

УДК 539.186

## ВЛИЯНИЕ ФРАГМЕНТОВ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ НА СБОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ ЧЕРЕЗ КРЕМНИЙ

© 2020 г. Н. В. Новиков<sup>а</sup>, \*, Н. Г. Чеченин<sup>а</sup>, Т. В. Чувильская<sup>а</sup>,  
В. Я. Чуманов<sup>а</sup>, А. А. Широкова<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына, Москва, 119991 Россия

\*e-mail: nvnovikov65@mail.ru

Поступила в редакцию 14.06.2019 г.

После доработки 24.06.2019 г.

Принята к публикации 24.06.2019 г.

Выполнено моделирование прохождения протонов с энергией от 100 МэВ до 10 ГэВ через кремний методом Монте-Карло. Определены количество и средняя энергия ионов, образующихся в результате неупругих столкновений протонов с ядром, а также размер области, в которой количество электронно-дырочных пар, возникающих под действием заряженных фрагментов ядерной реакции, превышает количество пар, создаваемых первичным протоном.

**Ключевые слова:** сбой электроники, линейные потери энергии, продукты ядерной реакции, электронно-дырочные пары, метод Монте-Карло.

DOI: 10.31857/S1028096020020132

### ВВЕДЕНИЕ

Для моделирования прохождения быстрых ионов через вещество требуется развитие теоретических моделей и методов моделирования воздействия быстрых ионов на материал мишени и описание распределений вторичных частиц, образующихся в неупругих столкновениях. Актуальность этой проблемы обусловлена повышением требований к надежности современной электронной аппаратуры космических аппаратов [1]. Одна из причин сбоев бортовой электроники – потери энергии ионов космического излучения и накопление заряда в объеме чувствительных элементов интегральной схемы, которые изменяют электропроводность диэлектрических материалов. Когда накопленный в чувствительных областях заряд превышает критическое значение, может произойти разряд и ложное переключение одной или нескольких ячеек интегральной схемы [2], что приводит к возможному нарушению работы отдельных элементов статической и динамической памяти.

Традиционные методы описания сбоев электроники связаны с оценками линейных потерь энергии ионов космического излучения в чувствительном объеме интегральной схемы [3], которые пропорциональны количеству электронно-дырочных пар  $N_{eh}^0$  в этом объеме. К наруше-

нию в работе интегральной схемы может также приводить и воздействие заряженных фрагментов ядерной реакции, если неупругое столкновение с ядром атома мишени происходит в чувствительном объеме интегральной схемы или в области, близко расположенной к нему. Потери энергии вторичных ионов, как правило, превышают потери энергии отдельной первичной частицы и, следовательно, количество электронно-дырочных пар, которые появляются при прохождении чувствительного объема интегральной схемы заряженных фрагментов ядерной реакции  $N_{eh}^{ZA}$ , может значительно увеличиться. В результате неупругого взаимодействия может образоваться несколько вторичных ионов. По сравнению с первичными ионами средний заряд фрагментов реакции увеличивается, а их средняя энергия уменьшается. Благодаря этому потери энергии вторичных ионов превышают потери энергии одного первичного иона и могут привести к радиационному эффекту. Воздействие фрагментов неупругого взаимодействия на материал мишени уменьшается при удалении от места, в котором произошло это столкновение. Так как пробеги вторичных частиц сравнимы с размерами отдельных элементов интегральной схемы, то на величину  $N_{eh}^{ZA}$  в чувствительном объеме влияет также расположение и состав окружающих

его материалов. Кроме того, некоторые из фрагментов ядерной реакции (нейтроны,  $\pi$ -мезоны, легкие ионы) могут вызвать последующее неупругое столкновение с ядром атома мишени. Следовательно, воздействие вторичных частиц ядерной реакции на материалы мишени может приводить к сбою в нескольких удаленных друг от друга чувствительных областях интегральной схемы.

Сложности в задаче моделирования сбоев электроники космических аппаратов под действием отдельных ионов связаны с несколькими факторами: с трехмерной геометрией интегральной схемы (количеством и расположением чувствительных областей); разнообразием конструктивных материалов, входящих в ее состав; широким диапазоном состава и энергии ионов космического излучения; зависимостью потока первичных ионов от времени и параметров орбиты космического аппарата; стохастическим характером неупругого взаимодействия ионов с ядром атома мишени; сложностью описания состава, энергии и углового распределения вторичных продуктов неупругого столкновения, проходящих через чувствительный объем интегральной схемы. Кроме эффектов, связанных с воздействием отдельных ионов, на сбой электроники может также влиять постепенное накопление в чувствительном объеме интегральной схемы и на границах раздела различных материалов электронно-дырочных пар, избыточная концентрация которых пропорциональна потоку первичных ионов и поглощенной энергии.

