

УДК 621.039.564

## РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ КОРПУСКУЛЯРНОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

**Л.Н. Давыдов, А.А. Захарченко, Д.В. Кутний, В.Е. Кутний,**

**И.М. Неклюдов, А.В. Рыбка, И.Н. Шляхов**

ННЦ "ХФТИ", 61108 Харьков, Академическая, 1

E-mail: rybka@kipt.kharkov.ua

Поступила в редакцию 18 января 2005 г.

В полупроводниковых детекторах ионизирующих излучений в процессе их эксплуатации создаются радиационные повреждения, которые ухудшают свойства приборов и могут вывести их из строя. В дозиметрах деградируют счетные характеристики детекторов. В спектрометрах ухудшается энергетическое разрешение, увеличивается ток утечки, положение фотопика сдвигается в сторону меньших значений энергии. В обзоре изложено современное понимание процессов радиационной деградации свойств детекторов и описаны имеющиеся методы продления радиационного ресурса приборов. Приведены данные о наиболее исследованных кремниевых детекторах, а также получивших широкое применение в последние годы широкозонных полупроводниковых детекторах, таких как CVD алмаз, CdTe и CdZnTe. Описаны исследования радиационного ресурса дозиметрических и спектрометрических детекторов из CdTe и CdZnTe, проводимые в ННЦ ХФТИ. Приведены счетные характеристики и амплитудные спектры радионуклида  $^{137}\text{Cs}$  в зависимости от величины поглощенной дозы гамма-излучения. Показано, что детекторы из CdTe и CdZnTe обладают повышенной радиационной стойкостью по сравнению с традиционными кремниевыми детекторами. Спектрометрические свойства сохраняются при регистрации гамма-излучения до значения поглощенной дозы около 20 кГр, а дозиметрические характеристики — порядка сотен кГр.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** радиационные повреждения, полупроводниковые детекторы,  $\gamma$ -излучение, корпускулярное излучение, кремний, CdTe, CdZnTe

Полупроводниковые детекторы ионизирующего излучения по своему предназначению эксплуатируются в условиях, когда в них создаются радиационные повреждения. Основные макроскопические проявления радиационных нарушений в работе детектора заключаются в возрастании, так называемого, темнового тока или тока утечки, в необходимости существенного изменения напряжения обеднения (подаваемого на детектор, чтобы обеспечить чувствительность к ионизации всей толщины детектора) и уменьшении эффективности сортирования неравновесных носителей заряда, создаваемых ионизацией. Эти эффекты являлись предметом тщательных исследований на протяжении многих лет. Задача радиационных исследований полупроводниковых детекторов заключалась не только в том, чтобы разобраться, как и почему деградируют их параметры, но и предложить методы продления радиационного ресурса приборов. В настоящем обзоре изложено современное понимание процессов радиационной деградации свойств полупроводниковых детекторов и описаны некоторые способы продления радиационного ресурса приборов. Приведены данные о наиболее исследованных кремниевых детекторах, а также о получивших широкое применение в последние годы широкозонных полупроводниковых детекторах, таких как CdTe, CdZnTe и CVD алмаз. Описаны исследования радиационного ресурса дозиметрических и спектрометрических детекторов из CdTe и CdZnTe, проводимые в ННЦ ХФТИ.

Вначале несколько слов о том, что такое полупроводниковый детектор и как он работает. По сути, это твердотельная ионизационная камера с контактами, на которые подается постоянное напряжение. Существуют две основные конструкции — барьерная для сравнительно низкоомных (Ge, Si) полупроводников (рис. 1) и омическая для полуизолирующих (GaAs, CdTe, CdZnTe, HgI<sub>2</sub>, алмаз) (рис. 2)<sup>1</sup>. В первом случае *pin* структура служит для создания обедненными носителями области, которая является активной зоной детектора. Во втором случае благодаря высокому сопротивлению материала детектора весь его объем служит активной зоной, а электрическое поле, прикладываемое к омическим kontaktам, предназначено только для сбора неравновесных зарядов, создаваемых облучением в полупроводниковом материале. Основные электрофизические свойства полупроводникового материала, как известно, непосредственно связаны с шириной запрещенной зоны. В табл. 1 приведена ширина запрещенной зоны и ряд других параметров полупроводников, чаще всего используемых при создании детекторов ионизирующего излучения.

