

02;15

## Воздействие быстрых протонов и нейтронов на приборы с зарядовой связью

© Н.А. Иванов, О.В. Лобанов, Е.В. Митин,  
В.В. Пашук, М.Г. Тверской

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова,  
Ленинградская область, Гатчина, Орлова роща  
Российский научно-исследовательский институт „Электронстандарт“,  
Санкт-Петербург  
E-mail: ivanovna@npri.sbb.ru

Поступило в Редакцию 25 февраля 2013 г.

Проведено облучение CCD-матриц Sony ICX 259AL на протонном и нейтронном пучках синхротрона ПИЯФ. Представлены данные по сечениям образования, пространственному и временному распределениям пикселей облученных матриц с большой величиной темнового тока. Полученные экспериментальные данные сравниваются с результатами расчетов.

Интерес к радиационному повреждению приборов с зарядовой связью (CCD-матриц) обусловлен их широким применением в авиационной и космической аппаратуре, подвергающейся облучению в космосе и в атмосфере. Известно [1–4], что в результате облучения высокоэнергетичными частицами наряду с монотонным ростом величин темнового тока  $I_{dc}$  в пикселях CCD-матриц наблюдается эффект воздействия отдельных частиц, который проявляется в возникновении спайков — пикселей с темновыми токами  $I_{dc}$ , существенно превышающими средние значения. Такие пиксели на изображении с матрицы проявляются в виде белых точек, и информация о них существенна для многих практических приложений, что объясняет интерес к данной проблеме.

В работе [4] нами были описаны экспериментальные методики и приведены предварительные экспериментальные данные по облучению протонами CCD-матриц Sony ICX 259AL, образование спайков в которых обусловлено радиационными дефектами, создаваемыми продуктами

ядерных реакций протонов с ядрами атомов кремния. В данной работе представлены результаты исследования распределения пикселей по величине темнового тока, временные и пространственные распределения пикселей с большой величиной темнового тока в CCD-матрицах, облученных на синхроциклотроне ПИЯФ протонами с энергией 1000 MeV и нейтронами, моделирующими спектр атмосферных нейтронов.

CCD-матрицы Sony ICX 259AL с размером чипа  $6.00 \times 4.96$  mm, содержащие  $795 \times 596$  пикселей размером  $6.50 \times 6.25$   $\mu$ m, входили в состав телевизионной камеры. Исследовались темновые токи, относительные величины которых определялись по степени яркости пикселя при анализе изображений с помощью функции READBMP программы Mathcad. Данная функция оценивает степень яркости пикселя матрицы в относительных единицах (г.у.) целым числом в диапазоне от 0 (черное) до 255 (белое).

Облучение протонами проводилось в экспериментальном зале синхроциклотрона при температуре  $\sim 20^\circ\text{C}$  в соответствии с методикой, описанной в работе [4]. Было проведено 3 сеанса облучения длительностью 100, 50 и 50 s с промежутками между сеансами  $\sim 5$  min. Суммарный флюенс протонов за 200 s облучения составил  $2 \cdot 10^{10}$   $\text{см}^{-2}$ . Во время облучения матрица была в активном (включенном) состоянии. Видеоизображение с матрицы в формате \*avi записывалось на жесткий диск компьютера для последующей обработки. Также осуществлялась регистрация мгновенных изображений с матрицы в формате bmp.

Облучение CCD-матрицы нейтронами проведено на установке ГНЕЙС (Гатчинский нейтронный спектрометр) [5], генерирующей пучок нейтронов с энергетическим спектром, аналогичным сплошному спектру атмосферных нейтронов [6]. Флюенс нейтронов за 6 h облучения составил  $3.2 \cdot 10^9$   $\text{см}^{-2}$  при плотности потока нейтронов  $1.5 \cdot 10^5$   $\text{s}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ . Температура в зале облучения была  $\sim 12^\circ\text{C}$ . Во время облучения нейтронами камера была в пассивном состоянии (с выключенным питанием). Через каждый час облучение прекращалось, камера включалась и проводилась запись изображения с CCD-матрицы. В конце шестого часа облучения камера была переведена в активный режим и проведена запись как видеоизображения, так и отдельных кадров.