В работе решается задача моделирования сбоев в однородной изолированной мишени под действием одного первичного иона. Протон с энергией  $E_0$  в диапазоне от 100 МэВ до 10 ГэВ проходит через цилиндр из кремния в вакууме. При прохождении протонов вдоль оси цилиндра исследуется состав и энергия вторичных ионов, вылетающих через боковую поверхность мишени, и количество электронно-дырочных пар  $N_{eh}^{ZA}$ , образующихся под воздействием фрагментов неупругого столкновения протонов с ядром атома мишени. Цель работы — исследовать зависимость количества и энергии фрагментов ядерной реакции от энергии первичного протона  $E_0$  и расстояния до трека первичного иона  $R$ , чтобы оценить размер области, в которой количество электронно-дырочных пар  $N_{eh}^{ZA}$ , образующихся в результате воздействия фрагментов ядерной реакции, на порядок превышает количество электронно-дырочных пар  $N_{eh}^0$ , которое индуцирует один первичный протон.

## МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО

Для описания прохождения ионов в веществе используется метод Монте-Карло [4], который был создан для решения различных прикладных задач статистическими методами. В этом методе траектория ионов в среде и процессы их взаимодействия с атомами мишени моделируются последовательно с учетом изменений координат, энергии и направления движения иона после каждого столкновения, а также возможности образования вторичных частиц с определенной энергией и угловым распределением. История первичного иона и вторичных частиц заканчивается их поглощением или выходом за пределы мишени. При большой статистике погрешность оценок методом Монте-Карло уменьшается, а результаты моделирования приближаются к экспериментальным значениям.

Существует несколько программ для моделирования прохождения ионов в среде методом Монте-Карло. Кроме диапазона энергии налетающих частиц, эти программы отличаются моделями взаимодействия с атомом мишени, описанием состава продуктов неупругого взаимодействия, степенью детализации геометрии мишени, синтаксисом для определения областей, в которых проводится вычисление потоков. Из программ моделирования транспорта быстрых ионов в среде чаще всего используются: SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) [5], GEANT4 (GEometry ANd Tracking 4) [6], FLUKA (FLUktuierende Kaskade) [7].

Программа SRIM описывает прохождение ионов с энергией  $E_0 = 0.001-10000$  МэВ через однородную многослойную мишень. Неупругое взаимодействие иона с ядром атома мишени в этой программе не учитывается, а вторичными частицами этого взаимодействия являются только ионы отдачи. Преимущество SRIM по сравнению с другими программами состоит в возможности описания потерь энергии произвольного иона ( $Z, A$ ), где  $Z$  — заряд ( $1 \leq Z \leq 92$ ) и  $A$  — масса ( $1 \leq A \leq 250$ ) ядра, при его прохождении через мишень толщиной от нескольких атомных слоев. Статистический разброс потерь энергии в этой программе описывается распределением Гаусса, квадрат ширины которого для тонких мишеней, в соответствии с соотношением Бора [8], пропорционален толщине мишени.

Программы GEANT4 и FLUKA учитывают неупругое взаимодействие налетающего иона ( $Z, A$ ) с ядром атома мишени и вычисляют потоки вторичных фрагментов этой реакции, прошедших через различные области мишени и поверхности. Преимущество программы GEANT4 состоит в том, что она сохраняет информацию обо всех событиях, которые происходят с первичными ионами и большей частью фрагментов ядерной реак-

ции. Это позволяет определить состав и распределение по энергии всех вторичных частиц в момент неупругого столкновения с ядром атома мишени, а также количество и распределение по энергии первичных и легких вторичных частиц при их выходе за пределы мишени. В отличие от SRIM программы GEANT4 и FLUKA моделируют не каждое столкновение иона с атомом, а описывают прохождение первичных и вторичных частиц через слой толщиной порядка несколько микрометров. Это накладывает дополнительные ограничения на минимальную толщину мишени (порядка нескольких микрометров) и нижнюю границу диапазона энергии  $E_0$  ( $E_0 > 1$  МэВ). Моделирование статистического разброса потерь энергии в GEANT4 и FLUKA включает столкновения с большими потерями энергии иона, в которых учитываются процессы образования  $\delta$ -электронов. В распределении статистического разброса потерь энергии появляется асимметрия, и для его описания применяют распределения Ландау [9] и Вавилова [10].

Модели прохождения вторичных ионов, полученные с помощью программ GEANT4 и FLUKA, различаются. В программных модулях Hadr, входящих в пакет GEANT4, вторичные ионы ( $Z, A$ ) останавливаются в момент своего рождения, и их транспорт в мишени не рассматривается. Программа FLUKA учитывает не только рождение вторичного иона в момент неупругого столкновения с ядром атома, но и его прохождение в среде до момента остановки или выхода за пределы мишени. Однако вторичный “тяжелый ион” в программе FLUKA – это модельная частица с некоторым средним зарядом ядра  $\langle Z \rangle$  и средней массой  $\langle A \rangle$ , что затрудняет вычисление ее потерь энергии и определение количества электронно-дырочных пар на единице длины трека.