Процесс создания радиационных повреждений в объеме полупроводникового кристалла (как и конструкционного металла) адронами (нейтроны, протоны, пионы и др.) или высокоэнергетическими лептонами (электроны, позитроны, мюоны) начинается, прежде всего, с возникновения атома отдачи, то есть первичного выбитого атома (ПВА) из его узла решетки. При достаточной энергии ПВА создает вторичные (и т.д.) выбитые атомы; в результате в кристаллической решетке образуются межузельные атомы (например, кремния в кремнии) и вакансии, т.е. дефекты или пары Френкеля.

Оба дефекта могут мигрировать по кристаллической решетке кристалла и создавать комплексные точеч-

<sup>1</sup> Мы не касаемся здесь для простоты многоэлектродных приборов — стриповых, пиксельных, приборов с зарядовой связью и др.

ные дефекты вместе с атомами примеси, присутствующими в решетке. Однако ПВА может быть выбит, если переданная ему энергия выше, чем энергия связи (порядка 20 эВ для Si, см. табл. 2.). Энергия ПВА или другого атома отдачи, возникшего как результат ядерной реакции, может, конечно, быть намного выше. Атомы ПВА теряют энергию в двух конкурирующих процессах ионизации и создания дальнейших вторичных смещений. В конце пути каждого тяжелого иона отдача неионизирующие взаимодействия преобладают, формируется достаточно плотное скопление дефектов (область разупорядочения или пик смещений). Индивидуальные точечные дефекты, возникающие вдоль пути движения частицы, и скопления дефектов в конце этого пути не одинаково модифицируют электронную структуру полупроводникового детектора. Поэтому деградация свойств полупроводниковых детекторов при облучении гамма-квантами и электронами, когда создание каскадов смещений и скоплений дефектов менее вероятно, происходит, как правило, по другому сценарию, чем при облучении, например, нейтронами.

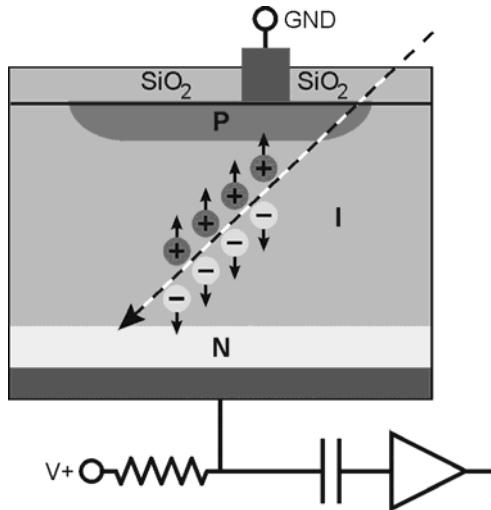


Рис. 1. Полупроводниковый детектор с р-і-п-структурой.

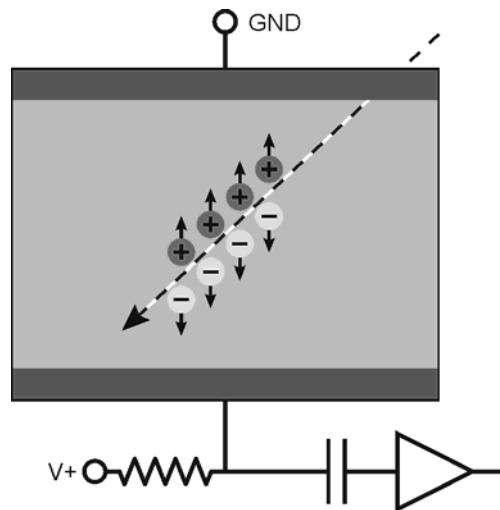


Рис. 2. Полупроводниковый детектор с омическими контактами.

Табл. 1. Ширина запрещенной зоны ( $E_g$ ), статическая ( $\epsilon_0$ ) и ВЧ ( $\epsilon_\infty$ ) диэлектрические проницаемости, и показатель преломления ( $n$ ), Температура Дебая  $T_D$ , температура плавления  $T_m$ , электронная ( $\mu_n$ ) и дырочная ( $\mu_p$ ) подвижности ряда полупроводников для детекторов ионизирующих излучений [1 гл. 22, 2]

Полупроводник	$E_g$ , эВ (0 K)	$\epsilon_0$	$\epsilon_\infty$	$n$	$T_D$ , K	$T_m$ , K	$\mu_n$ , см <sup>2</sup> /В·с	$\mu_p$ , см <sup>2</sup> /В·с
InSb	0,236	16,8	15,6	—	262		78000	750
HgTe	0,302	21	14	—	143	943	33000	—
Ge	0,74	16	16,5	4	374	1210	3800	1820
Si	1,17	11,7	12,7	3,5	645	1690	3000	500
GaAs	1,52	12,9	10,9	3,3	344	1510	8500	420
CdTe	1,6	10,3	7,2	—	200	1371	1200	80
AlSb	1,69	11,6	10,2	—	292		200	420
HgI <sub>2</sub>	2,39	8,5–25,9	5,1–6,8	—	—	532	100	—
CdS	2,52	9	5,2	—	250–300	2023	350	15
TlBr	2,64	30,6	5,34	—	290	733	30	4
SiC	2,86	10,2	6,9	—	1200	3073	230	70
C (алмаз)	5,4	5,7	5,7	2,42	2240	4300	1800	1400