После облучений протонами и нейтронами на протяжении 1 года при температуре  $\sim 21^\circ\text{C}$  периодически измерялись  $I_{dc}$  пикселей в облученных CCD-матрицах.

**Таблица 1.** Некоторые параметры распределений пикселей CCD-матрицы по величине темнового тока после протонного облучения\*

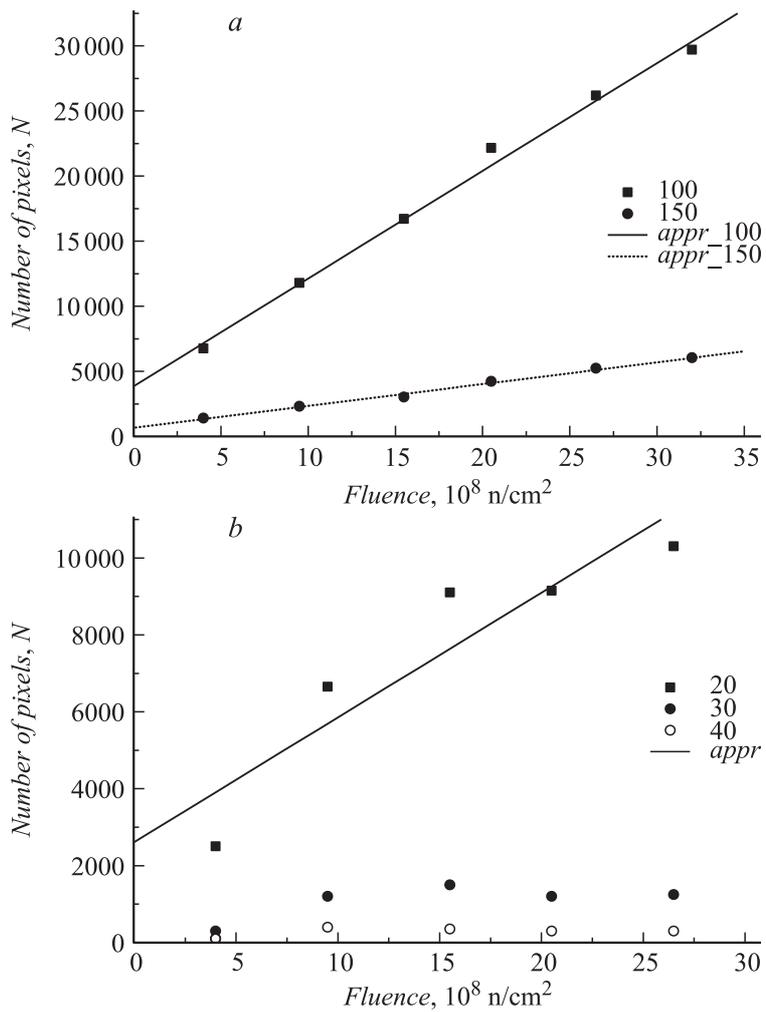
№ п/п	CCD	$I_0$ г.у.	$\sigma_1$ г.у.	$N_{1>10+5\sigma I}$	$N_{1>200}$
1	Исх., АРУ	64.2	12.0	8	0
2	$\Phi_p = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , АРУ	50.6	14.4	58960	—
3	Исх., без АРУ	—	—	—	0
4	$\Phi_p = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , без АРУ	—	—	—	44043

\*  $N_{1>10+5\sigma I}$  — число пикселей с темновым током, большим, чем в максимуме распределения Гаусса на 5 стандартных отклонений,  $N_{1>200}$  — число пикселей, темновой ток в которых больше 200 г.у.

