

## Образование множественных сбоев в изделиях электроники под действием протонов и нейтронов

© Н.А. Иванов,<sup>1</sup> О.В. Лобанов,<sup>1</sup> В.В. Пашук,<sup>1</sup> М.О. Прыгунов,<sup>2</sup> К.Г. Сизова<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова  
Национального исследовательского центра Курчатовский институт,  
188300 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

<sup>2</sup> ООО „Радиоавтоматика“,  
111033 Москва, Россия

<sup>3</sup> ООО НПЦ „Гранат“,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: ksizova@npcgranat.ru

Поступило в Редакцию 4 сентября 2019 г.

В окончательной редакции 4 сентября 2019 г.

Принято к публикации 14 октября 2019 г.

Проведено облучение нуклонами на пучках синхротрона Петербургского института ядерной физики (ПИЯФ) интегральных схем памяти типа SRAM с технологической нормой 90 nm и оптоэлектронных изделий: CCD- и CMOS-матриц. Представлены данные по сечениям образования сбоев в интегральных схемах памяти под действием протонов с энергией 1000 MeV и пикселей с большой величиной темного тока (спайков) в оптоэлектронных изделиях, облученных протонами с энергией 1000 MeV, и нейтронами с энергетическим спектром, подобным спектру атмосферных нейтронов. Основное внимание уделено исследованию возникновения кластеров спайков и множественных сбоев. Установлено, что основная часть спайков и одиночных сбоев находится в составе кластеров.

**Ключевые слова:** спайки, кластеры, множественные сбои, протоны, нейтроны, интегральные схемы, память, оптоэлектронные изделия.

DOI: 10.21883/JTF.2020.04.49095.311-19

### Введение

Широкое применение интегральных схем (ИС) в изделиях космической и авиационной электронной техники сделало актуальной задачу обеспечения их надежного функционирования в условиях воздействия радиационных полей. В ИС, изготавливаемых по микронной и субмикронной технологиям, наиболее существенным фактором, определяющим их нормальную работу при облучении быстрыми нуклонами и ионами, являются одиночные эффекты сбоя и отказа (SEE — Single-Event Effects) [1–3]. Данный эффект связан с однократным выделением одной частицей больших величин энергии в объеме чувствительных областей ИС, вследствие чего происходит потеря работоспособности отдельного элемента изделия (сбой, катастрофический отказ). В зависимости от типа ИС вероятность SEE-эффекта под действием частиц пропорциональна их линейным потерям энергии на ионизацию (ЛПЭ) [4] или на упругие столкновения с атомами полупроводникового материала — неионизационные энергетические потери (НИЭП) [5].

Первая работа, в которой был обнаружен эффект воздействия отдельных нуклонов, была опубликована в 1965 г. [6]. Начиная с 1980-х годов эффект воздействия отдельных частиц, как основной фактор, определяющий надежность работы электроники в космосе и ближней

атмосфере, становится приоритетным направлением исследований воздействия излучения на различные типы ИС [7,8]. Продолжающееся снижение технологических норм изготовления ИС сопровождается [9]:

- уменьшением критических величин энергии, необходимых для возникновения сбоя (отказа) элемента изделия, что приводит к увеличению вероятности повреждения ИС под действием отдельных частиц, имеющих меньшее энерговыделение в чувствительной области;
- ростом вероятности повреждения нескольких соседних элементов ИС — возникновением множественных сбоев (МС) под действием отдельной частицы.

Настоящая работа направлена на исследование образования МС под действием быстрых нуклонов в оптоэлектронных изделиях и элементах памяти.

### 1. Исследуемые интегральные схемы

Использовались светочувствительные ИС:

— приборы с зарядовой связью (CCD-матрицы) ICX 259AL фирмы Sony с размером чипа  $6 \times 4.96$  mm, размером пикселя  $6.50 \times 6.25$   $\mu$ m с числом активных элементов  $\sim 4 \cdot 10^5$ ;

— матрицы на основе комплементарной структуры металл–оксид–полупроводник (CMOS-матрицы) MT9M034 фирмы Aptina™ Imaging с размером чипа

$4.8 \times 3.6$  mm, размером пикселя  $3.75 \times 3.75$   $\mu\text{m}$  с числом активных элементов  $10^6$ .

Известно [2,8,10], что в оптоэлектронных изделиях эффект воздействия отдельных частиц проявляется в возникновении спайков — пикселей с темновыми токами  $I_{dc}$ , существенно превышающими средние значения темновых токов в пикселях матриц. Такие пиксели на изображении с матрицы проявляются в виде белых точек, которые сохраняются и после окончания облучения. Создание спайков обусловлено образованием радиационных дефектов в чувствительной области пикселей и соответственно эффективность возникновения спайков пропорциональна величине НИЭП частиц.

Применение матриц для исследования МС сбоев обусловлено тем, что они имеют простую топологию расположения пикселей, что позволяет легко получать информацию о количестве и пространственном распределении поврежденных пикселей. Данная информация полезна для анализа экспериментальных данных о радиационном воздействии излучения на другие типы ИС.

В качестве ИС с низкими технологическими нормами использовалась статическая память типа SRAM производителя Cypress с технологической нормой 90 nm. Данная ИС имеет площадь чипа  $5.34$   $\text{mm}^2$ , содержит свыше  $4 \cdot 10^6$  bit. В отличие от повреждения матриц основной причиной возникновения сбоев в памяти SRAM являются ионизационные процессы в чувствительных областях ячеек. Соответственно эффективность образования сбоев зависит от величины ЛПЭ ионизирующих излучений.