Нас, прежде всего, будет интересовать деградация электронных свойств материала, которые могут измениться уже при концентрации индуцированных облучением точечных дефектов порядка  $10^{15} — 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, если эти дефекты создают электронные уровни, вызывающие, например, декомпенсацию полупроводника. Механические свойства конструкционных металлов нарушаются при много больших концентрациях создаваемых точечных дефектов (несколько смещений на атом), поскольку они зависят, прежде всего, от протяженных дефектов, эволюционирующих и/или возникающих в процессе облучения (с участием точечных дефектов). В этом смысле у полупроводниковых детекторов много общего с электронными полупроводниковыми приборами. Однако, если электронный уровень, создаваемый возникшим точечным дефектом, слабо влияет на электронные свойства полупроводникового материала, то и детектор оказывается нечувствительным к соответствующим

повреждениям решетки.

Процессы электронного торможения смещенных атомов, приводящие к неупругим потерям их энергии, связаны, как уже говорилось, с ионизацией в материале детектора. Именно ионизация, а точнее создание электрон-дырочных пар, является рабочим процессом в полупроводниковом детекторе. Считается, что в металлах и в таких полупроводниках, как кремний, германий, алмаз, потери на ионизацию не приводят к изменениям в кристаллической решетке. Следовательно, радиационные повреждения в объеме этих материалов зависят исключительно от неионизирующих потерь энергии (NIEL — Non Ionising Energy Losses) [3].

Табл. 2. Энергия смещения  $E_d$  и минимальная энергия  $E_0^{\min}$  электронов и нейтронов (протонов), необходимая для создания дефекта смещения [4]

Материал	Смещаемый атом	$E_d$ , эВ	$E_0^{\min}$ , кэВ	
			е	n(p)
Ge	Ge	12—20	320—530	0,17—0,29
Si	Si	11—22	115—330	0,18
GaAs	Ga	9,0	230	0,13
	As	9,4	260	0,14
CdTe	Cd	5,6	235	0,13
	Te	7,8	340	0,18
$\text{Cd}_{0,8}\text{Zn}_{0,2}\text{Te}$	Cd	5,6	235	0,13
	Te	7,8	340	0,18
C (алмаз)	C	80	530	0,29

Однако в щелочно-галоидных кристаллах и в кристаллах с заметной долей ионности (например, в соединениях  $\text{A}^{II}\text{B}^{VI}$ ) возможно подпороговое создание точечных дефектов в решетке за счет ионизации [2]. Относительная роль этих процессов изучена пока недостаточно.

Полупроводниковые детекторы очень часто применяются для регистрации гамма- и рентгеновского излучения. Радиационные повреждения (как и подлежащие регистрации детектором электрон-дырочные пары) в этом случае создаются быстрыми электронами, рождающимися в трех конкурирующих процессах: фотопоглощение, комптоновское рассеяние и рождение электрон-позитронных пар. Относительный вклад этих механизмов в полный коэффициент поглощения фотонов для CdTe показан на рис. 3.

Говоря о деградации электронных свойств детектора под облучением, выясним, прежде всего, как влияют радиационные дефекты на создание электрон-дырочных пар и, что более существенно, на процесс их регистрации, то есть процесс собирания ионизированного заряда. Но вначале расскажем о том, как можно сопоставить радиационные повреждения, создаваемые разного рода излучением.

Наиболее изучено радиационное дефектообразование в кремнии. Именно для кремниевых детекторов в попытке сопоставления радиационных повреждений, создаваемых различными видами излучения, было введено понятие скейлинга неионизирующих потерь — NIEL и сведение его к повреждениям, создаваемым 1 МэВ нейтронами.