Отметим, что многообразие имеющихся программ моделирования методом Монте-Карло позволяет использовать их комбинацию, чтобы компенсировать отдельные недостатки одних программ преимуществами других. В настоящей работе предлагается метод, в котором для описания прохождения тяжелых фрагментов ядерной реакции в мишени сначала с помощью программы GEANT4 определяют состав и энергию вторичных тяжелых ионов, а затем моделируют по программе SRIM прохождение этих ионов через тонкую мишень толщиной  $R$ .

## ВОЗДЕЙСТВИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ НА МАТЕРИАЛ МИШЕНИ

Одна из причин сбоев электроники в результате воздействия отдельного иона связана с накоплением критического заряда в чувствительных областях интегральной схемы, который может привести к переключению ячейки памяти. Свой-

ство аддитивности потерь энергии ионов позволяет для любой области мишени, в которой известны количество проходящих через нее ионов и их энергия, оценить максимальное количество электронно-дырочных ( $e-h$ ) пар:

$$N_{eh} = \frac{1}{\epsilon_{Si}} \sum_{Z,A} LET(E_{Z,A}) L_{Z,A}, \quad (1)$$

где  $LET(E_{Z,A})$  – неупругие (линейные) потери энергии ионов с зарядом  $Z$  и массой  $A$  на единице длины трека,  $L_{Z,A}$  – эффективная длина трека,  $\epsilon_{Si}$  – средняя энергия образования  $e-h$ -пары для данного типа радиации. Если не учитывать влияние продуктов неупруго взаимодействия из областей, близко расположенных к чувствительному объему интегральной схемы, то соотношение (1) можно представить в виде:

$$N_{eh} = N_{eh}^0 + N_{eh}^{ZA} = N_{eh}^0 + N_{eh}^l + N_{eh}^t, \quad (2)$$

где  $N_{eh}^0$  – максимальное количество электронно-дырочных пар, индуцированных одним первичным ионом,  $N_{eh}^l$  – легкими ( $Z \leq 2$ ) и  $N_{eh}^t$  – тяжелыми ( $Z > 2$ ) фрагментами неупруго взаимодействия первичного иона с ядром атома мишени. Параметр  $L_{Z,A}$  в (1) для вторичных ионов равен длине их трека, а в случае первичных ионов соответствует длине хорды трека первичного иона в чувствительном объеме интегральной схемы или толщине слоя при падении первичных ионов по нормали к поверхности.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Методом Монте-Карло было выполнено моделирование прохождения протонов с энергией  $E_0$  в диапазоне от 0.1 до 10 ГэВ через цилиндрическую мишень из кремния высотой  $H = 1$  мм. Используемые упрощения источника и геометрии мишени не затрагивают процессов ионно-атомного взаимодействия. Для сравнения разных вариантов расчета применяют относительные единицы с нормировкой на количество неупругих столкновений первичного протона с ядром.

В процессе ионизационных столкновений с атомами мишени потери энергии первичного протона  $\Delta E = E_0 - E$  ( $\Delta E = 1.36$  МэВ для  $E_0 = 0.1$  ГэВ,  $\Delta E \approx 0.42$  МэВ для  $E_0 \geq 1$  ГэВ) приводят к образованию вблизи трека электронно-дырочных пар  $N_{eh}^0$ . При неупругом взаимодействии протонов с ядром атома мишени испускается несколько заряженных фрагментов реакции, которые при замедлении приводят к появлению дополнительных электронно-дырочных пар  $N_{eh}^{ZA} = N_{eh}^l + N_{eh}^t$ . Если мишень тонкая и при прохождении через нее иона происходит не более одного неупругого столкновения, то распределение количества не-

упругих столкновений по глубине слоя равномерное. Длина трека вторичных ионов может превышать радиальный размер мишени  $R$  из-за стохастичности процесса рассеяния, а также быть заметно меньше величины этого параметра, так как для координат области, в которой произошло неупругое столкновение с ядром, условие  $R = 0$  может не выполняться. Вероятности взаимодействия иона с атомом и ядром этого атома различаются на несколько порядков. Если учитывать вклад всех первичных ионов, то  $N_{eh}^{ZA} \ll N_{eh}^0$ . При прохождении протонов через слой кремния толщиной  $H = 1$  мм только около 0.2% ионов испытывает столкновение с одним из ядер. Для получения результатов расчета с точностью до нескольких процентов в программах GEANT4 и FLUKA использовали моделирование для  $10^7$  налетающих протонов. Проведенные расчеты показали, что в области мишени, в которой произошло неупругое столкновение первичного иона с ядром атома мишени, потери энергии всех вторичных ионов превышают ионизационные потери энергии одного первичного протона. Объясняется этот эффект увеличением количества и среднего заряда ионов после неупругого взаимодействия и тем, что энергия заряженных продуктов ядерной реакции меньше энергии рассеянного первичного протона. Эти факторы приводят к увеличению потерь энергии заряженных фрагментов неупругого столкновения по сравнению с потерями энергии одного первичного иона.