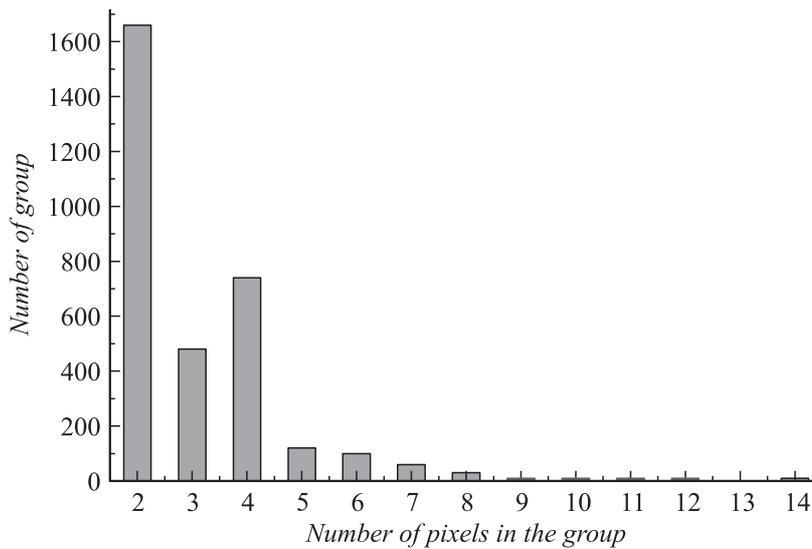
Регистрация информации с CCD-матриц проводилась при закрытом объективе в двух режимах — с включенной и с выключенной системой автоматической регулировки усиления (АРУ). В необлученных матрицах при включенной АРУ распределение пикселей по величине  $I_{dc}$  описывалось нормальным распределением с  $\mu \approx 60$  г.у. и стандартным отклонением  $\sigma \approx 10$  г.у. при этом не более 10 пикселей в матрице имели яркость свыше 110 г.у., что превышает максимум нормального распределения на  $5\sigma$ . В режиме выключенной АРУ распределение пикселей по величине  $I_{dc}$  имело вид кривой, резко спадающей с ростом темнового тока, и пиксели с величиной  $I_{dc}$  более 20 г.у. практически отсутствовали.

После облучения матриц нуклонами количество пикселей с большими темновыми токами было пропорционально флюенсу частиц. В качестве примера на рис. 1 представлены зависимости от флюенса нейтронов числа пикселей с яркостью выше пороговых значений 100 и 150 г.у. для включенной системы АРУ (рис. 1, *a*) и с яркостью выше пороговых значений 20, 30 и 40 г.у. при выключенной системе АРУ (рис. 1, *b*).

В табл. 1 представлены данные о количестве пикселей с яркостью выше пороговых значений в CCD-матрице, облученной флюенсом протонов  $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , для измерений с включенной — № 1,2 и выключенной — № 3,4 системой АРУ. Из рис. 1 и табл. 1 следует, что для нейтронов и протонов сечения возникновения в CCD-матрице спайков —  $\Sigma_{sp} = N/F$  ( $N$  — количество спайков в матрице, облученной флюенсом  $F$  частиц) составляют (в зависимости от порогового зна-



**Рис. 1.** Зависимость от флюенса нейтронов числа пикселей с яркостью выше 100 и 150 г.у. для случая включенной системы АРУ (а) и с яркостью выше 20, 30 и 40 г.у. при выключенной системе АРУ (б).



**Рис. 2.** Распределение по числу рядом стоящих пикселей, темновой ток в каждом из которых больше 170 г.у. после 6 h облучения нейтронами (АРУ включена).