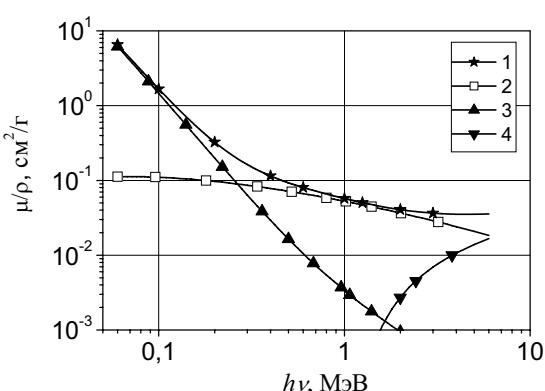


Рис. 3. Вклад разных механизмов в полный коэффициент поглощения фотонов для CdTe в диапазоне 0,06...6 МэВ.

1 — полное поглощение; 2 — комптоновское рассеяние;  
3 — фотоэффект; 4 — образование пар [5].

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СКЕЙЛИНГ ПРИ СОЗДАНИИ ПОВРЕЖДЕНИЙ

Скейлинг неионизирующих потерь NIEL заключается в определении такого эквивалентного флюенса (интегрального потока) 1 МэВ нейтронов, который производит те же повреждения, что и данное излучение с его спектральным распределением потока  $\phi(E)$  и интегральным потоком  $\Phi$

$$\Phi_{\text{eq}}^{\text{1 MeV}} = \kappa \Phi, \quad (1)$$

$\kappa$  называется параметром радиационной жесткости и определяется как

$$\kappa = \frac{EDK}{EDK(1 \text{ MeV})}, \quad (2)$$

где  $EDK = \int D(E) \phi(E) dE / \int \phi(E) dE$  — усредненное по энергетическому спектру излучения тормозное сечение смещений атомов  $D(E)$ :

$$D(E) = \sum_k \sigma_k(E) \int dE_R f_k(E, E_R) P(E_R). \quad (3)$$

Сечение  $D(E)$  также называют функцией дефектообразования (displacement damage function). Здесь  $\sigma_k$  — сечение  $k$ -той реакции,  $f_k(E, E_R)$  — вероятность для падающей частицы с энергией  $E$  выбрать атом с энергией  $E_R$  в реакции  $k$  и  $P(E_R)$  — функция распределения (часть энергии выбитого атома, потраченная на смещения). Функция дефектообразования  $D(E)$  есть, по сути, кинетическая энергия (KERMA, т.е. the Kinetic Energy Released to MAtter), пошедшая на создание смещений атомов (напр., кремния в кремнии) и нормированная на единицу длины траектории частицы и на один атом-рассеиватель (EDK означает Energy spectrum averaged Displacement Kerma). Согласно стандарту ASTM (тормозное) сечение смещения для 1МэВ нейтронов составляет EDK (1 МэВ) = 95 МэВ×миллибарн [6].

Ниже при обсуждении скейлинговой гипотезы будет специально рассматриваться случай нейтронов. Приведенные выше определения справедливы и для других частиц.

Поговорим подробнее о функциях распределения и дефектообразования [7]. Повреждения, создаваемые нейтронами в твердых телах, возникают в результате их прямых столкновений с ядрами решетки. В результате могут происходить ядерные реакции и создаваться смещения атомов узлов с возникновением высокоэнергетических атомов отдачи. Эти атомы в последующих упругих и неупругих столкновений производят как ионизацию и возбуждение атомов в облученном материале, так и дополнительные смещения атомов решетки из их узлов.

Функция повреждений  $D(E)$  (3) содержит в себе информацию о том, какая доля энергии  $E_R$  выбитого из своего узла атома идет на смещения других атомов. За это отвечает входящая в  $D(E)$  функция распределения  $P(E_R)$ . Отношение  $P(E_R)/E_R$  называется эффективностью повреждений. Функция распределения, рассчитанная в теории LSS [8], основанной на модели Томаса-Ферми с учетом последующих работ [9–11], имеет вид

$$P(E_R) = \frac{E_R}{1 + F_L \left( 3,4008\epsilon^{1/6} + 0,40244\epsilon^{3/4} \right)} \quad (4)$$

для  $E_R \geq E_d$  ( $E_d$  — напоминаем, минимальная энергия атома, необходимая, чтобы произвести смещение) и  $P(E_R) = 0$  при других значениях  $E_R$ ;  $\epsilon = E_R/E_L$ ,  $E_L = 30,724Z_R Z_L (Z_R^{2/3} + Z_L^{2/3})^{1/2} (A_R + A_L)/A_L$  и

$$F_L = \frac{0,0793 Z_R^{2/3} Z_L^{1/2} (A_R + A_L)^{3/2}}{(Z_R^{2/3} + Z_L^{2/3})^{3/4} A_R^{2/3} A_L^{1/2}}.$$

Здесь индекс  $L$  относится к атомам решетки и  $R$  — к атому отдачи (выбитому атому),  $Z$  — атомный номер и  $A$  — атомная масса.