## 2. Экспериментальные методики

Облучение матриц и элементов памяти SRAM проводилось на синхротронном ПИЯФ [11] при энергии протонов 1000 MeV и плотности потока  $\sim 10^8$   $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . Диаметр пучка протонов составлял 28 mm при неоднородности плотности потока до 5%. Образцы ИС облучались на специализированном стенде, включающем:

— магнитную систему вывода пучка и лазерную систему фиксирования направления пучка;

— устройства мониторинга пучка протонов: автоматизированный измерительный комплекс на основе двухсекционной ионизационной камеры [12] для измерения плотности потока и флюенса протонов с погрешностью на уровне 5% и полупроводниковый Ge(Li) детектор для измерения потока протонов методом наведенной активности [13] с погрешностью до 30%.

В соответствии с рекомендациями Международного нормативного документа „JEDEC STANDART“ [14] для облучения изделий электроники нейтронами должен использоваться пучок нейтронов с энергетическим спектром, подобным атмосферному спектру нейтронов. Нейтроны с таким энергетическим спектром с максимальной энергией 1000 MeV были получены в ПИЯФ

на установке ГНЕЙС (Гатчинский нейтронный спектрометр) [15] в 2010 г. Облучение матриц на этой установке проводилось при плотности потока нейтронов  $\sim 1.5 \cdot 10^5$   $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , неоднородности в области расположения ИС менее 5% и погрешности измерения потока нейтронов 5% [15].

Матрицы в составе телевизионных камер в процессе облучения нуклонами были в активном (с включенным питанием) или в пассивном состоянии (с выключенным питанием), с включенной или выключенной системой автоматической регулировки усиления (АРУ). Темновые токи  $I_{dc}$  в пикселях определялись по степени яркости пикселя при анализе изображений на экране монитора компьютера с помощью программ Mathcad. Степень яркости пикселя матрицы оценивалась в относительных единицах (г.у.) целым числом в диапазоне от 0 (черное) до 255 (белое).

Два образца памяти SRAM были облучены протонами до флюенса  $10^{11}$   $\text{cm}^{-2}$ . Методика исследования ИС заключалась в следующем:

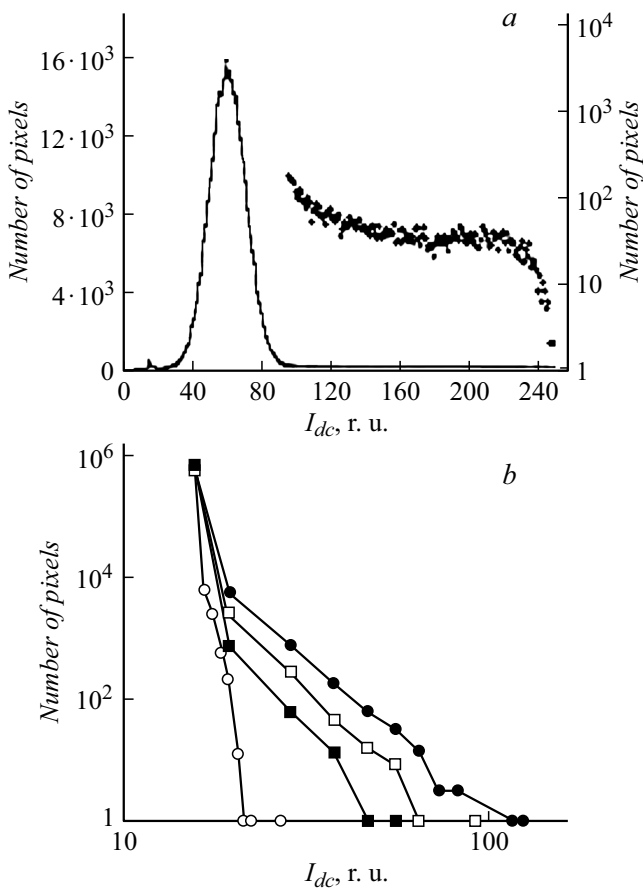
- до начала облучения производилась запись шаблона данных в массив ячеек памяти;
- в процессе облучения контролировалось состояние каждого байта памяти;
- в процессе контроля над каждым байтом выполнялось три операции:
  - первые две заключались в считывании данных и сравнении их с шаблоном;
  - если только в одном из двух первых чтений фиксировалась ошибка, то в качестве третьей операции выбиралась также операция „чтение“ и ошибка классифицировалась как сбой в процессе чтения;
  - если в двух первых чтениях фиксировалась ошибка, то ошибка классифицировалась как сбой, произошедший во время хранения, и производилась перезапись байта.

Обеспечение выполнения одинакового количества операций, производимых над каждым байтом, позволило равномерно распределить время хранения данных в каждом байте. За счет выборочной перезаписи поврежденных ячеек была достигнута минимизация количества выполненных операций записи в процессе воздействия, что позволило уменьшить период обработки байта и выдачи информации опрашиваемого устройства до 2 ms. Вследствие этого удалось уменьшить число сбоев в процессе перезаписи и соответственно снизить их влияние на экспериментальные данные.

## 3. Экспериментальные результаты

### 3.1. Облучение CCD-матриц

При облучении нейтронами и протонами образование спайков в CCD-матрицах происходит в основном под действием продуктов ядерных реакций нуклонов с ядрами атомов кремния [2,8,10,16,17]. В процессе облучения протонами телевизионной системы с CCD-матрицей в



**Рис. 1.** Распределение по величине темнового тока в пикселях CCD-матрицы, облученной *a* — протонами (APU включено): — исходная, ●●●● — флюенс  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , на правой шкале ординат показаны значения больших темновых токов в спайках; *b* — нейтронами (APU выключено): ○ — исходная, флюенсы ■ —  $5.3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ , ◇ —  $1.6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ , ● —  $3.2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ .

активном режиме на экране монитора компьютера появлялись кратковременные вспышки, обусловленные ионизационными потерями протонов в объеме пикселей [16]. Следует отметить, что были видны также следы (треки) заряженных частиц, образующихся в неупругих ядерных взаимодействиях протонов с ядрами материалов CCD-матриц. Накапливающиеся по мере возрастания флюенса протонов устойчивые дефектные пиксели (спайки) в виде белых пятен оставались и после окончания облучения.

На рис. 1 приведены распределения пикселей по величине темнового тока в исходной и облученной CCD-матрице в следующих условиях:

— флюенс протонов  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , система APU включена;

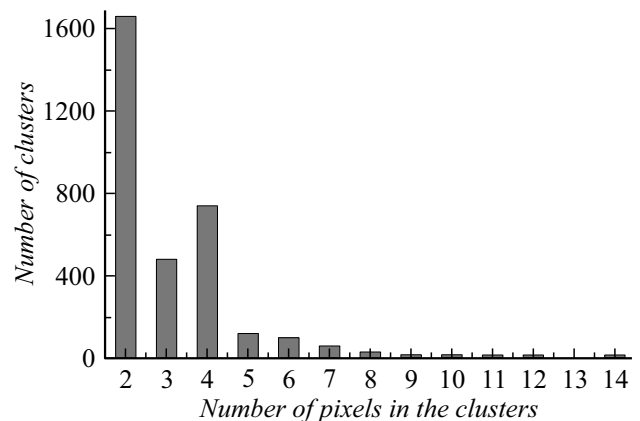
— флюенс нейтронов  $3.2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ , система APU выключена.

Из рисунка видно, что в необлученных матрицах при включенной APU распределение пикселей по величине  $I_{dc}$  описывалось нормальным распределением со сред-

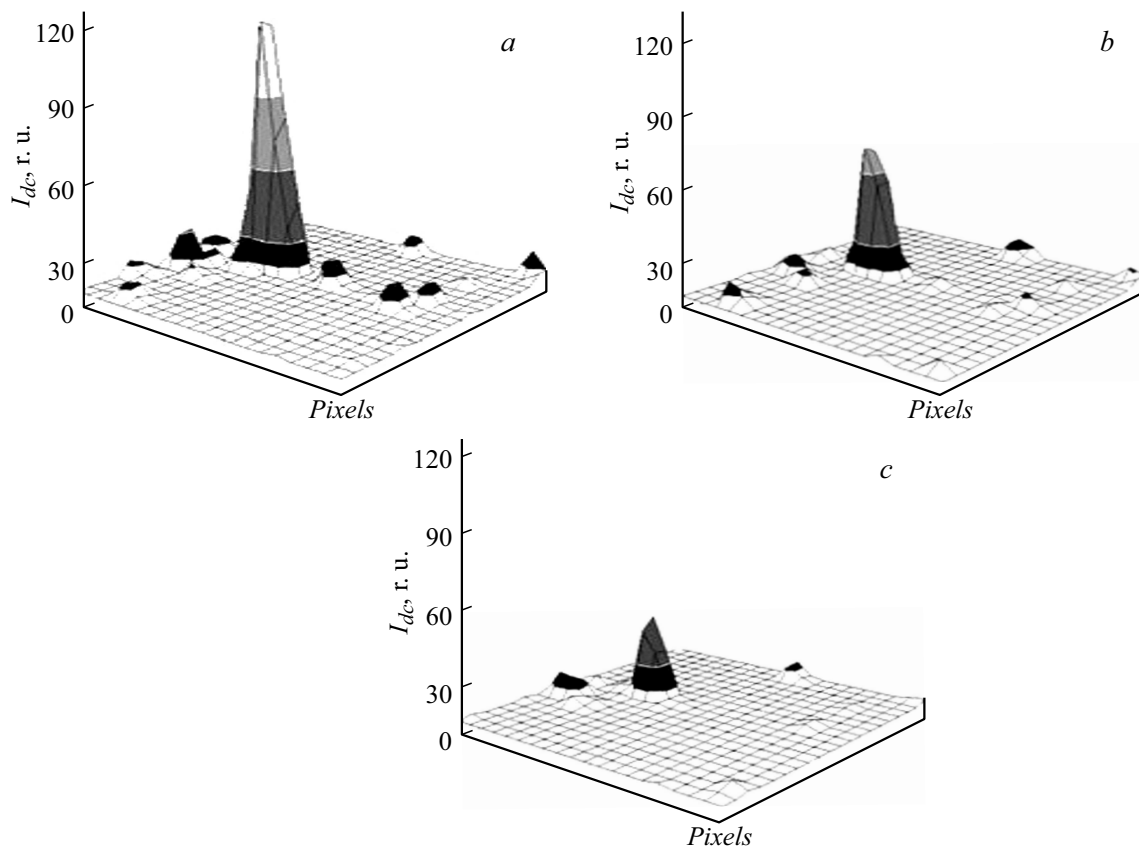
ним значением  $\approx 60 \text{ г.у.}$  и стандартным отклонением  $\sigma \approx 10 \text{ г.у.}$ , при этом не более 10 пикселей в матрице имели яркость свыше  $110 \text{ г.у.}$ , что превышает максимум нормального распределения на  $5\sigma$ . В режиме выключенной APU распределение пикселей по величине  $I_{dc}$  имело вид кривой, резко спадающей с ростом темнового тока, и пиксели с величиной  $I_{dc}$  более  $20 \text{ г.у.}$  практически отсутствовали. В связи с этим спайками мы считали пиксели, величина  $I_{dc}$  в которых после облучения превышала в зависимости от состояния APU 110 или  $20 \text{ г.у.}$  Следует отметить, что в результате измерений не обнаружено существенных различий в параметрах матриц, облученных в активном и в пассивном режимах.