### Легкие ионы

К легким ионам, которые появляются в результате неупругого столкновения первичного протона с ядром атома мишени, относятся протоны ( $p$ ), дейтроны ( $d$ ), тритоны ( $t$ ),  $\alpha$ -частицы ( $\alpha$ ) и ядра  ${}^3\text{He}$ . Моделирование прохождения этих частиц в среде программы GEANT4 и FLUKA описывают в одинаковых приближениях, а отличия в количестве легких вторичных ионов и их распределении по энергии при вылете за пределы мишени связаны с разными моделями неупругого взаимодействия первичного иона с ядром. Для описания такого взаимодействия в программе FLUKA используется одна модель. В программе GEANT4 таких моделей несколько, и отличаются они методами учета внутриядерных каскадов и структуры отдельных нуклонов, входящих в состав ядра.

Количество легких ионов, вылетающих через боковую поверхность цилиндрической мишени, зависит от энергии первичного протона  $E_0$  (рис. 1). В исследуемом диапазоне значений энергии  $E_0$  выполняется соотношение:

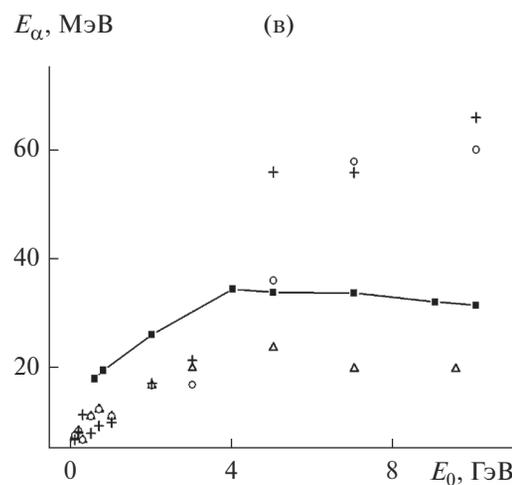
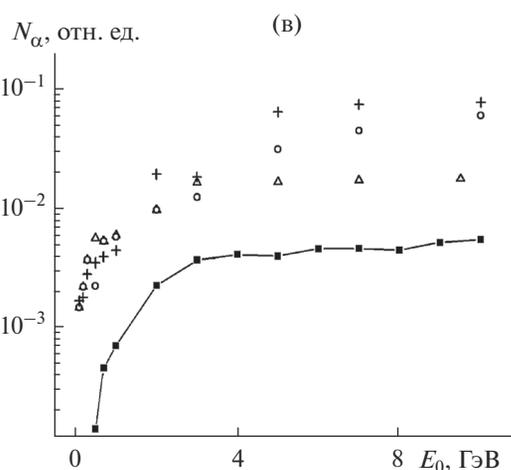
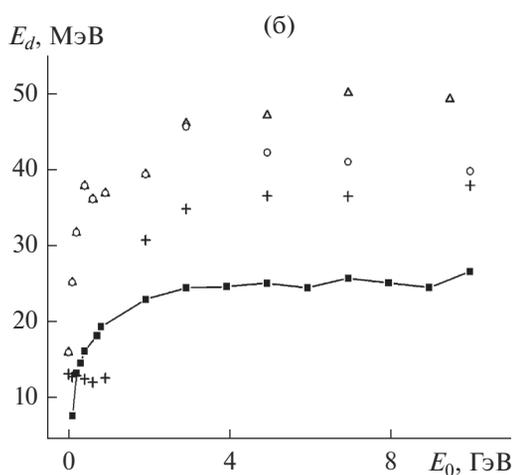
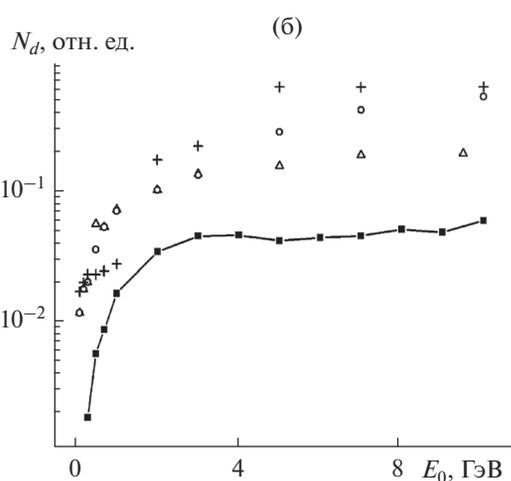
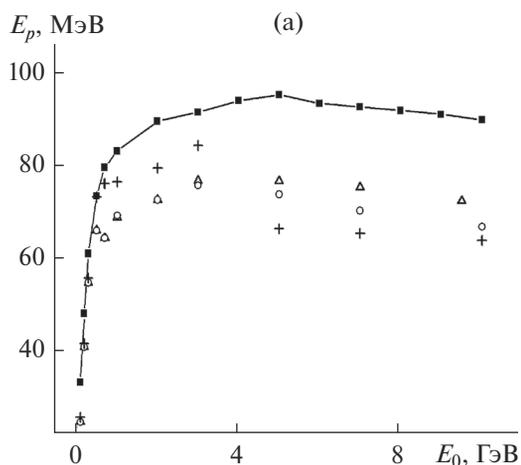
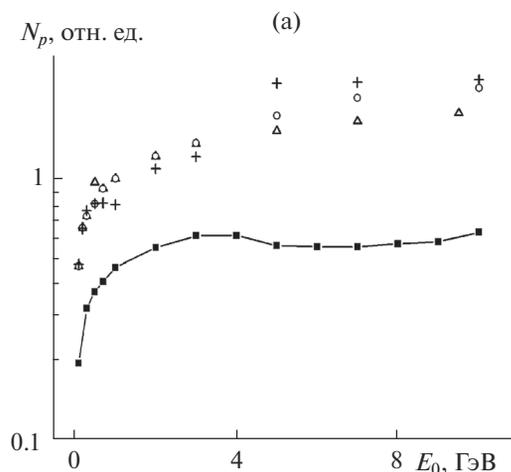
$$N_p > N_d > N_\alpha > N_t > N_{{}^3\text{He}},$$