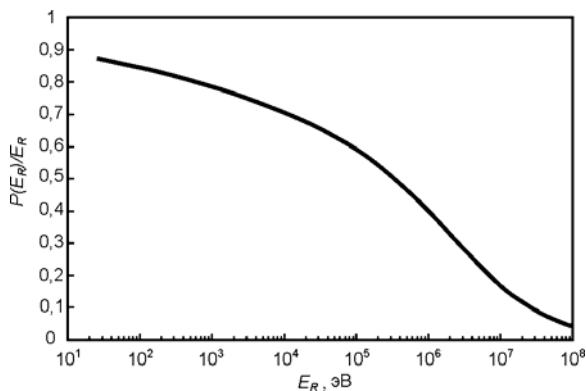


Рис. 4. Эффективность повреждений в кремни [7].

считаны Lazo и др. [19] и Ougouag и др. [20] для функции повреждений для нейтронов до 18 МэВ, на основе 600-группового подхода. Эти значения были учтены при пересмотре стандарта ASTM E722 в 1993 году.

В работах [19, 20] сечения взаимодействия рассчитывались с помощью программы NJOY [21,22], основанной на базе ядерных данных ENDF/B-V, распространяемой Брукхэйвенской Национальной Лабораторией [23]. Учитывались сечения всех реакций, начиная с упругого и неупругого рассеяния, а также процессы  $(n, \gamma)$ ,

Для кремния часто принимают  $E_d = 25$  эВ. Если выбиваются атомы кремния в кремнии, то  $Z_R = Z_A = 14$ ,  $A_R = A_A = 28$  и мы получаем эффективность создания повреждений  $P(E_R)/E_R$ , представленную на рис. 4 [7].

Согласно [7] первые попытки связать разные воздействия излучения и косвенно описывать их с помощью функции дефектообразования для кремния были предприняты в ряде экспериментальных работ в 80-х гг. [6,12–16]. Эти работы, и особенно [16], способствовали расчетам функции дефектообразования до энергий выше 20 МэВ [17]. Таблица значений функции дефектообразования и рецепт для получения эквивалентного флюенса 1 МэВ нейтронов были стандартизированы (ASTM E722-50 [18]). Позже новые таблицы были рас-

$(n,\alpha)$ ,  $(n,2n)$  і другие реакции. На рис. 5 представлены функции дефектообразования, рассчитанные Ougouag и van Ginneken как функции энергии налетающей частицы [7].

Как видно из рисунка, единицы измерения для этих двух функций дефектообразования различны. Следуя определению [17] (ср. (3))

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{n.i.} = N \sum_{Z,A} \int_{E_R^{\min}}^{E_R^{\max}} \frac{d\sigma}{dE_R} P(E_R) dE_R \quad (5)$$

с  $N = \frac{N_A}{A} \rho$  мы можем связать сумму по  $Z$  и  $A$  с суммой по всем реакциям  $k$  в уравнении (3) так, что

$$NIEL = \left. \frac{d\sigma}{d(\rho x)} \right|_{n.i.} = \frac{N_A}{A} D(E). \quad (6)$$

Для кремния  $A=28,086$  г/моль и, следовательно  $100 \text{ МэВ} \times \text{миллибарн} = 2,087 \text{ кэВ см}^2/\text{г}$ .

Систематическое изучение энергетической зависимости повреждений, создаваемых разными частицами в кремнии, позволило группе ROSE<sup>2</sup> [3,24,25] из ЦЕРН'a предложить как наиболее надежную функцию дефектообразования, приведенную на рис. 6.