Для анализа пространственного распределения пикселей с большими величинами  $I_{dc}$  (спайков) была создана программа для поиска областей CCD-матрицы, в пределах которых темновой ток каждого из пикселей превышал заданный порог. В качестве примера на рис. 2 представлено распределение таких областей по числу входящих в них пикселей с  $I_{dc} > 170 \text{ г.у.}$  (APU включено) после облучения нейтронами флюенсом  $3.2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ . Отбирались области, в которых не менее двух пикселей удовлетворяли заданному критерию. Наиболее частыми явились области из двух пикселей. Обращает на себя внимание наличие групп — кластеров спайков, включающих до 14 пикселей. В соответствии с результатами работ [17,18] при облучении протонами и нейтронами основная часть спайков (свыше 50%) входит в состав таких кластеров.

По всей видимости, возникновение данных кластеров обусловлено в основном тем, что в пикселях, удаленных на десятки микрон от точки ядерного взаимодействия, радиационные дефекты создаются остаточными ядрами из ядерных реакций. В табл. 1 приведены величины пробега [4] ядер отдачи, образующихся с максимальными энергиями в ядерных реакциях протонов с энергией  $1000 \text{ MeV}$  с ядрами атомов кремния [19]. Из этой таблицы видно, что такие ядра отдачи как неон, кислород



**Рис. 2.** Распределение по числу соседних пикселей, величина  $I_{dc}$  в каждом из которых больше  $170 \text{ г.у.}$  (APU включено) в CCD-матрице, облученной нейтронами флюенсом  $3.2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ .



**Рис. 3.** Рельеф кластера спайков в CCD-матрице, облученной нейтронами с флюенсом  $3.2 \cdot 10^9 \text{ cm}^2$ : *a* — после облучения; *b* — через 32 h, *c* — через 214 h.

**Таблица 1.** беги ядер отдачи, образующихся с максимальными энергиями в ядерных реакциях нуклонов с энергией 1000 MeV с ядрами атомов кремния [4,19]

Тип ядра отдачи	$^{27}\text{Al}$	$^{20}\text{Ne}$	$^{16}\text{O}$	$^{12}\text{C}$
Энергия ядра отдачи, MeV	7.5	24	46	53
Пробег ядра, $\mu\text{m}$	4.5	11	30	63

**Таблица 2.** Значения параметра  $t_0$  при различной пороговой величине темнового тока

$> I_{dc}$ , r.u.	100	125	150	175	200	225
$t_0$ , s	179980	152295	136636	118083	100740	82085

и углерод имеют пробеги, достаточные для создания кластеров спайков наблюдаемых размеров. Следует также иметь в виду, что эти ядра отдачи в процессе торможения проходят область максимальных значений линейных потерь энергии на ионизацию и упругие атомно-атомные соударения [4,5].

После облучения протонами и нейтронами систематические измерения  $I_{dc}$  проводились в течение нескольких

месяцев. В промежутках между измерениями камера находилась в пассивном режиме при комнатной температуре и включалась непосредственно перед съемом информации. Вначале проводились измерения в режиме с включенной АРУ, затем — без АРУ. Полученные экспериментальные данные по количеству спайков  $N$  в зависимости от времени  $t$  после облучения были аппроксимированы экспоненциальной функцией:  $N \sim \exp(-t/t_0)$ . Величины параметра  $t_0$  для различных пороговых значений  $I_{dc}$  при измерениях в режиме с включенной системой АРУ приведены в табл. 2, из которой видно, что в среднем величина  $t_0$  составляет около  $10^5$  s. Величина параметра  $t_0$  при измерениях в режиме с выключенной системой АРУ составила около  $4 \cdot 10^4$  s. Полученные величины  $t_0$  качественно согласуются с данными работ [20–22] для разных типов ПЗС-матриц.

Уменьшение количества спайков приводит к изменению кластеров. В качестве примера на рис. 3 приведены рельефы одного и того же кластера, который непосредственно после облучения нейтронами с флюенсом  $3.2 \cdot 10^9 \text{ cm}^2$  включал 8 спайков (рис. 3, *a*). На рис. 3, *b*, *c* показаны рельефы этого кластера при временах до 10 суток после окончания облучения. Из этих рисунков видно, что после облучения происходит уменьшение количества спайков в кластерах и поперечных размеров кластеров, а также снижается яркость спайков в

кластере. Наблюдалось исчезновение со временем части кластеров, яркость спайков в которых уменьшалась до величин  $I_{dc}$  в необлученной CCD-матрице.

Снижение количества спайков и их яркости обусловлено отжигом радиационных дефектов в облученных изделиях. Вследствие этого при длительном облучении нуклонами ( $\gg t_0$ ) в CCD-матрице должно создаваться равновесное количество спайков и кластеров, которое определяется из условия равенства скорости образования новых спайков и кластеров скорости их отжига. Полученные результаты указывают на влияние плотности потока частиц на распределение темного тока в пикселях CCD-матриц. Этот фактор должен учитываться при прогнозировании эффектов от воздействия отдельных частиц по данным лабораторных испытаний на моделирующих установках (ускорителях), на которых плотность потока частиц на 3–4 порядка превышает плотности потоков частиц космического излучения.