где  $N_p$ ,  $N_d$ ,  $N_t$ ,  $N_\alpha$ ,  $N_{{}^3\text{He}}$  – количество протонов ( $p$ ), дейтронов ( $d$ ), тритонов ( $t$ ),  $\alpha$ -частиц ( $\alpha$ ) и ядер  ${}^3\text{He}$ . В случае столкновений протонов с энергией  $E_0 > 1$  ГэВ количество вторичных протонов  $N_p$ , дейтронов  $N_d$  и тритонов  $N_t$ , вычисленное по программе GEANT4, в 2.5–5 раз превышает соответствующее значения, полученные с помощью программы FLUKA. Для  $\alpha$ -частиц и ядер  ${}^3\text{He}$  эти отличия достигают порядка. Такая разница в количестве легких фрагментов реакции объясняется большим разнообразием каналов распада возбужденного ядра в предравновесной модели ядерной реакции, полученной с использованием программы GEANT4 по сравнению с FLUKA.

Средняя энергия легких ионов, вылетающих через боковую поверхность цилиндрической мишени, увеличивается с возрастанием энергии первичного протона в диапазоне  $E_0 < 1$  ГэВ (рис. 2). В области энергии  $E_0 > 1$  ГэВ увеличение энергии легких ионов замедляется. Отличия в результатах расчетов по программам GEANT4 и FLUKA для протонов  $E_p$  и дейтронов  $E_d$  не превышают 20–30%, а для  $\alpha$ -частиц, тритонов и ионов  ${}^3\text{He}$  находятся в пределах диапазона значений, полученных с использованием различных моделей неупругого взаимодействия по программе GEANT4.

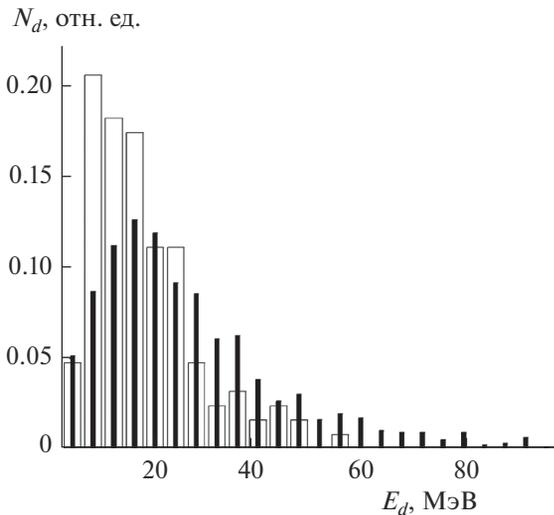
Точность результатов расчетов, выполненных методом Монте-Карло, определяется статистической погрешностью и отличиями используемых моделей взаимодействия. Статистическая погрешность уменьшается при увеличении количества моделируемых первичных частиц и проявляется в небольших флуктуациях результатов расчета, выполненных в рамках одной модели взаимодействия иона с атомом приводят к использованию при моделировании разных полных и дифференциальных сечений. Для ионизационных столкновений первичного иона с электронами атома мишени такие сечения хорошо известны и согласуются с экспериментальными данными. В случае описания неупругого взаимодействия с ядром атома мишени такой общепринятой модели нет. Погрешность моделей взаимодействия может быть оценена только при сравнении результатов расчета разных моделей в рамках одной программы (например, GEANT4 (рис. 1 и 2)) или по разным программам (FLUKA и GEANT4). Приведенные на рис. 1 и 2 результаты расчетов показывают заметные отличия вычисленных значений при использовании разных моделей взаимодействия.