чения  $I_{dc}$ ) от  $10^{-6}$  до  $10^{-5} \text{ см}^{-2}$  и хорошо согласуются с величиной сечения ядерных реакций в объеме CCD-матрицы —  $\Sigma_{nr}$ :

$$\Sigma_{nr} = \sigma n V_{ccd} \approx 0.75 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — сечение ядерных реакций нуклонов с энергией 1000 MeV с ядрами атомов кремния, равное  $5 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$  [7];  $n$  — плотность атомов кремния, равная  $5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ;  $V_{ccd}$  — объем CCD-матрицы, принятый равным  $\sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3$ .

Полученные результаты согласуются с данными работ [1–4] и указывают на то, что основной механизм создания спайков в исследованных CCD-матрицах под действием нейтронов аналогичен механизму под действием протонов и обусловлен главным образом ядерными реакциями. Следует отметить, что для нейтронов сечение возникновения пикселей с большими величинами  $I_{dc}$  несколько превышает сечение для протонов. Данное обстоятельство может быть связано с возможностью образования спайков за счет процессов упругого рассеяния нейтронов

**Таблица 2.** Фрагмент матрицы, показывающий группу из расположенных рядом пикселей с величиной темнового тока свыше 170 г.у. в каждом из них

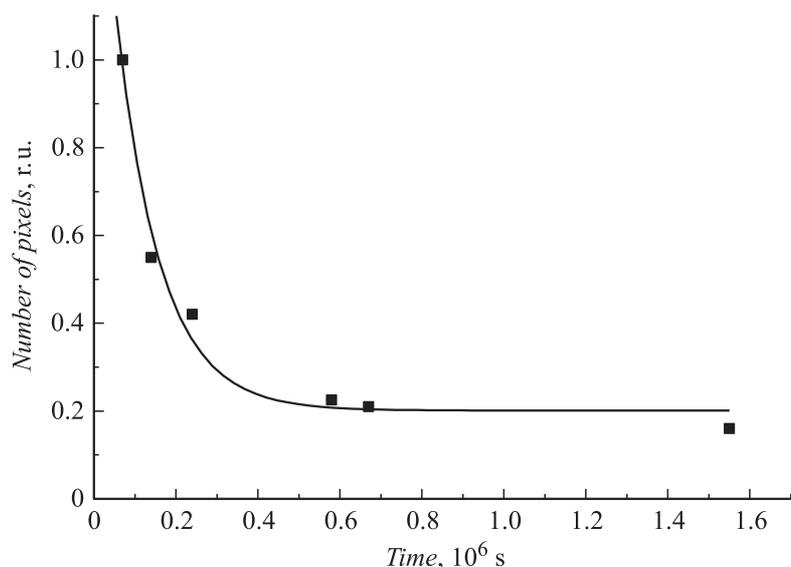
Координаты пикселей	246	247	248	249	250	251	252
390	45	54	59	44	36	30	34
391	136	184	192	110	54	16	48
392	123	187	198	120	58	25	41
393	41	79	173	175	116	59	48
394	75	126	174	183	183	181	106
395	100	63	91	133	215	194	122
396	93	59	78	108	116	87	56

на ядрах кремния, в результате которых также могут возникать ядра отдачи достаточно больших энергий.

Для анализа пространственного распределения пикселей с большими величинами  $I_{dc}$  была создана программа для поиска областей CCD-матрицы, в пределах которых темновой ток каждого из пикселей больше заданного порога. На рис. 2 представлено распределение таких областей по числу входящих в них пикселей для случая  $I_{dc} > 170$  г.у. после 6 h облучения нейтронами. Отбирались области, в которых не менее двух пикселей удовлетворяло заданному критерию. Такие образования встречаются равномерно по площади матрицы. Наиболее частыми явились области из двух пикселей. Обращает на себя внимание наличие групп, включающих до 14 пикселей. Фрагмент матрицы, показывающей величины темновых токов в одной из групп, содержащих 12 пикселей, представлен в табл. 2.

По всей видимости, возникновение данных областей может быть обусловлено двумя причинами.