### 3.2. Облучение CMOS-матриц

Интерес к исследованию CMOS-матриц обусловлен тем, что благодаря своим техническим характеристикам и низкой стоимости они в последнее десятилетие активно заменяют CCD-матрицы в электронной аппаратуре. CMOS-матрицы были облучены протонами до флюенса  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  и нейтронами до флюенса  $2.8 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ . Величины  $I_{dc}$  определялись, так же как и для CCD-матриц. Поскольку в исходных CMOS-матрицах величины  $I_{dc}$  при измерениях без АРУ не превышали 20 г.и., спайками мы считали пиксели, величина  $I_{dc}$  в которых после облучения превышала 20 г.и.

На рис. 4 приведены распределения количества кластеров по числу входящих в них спайков в матрицах, облученных протонами (а) и нейтронами (b).

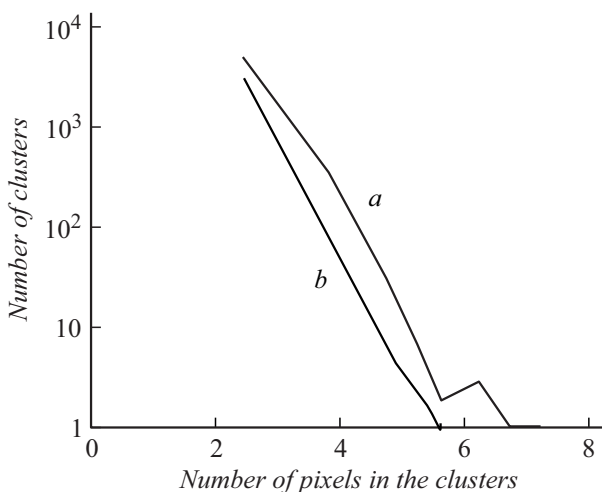


Рис. 4. Распределения количества кластеров по числу входящих в них спайков в матрицах, облученных протонами (а) и нейтронами (b).

нейтронами. Видно, что размеры кластеров и величины темновых токов в спайках, входящих в их состав, практически не зависят от природы нуклонов. Максимальный размер кластеров, приведенных на рис. 5, составляет  $\sim 11.75 \times 11.75 \mu\text{m}$  и включает в себя 9 спайков. К образованию кластеров таких размеров, так же как и в CCD-матрицах, способны приводить длиннопробежные остаточные ядра из ядерных реакций нуклонов с ядрами кремния (табл. 1).

При флюенсе протонов  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  количество событий  $n$  от отдельных частиц составило 28 926, в том числе 20 194 кластеров и 8 732 спайков вне кластеров. Соответственно сечение возникновения событий от отдельных протонов в CMOS-матрице  $\Sigma_{sp}$ , равно  $\Sigma_{sp} = n/F_p$ , где  $F_p$  — флюенс протонов, составило  $2.9 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-2}$ , которое качественно согласуется с величиной сечения ядерных реакций в объеме CMOS-матрицы  $\Sigma_{nr}$ :

$$\Sigma_{nr} = \sigma n_{Si} V_{CMOS} \approx 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2,$$

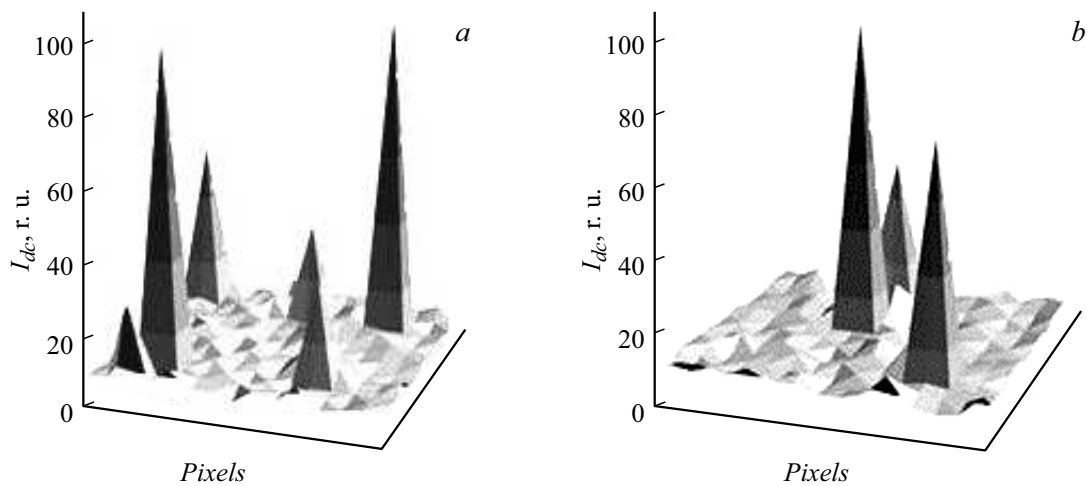
где  $\sigma = 5 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$  — сечение ядерных реакций нуклонов с энергией 1000 MeV с ядрами атомов кремния [21];  $n_{Si} = 5.19 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  — плотность атомов кремния;  $V_{CMOS}$  — объем CMOS-матрицы, принятый нами равным  $0.86 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3$  при толщине чувствительной области матрицы  $5 \mu\text{m}$ .

Полученное соотношение — 20 194 кластеров и 8 732 спайков вне кластеров — указывает на то, что большая часть спайков (около 80%) возникает в составе кластеров.