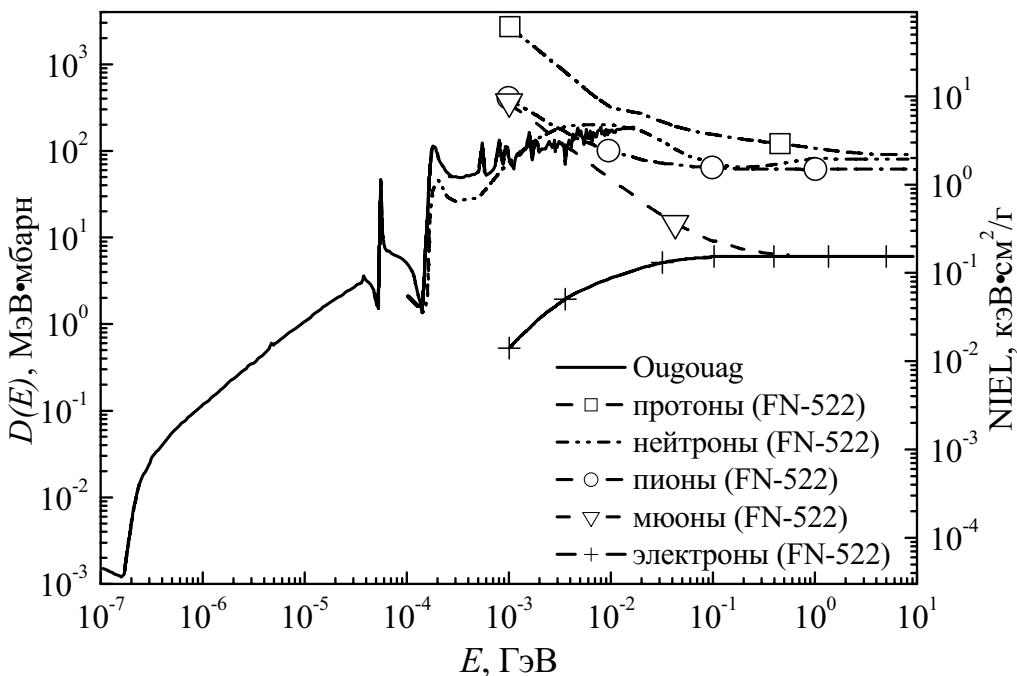


Рис. 5. Функция дефектообразования  $D(E)$  по Ougouag в единицах МэВ×миллибарн (левая ось) и функция NIEL-FN-522 по van Ginneken для протонов, пионов, мюонов, нейтронов и электронов в единицах кэВ×см<sup>2</sup>/г (правая ось) [7].

Следует сделать несколько замечаний относительно рис. 6. Минимальная энергия нейтронов, необходимая для создания смещения в кремнии в результате упругого рассеяния составляет 190 эВ. Однако, как можно видеть из рис 6, сечение создания повреждений отлично от нуля при меньших энергиях и растет с уменьшением энергии. Это явление полностью связано с захватом нейтронов ядрами, при котором испускаемые гамма-кванты приводят к отдаче ядра с энергией приблизительно 1 кэВ, намного большей, чем энергия смещения ~25 эВ.

Для нейтронов с энергиями в диапазоне нескольких МэВ число каналов ядерных реакций увеличивается с ростом энергии, что дает дополнительные вклады в функцию повреждений. До энергий приблизительно 20 МэВ имеются точные и почти полные данные, которые использовались как надежный источник для расчета радиационных повреждений [26]. При более высоких энергиях приходится использовать теоретические подходы [27] (см. в этой связи также [28]).

Функция повреждения для протона обусловлена доминированием кулоновского взаимодействия при низких энергиях. Поэтому она намного больше, чем для нейтронов [29]. При очень высоких энергиях в диапазоне ГэВ обе функции повреждения стремятся к одинаковому значению. Здесь роль кулоновского взаимодействия становится незначительной, а ядерные реакции практически одинаковы для нейтронов и протонов.

<sup>2</sup> ROSE (R&d On Silicon for future Experiments), или RD-48.

Взаимодействие пионов с веществом в значительной степени обусловлено дельта-резонансом в окрестности нескольких сотен МэВ, но в высокогенергетическом пределе функция повреждения стремится приблизительно к 2/3 (весовой фактор кварков) от функции повреждений протонов [30].

