия космической среды может также сказаться на радиационной стойкости бортовой электроники. В частности, одновременное облучение различными видами космического излучения может оказать непредсказуемое влияние на устойчивость бортовой электроники и привести к результатам, значительно отличающимся от эффектов последовательного облучения. Проблема в том, что, хотя мы можем уменьшить поток определенных ионов путем экранирова-

ния, у нас все же нет экспериментальных средств наземного базирования для точного и надежного моделирования спектров проникающего космического излучения. Более того, ионы высоких энергий обогащают спектры налетающих частиц продуктами ядерных реакций, образующимися при взаимодействиях с материалами бортовой электроники. В настоящее время компьютерное моделирование — практически единственный способ учесть синергетику воздействия различных типов космической радиации на БЭК, хотя оно и требует мощных вычислительных ресурсов.

Подобно многочисленным радиационным эффектам дозового и одиночного воздействий, влияние синергизма воздействий факторов космического пространства во всем его многообразии на функционирование БЭК, несомненно является проблемой, которую требуется изучать в более широком масштабе, чем в настоящее время. В частности, в настоящее время в большинстве работ по моделированию одиночных сбоев предполагается, что исходное состояние устройства не подвергается радиационной деградации за счет накопленной дозы. Однако в процессе эксплуатации такая деградация может быть существенной. В частности, эффекты TID и DDD ухудшают характеристики устройств, например уменьшают пороговое значение СБЭ. Степень деградации компонентной базы может изменить пороговое значения ЛПЭ и, следовательно, вероятность сбоев в функционировании устройств [27].

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 6 «Ядерная и радиационная физика».

- [1] Чумаков А.И. Действие космической радиации на интегральные схемы. М.: Радио и связь. 2004.
- [2] Таперо К.И., Улимов В.Н., Членов А.М. Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний. 2012.
- [3] Dodd P.E. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **57**, 1747 (2010).
- [4] Bourdarie S., Xapsos M. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **55**, 1810 (2008).
- [5] Sajid M., Chechenin N.G., Torres F.S. et al. // *Adv. in Space Res.* **56**, 314 (2015).
- [6] Heinrich W. // *Rad. Eff.* **34**, 143 (1977).
- [7] Barak J., Levinson J., Akkerman A. et al. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **46**, 1342 (1999).
- [8] Dodd P.E. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **43**, 561. (1996).
- [9] Dodd P.E., Sexton F.W. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **42**, 1764 (1995).
- [10] J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack // *Nucl. Instr. Meth. B.* **268**, 1818 (2010). See also: <http://www.srim.org>
- [11] Chechenin N.G., Novikov N.V., Shirokova A.A. // *Physics of Atomic Nuclei*, **86**, 188 (2023)
- [12] Nichols D.K., Price W.E., Andrews J.L. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-29**, 2081 (1982).
- [13] Bendel W.L., Petersen E.L. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-30**, 4481 (1983).
- [14] Shimano Y., Goka T., Kuboyama S. et al. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **36**, 2344 (1989).
- [15] Chuvilskaya T.V., Shirokova A.A., Kadenskii A.G. et al. // *Physics of Atomic Nuclei*. **71**, 1293 (2008).
- [16] Chechenin N.G., Chuvilskaya T.V., Shirokova A.A., et al. // *Physics of Atomic Nuclei*. **78**, 890 (2015).
- [17] Bion T., Bourrieau J. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **36**, 2281. (1983).
- [18] Warren K.M., Weller R.A., Mendenhall M.H. et al. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **52**, 2125 (2005).
- [19] Schwank J.R., Shaneyfelt M.R., Baggio J. et al. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **52**, 2622 (2005).
- [20] Reed R.A., Weller R.A., Schrimpf R.D. et al. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **53**, 3356 (2005).
- [21] Dodd P.E., Schwank J.R., Shaneyfelt M.R. et al. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **54**, 2303 (2007).
- [22] Herman M. et al., www-nds.iaea.org/empire218/ EMPIRE-II nuclear reaction code.
- [23] Koning A.J., Hilaire S. et al. TALYS-1.2: A nuclear reaction program, user manual (NRG, Netherlands, 2009), see also: <http://www.talys.eu/home>.
- [24] Tipton A.D., Pellish J.A., Hutson J.M. et al. // *IEEE*

- Trans. Nucl. Sci. **55**, 2880 (2008).
- [25] Sajid M., Chechenin N.G., Torres F.S. et al. // *Microelectronics Reliability* **78**, 11 (2017).
- [26] Chechenin N.G., Sajid M. // *J. Aeronaut Aerospace Eng* 6:2(Suppl), 77 (2017).
- [27] Anashin V.S., Chubunov P.A., Iakovlev S A., SEE test results of 256k RAM with preliminary TID irradiation. // *Proceedings of 15th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS)*. 378 (2015).

Multibit upsets of onboard spacecraft electronics from a single cosmic radiation particle

N.G. Chechenin^a, N.V. Novikov, A.A. Shirokova

*Lomonosov Moscow State University, D.V. Skobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics
Moscow, 119991, Russia*

E-mail: ^anchechenin@yandex.ru

The analysis of the effect of high-energy protons of space radiation on the onboard electronics of the spacecraft is carried out. It is shown that protons can cause nuclear reactions with atomic nuclei of electronics material. The residual nuclei formed as a result of a nuclear reaction have sufficiently high energy to cross the sensitive areas of several bits of electronics, and the high ionizing ability of nuclear fragments allows generating an excess charge of carriers exceeding the critical charge for the failure to occur simultaneously in several bits of the electronic device.

PACS: 72.20.Jv.

Keywords: cosmic radiation, high energy protons, nuclear reactions, residual nuclei, on-board electronics, multibit glitches.

Received 29 October 2023.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2024. **79**, No. 1. Pp. 113–120.

Сведения об авторах

1. Чеченин Николай Гаврилович — доктор физ.-мат. наук, зав. отделом НИИЯФ МГУ, профессор; e-mail: nchechenin@yandex.ru.
2. Новиков Николай Викторович — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник НИИЯФ МГУ.
3. Широкова Алла Анатольевна — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник НИИЯФ МГУ.