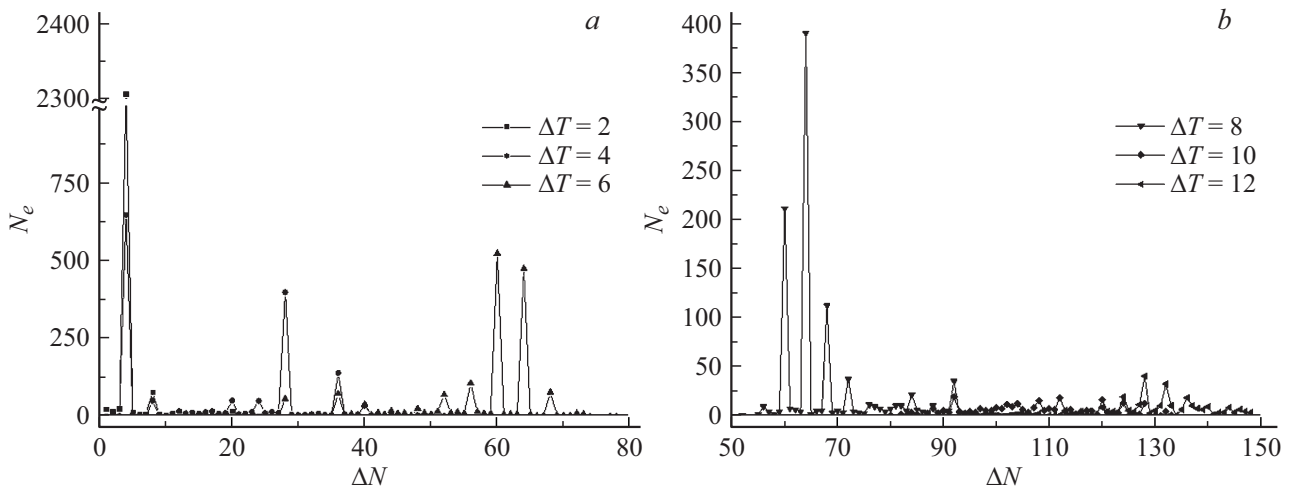
В разд. 3.1 и 3.2 было показано, что в CCD- и CMOS-матрицах, облученных протонами и нейтронами, под действием продуктов ядерных реакций образуются локальные скопления (кластеры) с линейными размерами до  $20 \mu\text{m}$ , состоящие из соседних поврежденных пикселей (спайков). Эти кластеры спайков являются, фактически, аналогом МС, что указывает на возможность возникновения МС под действием нуклонов в других типах ИС, имеющих близкие или меньшие значения размеров элементарной ячейки и/или чувствительной области, чем размеры пикселя матрицы.

### 3.3. Облучение SRAM

Два образца SRAM памяти были облучены протонами с энергией 1000 MeV при плотности потока  $10^8 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  до флюенса  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . В образцах были обнаружены сбои, характеризующиеся как ошибки хранения, а ошибок чтения не было зафиксировано. В результате исследования за весь сеанс облучения в образцах было обнаружено 16 169 и 17 414 ошибок хранения в различных байтах. Сечение сбоев  $\Sigma$ , равно  $\Sigma = n/(FN_{bit}C)$ , где  $n$  — количество сбоев,  $F = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  — флюенс протонов,  $N_{bit} = 4 \cdot 10^6$  — количество бит в ИС, составило  $\sim 4 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{bit}^{-1}$ , что согласуется с данными работы [23] для аналогичных по типу и технологическим нормам изделий.



**Рис. 5.** Рельефы кластеров спаиков в CMOS-матрице при облучении: *a* — протонами до флюенса  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , *b* — нейтронами до флюенса  $2.8 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ .



**Рис. 6.** Распределение числа пар последовательных сбоев  $N_e$  в зависимости от интервалов в их адресах  $\Delta N$  для временных интервалов между ними  $\Delta T = 2, 4, 6$  (*a*) и  $\Delta T = 8, 10, 12$  ms (*b*) для образца № 1 SRAM.

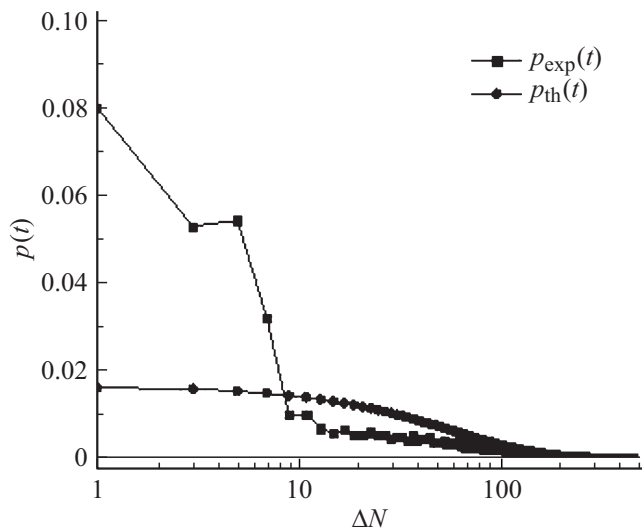
В процессе облучения регистрировались время и адрес сбоя поврежденного байта. Анализ полученных данных показал, что в пределах каждого цикла чтения всего объема памяти существуют сбои с малой разницей во времени регистрации ( $\Delta T$ ), а также малой и характерно кратной разницей в адресе ( $\Delta N$ ) байтов. На рис. 6 приведены распределения количества последовательных сбоев  $N_e$  в образце SRAM, идущих через определенные временные интервалы  $\Delta T$ , в зависимости от разницы в адресах поврежденных ячеек  $\Delta N$ . Кратность временных интервалов величине 2 ms между сбоями обусловлена минимальным периодом обработки информации опрашивающего устройства. Выбор конкретных значений  $\Delta T$  объясняется наибольшей статистикой сбоев в диапазоне  $\Delta T$  от 2 до 12 ms.