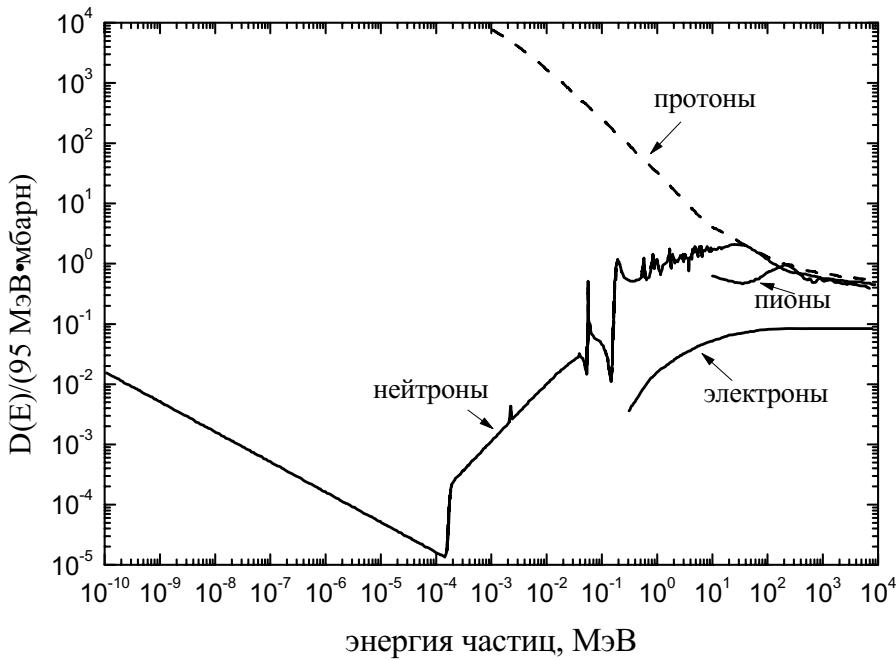


Рис. 6. Оценка функций дефектообразования в кремни для нейтронов, протонов, пионов и электронов, рекомендуемая группой ROSE [3,24,25].

Таким образом, эффективность создания повреждений  $D_{\text{eff}}$  любым данным источником частиц со своим энергетическим распределением плотности потока  $\phi(E)$  может быть получена с использованием соответствующей функции дефектообразования  $D(E)$  и пересчитана на эквивалентную плотность потока 1 МэВ нейтронов (см. (1)–(3)) с помощью характерного для данного источника коэффициента повреждаемости  $\kappa$  (hardness factor):

$$D_{\text{eff}} = \int D(E)\phi(E)dE = D_{\text{neutron}}(1 \text{ MeV}) \cdot \Phi_{\text{eq}}^{1 \text{ MeV}}, \quad (7)$$

$$\Phi_{\text{eq}}^{1 \text{ MeV}} = \kappa \Phi_{\text{tot}} = \kappa \int \phi(E)dE, \quad (8)$$

$$\kappa = \frac{\int D(E)\phi(E)dE}{D_{\text{neutron}}(1 \text{ MeV}) \int \phi(E)dE}. \quad (9)$$

Напомним, что  $D_{\text{neutron}}(1 \text{ MeV}) = EDK(1 \text{ MeV}) = 95 \text{ МэВ} \times \text{мбарн}$  [6].

Для любого надежного сравнения экспериментов по облучению, проведенных с различными источниками, важно точно знать их распределения по энергиям. Иногда эти данные могут быть получены только вычислениями по методу Монте Карло, что привносит дополнительные погрешности.

На самом деле радиационные повреждения зависят не только от интегральной величины NIEL, в которой просуммированы все каналы реакций с соответствующими энергетическими распределениями ядер отдачи с учетом с функцией дефектообразования. Они могут также зависеть от особенностей передачи энергии, которые не учтены в расчетах по NIEL.

Группой CERN-RD48 (ROSE) [31] было обнаружено, что расчет по NIEL завышает уровень радиационных повреждений от высокогенергетических протонов и пионов в кремни, легированном кислородом для повышения его радиационной стойкости. Кроме того, оказалось, что 1,8 МэВ электроны производят в 40 раз меньше повреждений, чем следовало бы по гипотезе NIEL. Причина последнего расхождения кроется, видимо, в неучете в NIEL мгновенного отжига создаваемых дефектов смещения, который по-разному протекает при облучении тяжелыми адронами и легкими электронами. Кроме того, при облучении адронами возникают скопления дефектов, которые влияют на электронные свойства полупроводника вовсе не так, как отдельно расположенные точечные дефекты смещения.

В заключение этого раздела следует заметить, что, несмотря на то, что гипотеза NIEL подтверждается большинством примеров, поступать с ее применением следует взвешено и не использовать ее как строгое правило [32].

Необхідно також пам'ятати, що в окончательному розподілі дефектів крім непосредственного створення порушень у полупроводнику радіацією, велику роль іграє довгий отжиг.

### ЕВОЛЮЦІЯ ЕЛЕКТРОННОЇ СТРУКТУРИ КРЕМНІЯ ПОД ОБЛУЧЕНІМ

В результаті дії радіації у полупроводникових детекторах деградують такі основні параметри як ток утечки (обратний ток), напруження обеднення (сміщення), відстань (або ефективність збору заряду), а також производні параметри: в симетричному режимі — кількість счетов на одиницю дози; в спектроскопії — енергетичне розділення (ширина спектрального максимуму на піввисоті — FWHM) і номер канала. Задача полягає в тому, щоб звязати ці зміни з параметрами засвоєння. Для цього потрібно розуміти фізику мікро- і макропроцесів в облучуваному полупроводнику.