Распределение по энергии легких ионов отличается от распределения Гаусса и асимметрично за счет увеличения количества быстрых ионов (рис. 3). Расчеты по программе GEANT4 показали, что медленное уменьшение количества быстрых ионов с увеличением их энергии проявляется в распределении сразу после неупругого взаимо-



**Рис. 1.** Среднее количество вторичных протонов  $N_p$  (а), дейтронов  $N_d$  (б) и  $\alpha$ -частиц  $N_\alpha$  (в), которые образуются в результате неупругого столкновения протона с энергией  $E_0$  с ядром атома Si и вылетают через боковую цилиндрическую поверхность мишени радиусом  $R = 1$  мм. Сплошная линия – результаты расчетов по программе FLUKA. Результаты расчетов по программе GEANT4 с использованием различных моделей неупругого взаимодействия:  $\Delta$  – QGSP\_BERT;  $\circ$  – FTFP\_BERT;  $+$  – QBBC.

**Рис. 2.** Средняя энергия вторичных протонов  $E_p$  (а), дейтронов  $E_d$  (б) и  $\alpha$ -частиц  $E_\alpha$  (в), которые образуются в результате неупругих столкновений протона с энергией  $E_0$  с ядром атома Si мишени и вылетают через боковую цилиндрическую поверхность мишени радиусом  $R = 1$  мм. Обозначения такие же, как на рис. 1.



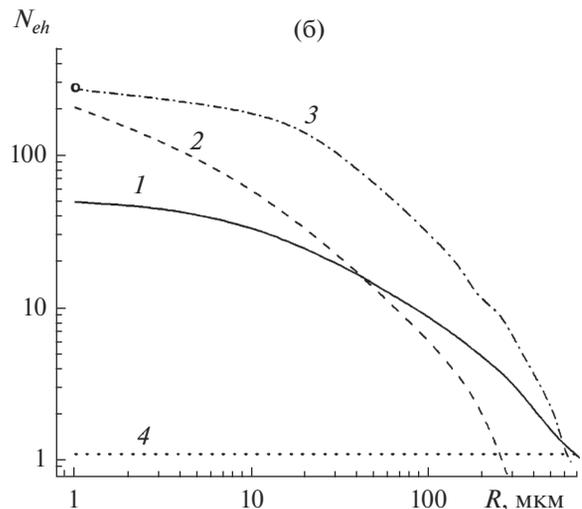
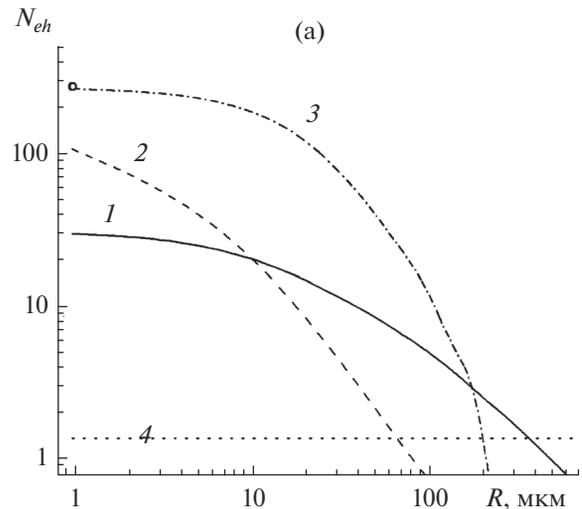
**Рис. 3.** Результаты расчетов по программе FLUKA распределения по энергии дейтронов, которые образуются в результате неупругих столкновений протона с ядром атома мишени и вылетают через боковую цилиндрическую поверхность мишени радиусом  $R = 1$  мм, при начальной энергии протона:  $\square$  – 0.5;  $\blacksquare$  – 5 ГэВ.