Из рис. 6 видно, что имеют место ярко выраженные максимумы при  $\Delta N = 4, 28, 60, 64$ , означающие, что близкие по времени образования сбоя разнесены друг

**Таблица 3.** Количество „кластеров“  $N$  в зависимости от количества входящих в состав кластера сбоев  $n$  для образца SRAM № 1 при условии  $\Delta T \leq 8$  ms и  $\Delta N \leq 92$  byte (на  $10^4$  сбоев)

$n$	2	3	4	5	6	7	8	9	11	12
$N$	695	331	124	62	42	20	9	8	4	4

относительно друга преимущественно на определенные величины  $\Delta N$ . Наличие таких максимумов указывает на возможность возникновения групп сбоев в байтах, расположенных близко друг от друга. По экспериментальным данным определены распределения количества таких групп по числу одиночных сбоев, входящих в их состав. В состав групп были включены сбои со значениями интервалов  $\Delta T \leq 8, 10$  и 12 ms и с разницей в адресах  $\Delta N \leq 92, 128$  и 148 соответственно. В табл. 3



**Рис. 7.** Теоретическая  $p_{th}(t)$  и экспериментальная  $p_{exp}(t)$  зависимости вероятностей интервалов времени между сбоями для образца SRAM № 1.

приведены такие данные в образце SRAM № 1 при условии  $\Delta T \leq 8$  ms и  $\Delta N \leq 92$  byte. Из таблицы видно, что количество последовательных сбоев при выбранных граничных условиях в группах может составлять свыше 10, а доля сбоев, входящих в состав групп, достигает 35%. К образованию групп таких размеров, так же как и в матрицах, способны приводить остаточные ядра из ядерных реакций нуклонов с ядрами кремния (табл. 1).

Рассмотренные группы сбоев могут представлять собой МС. В связи с отсутствием информации о топологии исследуемых SRAM для подтверждения возможности образования МС был использован статистический анализ временных промежутков между сбоями. При отсутствии эффекта образования МС временной интервал между созданием отдельных сбоев является случайным событием и теоретическая вероятность того, что интервал времени между двумя последовательными сбоями лежит в пределах от  $t$  до  $t + \Delta t$  равна [24]

$$p_{th}(t) = n_0 \exp(-n_0 t) \Delta t, \quad (1)$$

где  $n_0 = n/T_{ir}$  — число сбоев в единицу времени,  $T_{ir}$  — продолжительность облучения,  $n_0 \exp(-n_0 t)$  — плотность распределения вероятностей интервалов  $t$  между сбоями.

Для образца SRAM № 1 величина  $n_0$  равна  $n_0 = n/T_{ir} = 16\,169/767.4 - 1 = 0.0164 \text{ s}^{-1}$ . Соответственно теоретическая зависимость плотности распределения вероятности случайных сбоев имеет вид:  $p_{th}(t) = 0.0164 n_0 \exp(-0.0164 t)$ . Экспериментальные данные по распределению времени между сбоями  $\Delta T$  для образца SRAM № 1 приведены в табл. 4. На рис. 7 представлены теоретическая  $p_{th}(t)$  (1) и полученная по данным табл. 4 экспериментальная  $p_{exp}(t)$  зависимости плотности вероятности от времени облучения. Превышение

**Таблица 4.** Распределение сбоев по времени между сбоями  $\Delta T$  для образца SRAM № 1

$\Delta T$ , ms	2	4	6	8	10	14	18	22	24	28	32
$N$	2590	1712	1755	1037	321	223	214	171	195	173	160
$\Delta T$ , mc	34	36	38	40	42	46	50	54	56	60	64
$N$	161	134	169	142	144	156	118	127	108	124	126

экспериментальной зависимости  $p_{exp}(t)$  над теоретической  $p_{th}(t)$  означает то, что значительная часть сбоев, по крайней мере при  $\Delta T \leq 10$  ms, не является случайными независимыми событиями и входит в состав МС. По нашим оценкам, при  $\Delta T \leq 10$  ms около 50% всех сбоев содержатся в МС, что согласуется с данными работ [9,25].

## Заключение

Проведенные исследования показали, что:

- под действием быстрых протонов и нейтронов в светочувствительных ИС образуются кластеры, включающие до 14 соседних спайков, которые представляют собой аналог МС в ИС памяти;

- под действием быстрых протонов в изделиях памяти SRAM возникают МС, включающие до 10 байтов (в заданных граничных условиях);

- механизм образования кластеров в матрицах и МС изделиях памяти под действием быстрых нуклонов аналогичен и обусловлен вторичными частицами, возникающими в результате ядерных реакций нуклонов с ядрами атомов кремния;

- предложенный статистический анализ временных промежутков между сбоями может быть полезным методическим подходом при анализе экспериментальных данных на предмет выявления МС при отсутствии данных о топологии ИС;

- в облученных матрицах размеры кластеров и величины темновых токов спайков, входящих в их состав, практически не зависят от типа нуклонов;

- в исследованных матрицах и изделиях памяти SRAM значительная часть повреждений (до 50%) входит в состав кластеров и МС.