1. Наиболее тяжелые остаточные ядра, образующиеся в результате ядерных реакций, с пробегами до  $10 \mu\text{m}$  [8] способны в пределах 1–2 пикселей выделять большие величины энергии на упругие атомно-атомные соударения и соответственно создавать в этих пикселях большое число дефектов, генерирующих электрон-дырочные пары. В этих пикселях возникает количество электронов, превышающее предел, определяемый размерами потенциальной ямы, и „лишние“ электроны перетекают в соседние пиксели.



**Рис. 3.** Зависимость нормированного числа пикселей с  $I_{dc} \geq 200$  г. у. от времени после облучения. Кривая — аппроксимация экспоненциальной функцией.

**Таблица 3.** Значения параметра  $t_0$  в аппроксимации (2) временной зависимости числа пикселей с различной пороговой величиной темного тока

$I_{dc, \text{п.р.}}$	100	125	150	175	200	225
$t_0, \text{ s}$	179 980	152 295	135 636	118 083	100 740	82 085

2. Радиационные дефекты в объеме пикселей, удаленных на десятки микрон от точки ядерного взаимодействия, могут быть созданы легкими фрагментами продуктов ядерных реакций (ядра гелия, бора и т. п.) [8].

После облучения 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.

На рис. 3 представлена зависимость нормированного числа пикселей с  $I_{dc}$  более 200 г.и. от времени после облучения. Измерения проводились при включенной системе АРУ. Экспериментальные точки аппроксимированы экспоненциальной функцией

$$N \sim \exp(-t/t_0). \quad (2)$$

Полученные величины параметра  $t_0$  для различных пороговых значений темнового тока приведены в табл. 3. Средняя величина  $t_0$  составляет около  $10^5$  s и качественно согласуется с данными работ [2,3] для разных типов CCD-матриц. Общая тенденция временной зависимости данных, полученных в режиме с отключенной системой АРУ, похожа на приведенную выше.

Основные результаты проведенных исследований по воздействию протонов и нейтронов на CCD-матрицы могут быть сформулированы следующим образом.

Проведено сравнение воздействия на CCD-матрицы протонов с энергией 1000 MeV и нейтронов с энергетическим спектром, аналогичным спектру нейтронов в атмосфере. Установлено, что возникновение спайков под действием быстрых нейтронов, так же как и под действием протонов, обусловлено в основном радиационными дефектами, образованными в чувствительном объеме пикселей продуктами ядерных реакций.

Показано, что количество спайков, образованных в CCD-матрицах нуклонами, уменьшается после окончания облучения. Наиболее интенсивно снижается число спайков с большой величиной темнового тока.

В облученных CCD-матрицах обнаружены области, содержащие до 14 пикселей с большими величинами темнового тока.

## Список литературы

- [1] *Strour J.R., Marshall C.J., Marshall P.W.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. V. 50. N 3. P. 653–670.
- [2] *Sirianni M., Mutchler M., Clampin M., Ford H., Illingworth G., Hartig G., Van Orsow D., Wheeler T.* // Proc. SPIE. 2004. V. 5499. P. 173–184.
- [3] *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. V. 55. N 3. P. 1725–1735.

- [4] *Ермаков К.Н., Иванов Н.А., Лобанов О.В., Пашук В.В., Тверской М.Г., Любинский С.М.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 13. С. 54–60.
- [5] *Абросимов Н.К., Вайшине Л.А., Воробьев А.С., Иванов Е.М., Михеев Г.Ф., Рябов Г.А., Тверской М.Г., Щербаков О.А.* // Приборы и техника эксперимента. 2010. № 4. С. 5–12.
- [6] <http://www.jedec.org/download/search/JESD89.pdf>
- [7] *Барашенков В.С.* Сечения взаимодействия частиц и ядер с ядрами. Дубна: ОИЯИ, 1993. 346 с.
- [8] *Ермаков К.Н., Иванов Н.А., Пашук В.В., Тверской М.Г.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. Научно-технический сборник. В. 1–2. М., 2007. С. 20–23.