действия с ядром атома мишени и не связано с прохождением ионов через среду. Налетающий протон при увеличении  $E_0$  может передать продуктам ядерной реакции более значительную часть своей кинетической энергии, что приводит к увеличению верхней границы диапазона энергии вторичных ионов и сдвигу максимума в распределении вторичных легких ионов в область более быстрых столкновений.

*Тяжелые ионы*

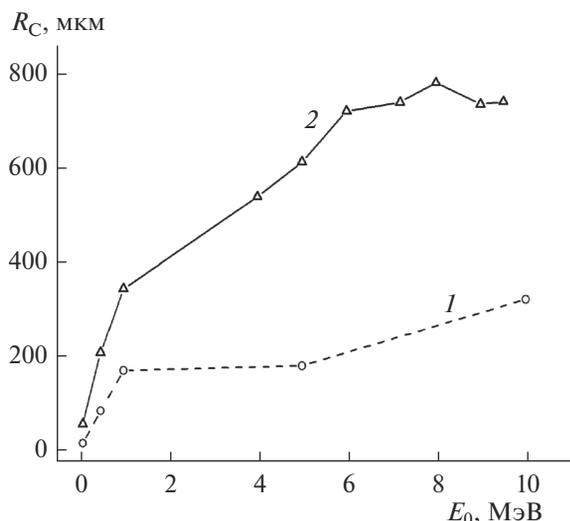
Моделирование прохождения вторичных тяжелых ( $Z > 2$ ) ионов по программам GEANT4 и FLUKA имеет отличия, которые связаны не только с моделями взаимодействия. Координаты области, в которой произошло неупругое взаимодействие с ядром атома мишени, распределены равномерно по глубине слоя, но распределения по радиусу различаются. Источником вторичных “тяжелых ионов” со средним зарядом  $\langle Z \rangle$  в программе FLUKA считается цилиндрическая область радиусом до нескольких микрометров вблизи трека первичного иона. При проведении расчетов с использованием программы GEANT4 вычисляли состав и энергию вторичных тяжелых ионов, а для моделирования их прохождения через среду использовали программу SRIM. В этом подходе точечный источник тяжелых ионов расположен при  $R = 0$  и его скорость направлена в сторону боковой цилиндрической поверхности.

Потери энергии ионов с зарядом ядра  $Z > 2$  при одной и той же энергии больше потерь энергии



**Рис. 4.** Количество электронно-дырочных пар, образующихся в цилиндрическом слое из кремния толщиной 1 нм и радиусом  $R$  при прохождении фрагментов ядерной реакции, от взаимодействия протонов с энергией 0.5 (а) и 5 ГэВ (б): 1 – легкие ионы ( $Z < 2$ )  $N_{eh}^l$  (расчеты по программе FLUKA); 2 – тяжелые ионы ( $Z \geq 3$ )  $N_{eh}^t$  (FLUKA),  $\circ$  – тяжелые ионы ( $Z \geq 3$ )  $N_{eh}^t$  вблизи области, в которой произошло неупругое столкновение (программа GEANT4); 3 – тяжелые ионы ( $Z \geq 3$ )  $N_{eh}^t$  (программа SRIM с использованием данных для состава и распределения по энергии из GEANT4); 4 – потери энергии [5] одного первичного протона с энергией  $E_0$ , умноженные на коэффициент 10.

легких ионов [5]. Это приводит к тому, что около области, в которой произошло неупругое столкновение ( $R \approx 0$ ), тяжелые фрагменты неупругого взаимодействия становятся основным источником электронно-дырочных пар, и  $N_{eh}^t > N_{eh}^l$  (рис. 4). При замедлении вторичных ионов количество



**Рис. 5.** Результаты расчетов критического радиуса  $R_C$  для цилиндрической мишени из кремния, при котором количество электронно-дырочных пар, индуцированных тяжелыми фрагментами ядерной реакции в слое толщиной 1 нм, на порядок превышает количество электронно-дырочных пар, создаваемых одним первичным протоном, по программам: 1 – FLUKA; 2 – GEANT4 и SRIM.

электронно-дырочных пар  $N_{eh}^l$  и  $N_{eh}^t$  уменьшается с увеличением  $R$ . Это позволяет оценить размеры области мишени  $R \leq R_C$ , в которой количество электронно-дырочных пар, создаваемых тяжелыми вторичными ионами  $N_{eh}^t$ , на порядок превышает количество, создаваемое первичными протонами  $N_{eh}^t > 10 \times N_{eh}^0$ . Более медленное убывание  $N_{eh}^t$  с увеличением  $R$  в расчетах с использованием SRIM связано с выделением направления движения тяжелых ионов. Из-за меньших потерь энергии на единице длины трека легкие фрагменты ядерной реакции  $Z \leq 2$  обладают более высокой проникающей способностью и размер области, в которой  $N_{eh}^t > 10 \times N_{eh}^0$ , больше, чем в случае тяжелых вторичных ионов.