Возможность образования в изделиях памяти SRAM множественных сбоев должна учитываться при разработке электронной аппаратуры, а именно

- необходимо разрабатывать методы парирования таких эффектов,

- становится недопустимым использовать ячейки одной и той же ИС на разных параллельных информационных каналах.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.



## Список литературы

- [1] *Strour J.R., Hartmann R.A., Kitazaki K.S.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1986. Vol. 33. Dec. P. 1597–1604.
- [2] *Strour J., Marshall C.J., Marshall P.W.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. Vol. 50. Jan. P. 653–670.
- [3] *Чумаков А.И.* Действие космической радиации на интегральные схемы. М.: Радио и связь, 2004. 320 с.
- [4] *Janni J.F.* // Atomic data and nuclear data tables. 1982. Vol. 27. P. 147–529.
- [5] *Messenger R., Burke E.A., Xapsos M.A., Summers G.P., Walters R.J., Jun I., Jordan T.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. Vol. 50. Dec. P. 1929–1933.
- [6] *Gereth R.H., Haitz, Smits F.M.* // J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. N 12. Dec. P. 3884–3894.
- [7] *Marshall P., Marshall C.* // Proc. Short Course NSREC. 1999. P. 51–100.
- [8] *Pickel A.H., Calmfaj G.R., Hopkinson C.J. Marshall* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. Vol. 50. June. P. 671–688.
- [9] *Mavis D.G., Eaton P.H., Sibley M.D., Lacoé R.C., Smith E.J., Avery K.A.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. Vol. 55. N 6. Dec. P. 3288–3294.
- [10] *Hopkinson G., Dale C.J., Marshall P.W.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1996. Vol. 43. Apr. P. 614–627.
- [11] *Абросимов Н.К., Воробьев А.С., Иванов Е.М., Михеев Г.Ф., Рябов Г.А., Тверской М.Г., Щербаков О.А.* // ВАНТ. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. Научно-технический сборник. 2010. Вып. 4. С. 107–112.
- [12] *Иванов Н.А., Лобанов О.В., Пащук В.В.* // ПТЭ. 2009. № 6. С. 5–10. [*Ivanov N.A., Lobanov O.V., Pashuk V.V.* // Instruments and Experiment. Techniq. 2009. Vol. 52. N 6. P. 763–768.]
- [13] *Cumming J.B.* // Phys. Rev. 1963. Vol. 13. P. 261.
- [14] *Measurement and reporting of alpha particle and terrestrial cosmic ray-induced soft errors in semiconductor devices.* JEDEC Standard — JESD89A, Oct. 2006.
- [15] *Абросимов Н.К., Вайшнине Л.А., Воробьев А.С., Иванов Е.М., Михеев Г.Ф., Рябов Г.А., Тверской М.Г., Щербаков О.А.* // ПТЭ. 2010. № 4. С. 5–12. [*Abrosimov N.K., Vaishnene L.A., Vorob'ev A.S., Ivanov E.M., Mikheev G.F., Ryabov G.A., Tverskoi M.G., Shcherbakov O.A.* // Instrum. Experiment. Techniq. 2010. Vol. 53. N 4. P. 469–476.]
- [16] *Ермаков К.Н., Иванов Н.А., Лобанов О.В., Пащук В.В., Тверской М.Г., Любинский С.М.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 13. С. 54–60. [*Ermakov K.N., Ivanov N.A., Lobanov O.V., Pashuk V.V., Tverskoy M.G., Lyubinskii S.M.* // Tech. Phys. Lett. 2010. Vol. 36. N 7. P. 610–612.]
- [17] *Иванов Н.А., Лобанов О.В., Митин Е.В., Пащук В.В., Тверской М.Г.* // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 17. С. 35–43. [*Ivanov N.A., Lobanov O.V., Mitin E.V., Pashuk V.V., Tverskoy M.G.* // Techn. Phys. Lett. 2013. Vol. 39. N 9. P. 711–774].
- [18] *Иванов Н.А., Пащук В.В., Понежа Т.Е., Тверской М.Г.* // ВАНТ. Сер. „Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру“, Научно-технический сборник. 2012. Вып. 2 (апрель–июнь). С. 61–63.
- [19] *Ермаков К.Н., Иванов Н.А., Маркелов В.В., Пащук В.В., Тверской М.Г.* // ВАНТ. Сер. „Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру“. Научно-технический сборник. 2006. Вып. 1–2. С. 54–57.
- [20] *Sirianni M., Mutchler M., Clampin M., Ford H., Illingworth G., Hartig G., Van Orsow D., Wheeler T.* // Proc. SPIE. 2004. Vol. 5499. P. 173–184.
- [21] *Dawson K., Bebek C., Emes J., Holland S., Jelinsky S., Karcher A., Kolbe W., Palaio N., Roe N., Saha J., Takasaki K., Wang G.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. Vol. 55. N 3. P. 1725–1735.
- [22] *Барашенков В.С.* Сечения взаимодействия частиц и ядер с ядрами. Дубна: ОИЯИ, 1993. 346 с.
- [23] *Cannon E.H., Cabanas-Holmen M., Wert J., Amort T., Brees R., Koehn J., Meaker B., Normand E.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2010. Vol. 57. N 6. Dec. P. 3493–3499.
- [24] *Калашиников В.И., Козодаев М.С.* Детекторы элементарных частиц. М.: Наука, 1966. С. 246.
- [25] *Secondo R., Foucard G., Danzeca S., Losito R., Peronnard P., Masi A., Brugger M., Dusseau L.* RADECS 2015. Moscow. Russia. 14–18 September.