При увеличении энергии первичного иона  $E_0$  область, в которой выполняется соотношение  $N_{eh}^t > 10 \times N_{eh}^0$ , становится больше (рис. 5) и достигает десятков микрометров. Это превышает характерные размеры современных элементов электроники. Если накопленный в чувствительном объеме заряд ( $Q \sim N_{eh}$ ) превысит критическое значение для данного электронного элемента, то увеличиваются вероятности пробоя, переключения ячейки памяти и сбоя электроники.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная теоретическая модель на основе метода Монте-Карло качественно оценивает количество сбоев электроники вследствие воздействия отдельного иона. При прохождении быстрого протона через чувствительный объем интегральной схемы вследствие воздействия заряженных фрагментов ядерной реакции образуется избыток электронно-дырочных пар, что может привести к превышению критического значения накопленного в единице объема заряда и стать причиной сбоя электроники. Этот процесс носит стохастический характер из-за малости чувствительного объема, небольшой величины сечения взаимодействия с ядром атома мишени и изотропии углового распределения фрагментов реакции. Если неупругое взаимодействие первичного иона с ядром атома мишени происходит в чувствительном слое интегральной схемы или вблизи него, то потери энергии от заряженных фрагментов ядерной реакции могут на несколько порядков превысить количество электронно-дырочных пар, создаваемых одним первичным ионом.

Результаты расчетов показали, что продукты неупругого взаимодействия быстрого протона с ядром атома кремния имеют среднюю энергию десятки МэВ и обладают высокой проникающей способностью. Накопление достаточного количества электронно-дырочных пар в чувствительном объеме интегральной схемы определяется несколькими факторами: удаленностью чувствительного объема электронной схемы от трека первичного протона; вероятностью прохождения одного или нескольких заряженных фрагментов реакции через чувствительный объем; величиной потерь энергии легких и тяжелых фрагментов неупругого столкновения.

Размер области мишени, в которой количество электронно-дырочных пар  $N_{eh}^t + N_{eh}^l$ , образующихся в результате неупругого взаимодействия заряженных продуктов, на порядок превышает количество пар  $N_{eh}^0$ , создаваемых первичным ионом, больше характерного размера современных электронных схем. Это означает, что предложенная модель может быть использована и для анализа вероятности сбоя одновременно в нескольких чувствительных областях интегральной схемы, удаленных друг от друга, так как в результате неупругого взаимодействия с ядром образуется несколько быстрых ионов. Кроме того, при оценке вероятности сбоев электроники возрастает влияние состава и расположения материалов вблизи чувствительного объема интегральной схемы, т.е. трехмерной и многослойной геометрии мишени.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Модель космоса. Т. II. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов / Ред. Новиков Л.С. М.: Изд-во НИИ-ЯФ МГУ, 2007. 1145 с.
2. Holbert K.E. Single Event Effects. 2008. <http://holbert.faculty.asu.edu/eee560/eee560.html>
3. Dodd P.E., Schwank J.R., Shaneyfelt M.R. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2007. V. 54. № 6. P. 2303.
4. Ulam S.M., Neumann J. // Bull. Amer. Math. Soc. 1947. V. 53. P. 1120.
5. Ziegler J., Biersack J.P. SRIM: the Stopping and Range of Ions in Matter. ([www.srim.org](http://www.srim.org))
6. Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2016. V. 835. P. 186. <https://geant4.web.cern.ch>
7. Böhlen T.T., Cerutti F., Chin M.P.W. et al. // Nucl. Data Sheets. 2014. V. 120. P. 211. [www.fluka.org/fluka.php](http://www.fluka.org/fluka.php)
8. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество М.: ИЛ, 1950. 158 с.
9. Landau L. // J. Phys. USSR. 1944. V. 8. P. 201.
10. Вавилов П.В. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 920.

## Influence of Nuclear Reaction Products on Single Event Effects Coupled with Fast Proton Passage through Silicon

N. V. Novikov<sup>1</sup> \*, N. G. Chechenin<sup>1</sup>, T. V. Chuvilskaya<sup>1</sup>, V. Ya. Chumanov<sup>1</sup>, A. A. Shirokova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Moscow State University, Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia

\*e-mail: [nvnovikov65@mail.ru](mailto:nvnovikov65@mail.ru)

The passage of protons with energies from 100 MeV to 10 GeV through silicon is simulated by the Monte Carlo method. The mean number and mean energy of ions produced in inelastic collisions of protons with a nucleus are determined, as well as the size of the region in which the number of electron–hole pairs induced by charged fragments of a nuclear reaction exceeds the number of pairs created by the primary proton.

**Keywords:** single electron effect, linear energy transfer, nuclear reaction products, electron–hole pairs, Monte Carlo method.