Ясно, що створення облученім додаткового числа вакансій, межузельних атомів і їх комплексів з атомами примесей приводить до зміні електронної структури полупроводника, т.е. до зміні заселеності існуючих акцепторних і донорних рівнів в забороненої зоні і/або до виникнення нових таких рівнів. Установлення відповідності між виникненнями електронними рівніми і фізичними дефектами решетки кристалла дозволило бі оцінити порогові дози, при яких властивості детекторів починають деградувати, і навіть предложить методи підвищення радикальної стойкості полупроводникового матеріалу.

Несмотря на більші надії, які висловлювались на спектроскопію глибоких рівнів (DLTS — Deep-Level Transient Spectroscopy) або термостимулюванну емісію струму (TSC — Thermally Stimulated Current), дані цих досліджень навіть в кремніїві далися погано сопоставими з макроскопічними наблюденнями [3]. Еволюція всіх радикально-індуктованих дефектів, фіксується методом DLTS в облученому кремнії, не звязана з змінами ефективної концентрації примесних центрів, а швидкість створення цих дефектів вказується на порядок вище, ніж слідувало би з аналізу макроскопічних наблюдень за концентраціями примесних центрів. Слідово, найважливіші дефекти, скоріше всіго, дають малі вклади в DLTS спектри і в результати, отримані іншими методами. Тем не менше, існує декілька винятків, для яких така зв'язок була встановлена.

Наприклад, існує очевидна кореляція між поведінкою при отжигу тока утечки і временною залежністю широкого пика DLTS при 200 K, який частіше приписується дівакансії,  $VV^{(-0)}$  [33, 34] (див. рис. 7). Однак, якщо використовувати статистику Шокли-Ріда-Холла і вимірюваними параметрами цього рівня, абсолютні значення тока утечки воспроизвести не вдається. Однак, пояснення цього відхилення предложено в праці [35]. Оно сводиться до того, що між дівакансіями, які знаходяться достатньо близко один до одного, так як вони виникають переважно в розупорядочених областях каскадів сміщення, може відбутися перенос заряду.

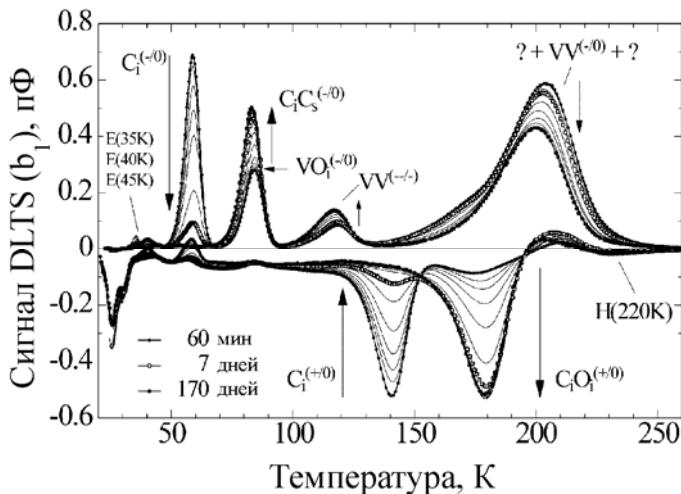


Рис. 7. Еволюція DLTS спектрів при комітальній температурі впродовж 170 днів після облучення кремнію дозою нейтронів  $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  [3].

результаті всіго цього зростає ток утечки і, в кінцевому підсумку, коли матеріал  $n$ -типу стає  $p$ -типу (рис. 8). Так як кремнієві стріповані і піксельні детектори завжди містять бар'єрні переходи, заперті в зворотному напрямленні, щоб знизити ток утечки, це означає, що детектор стає недієзданим і треба його замінити. Ефект від радикальних повреждень в кремніїві може бути знижений, якщо при роботі температура детектора під облученням підтримується нижче комітальної (наприклад,  $+5\ldots+10^\circ\text{C}$ ), хоча це створює більші технічні проблеми при конструкції центральної області такого детектора як ATLAS для Великого Адронного Коллайдера (LHC).

Многочисленні спроби підвищити радикальну стойкість кремнія показали, що легування кисло-

Другий дефект, з яким зв'язують [36] радикальну повреждаемість стандартного (не легуваного спеціально кислородом) кремнія, представляє собою комплекс з двох вакансій і атома кислороду ( $\text{V}_2\text{O}$ ). В легуваному кислородом кремнії, обладаючим підвищеною радикальною стойкістю (див. нижче), виникнення цього дефекта і зв'язаного з ним акцепторного рівня ( $E_a = 0,52 \text{ еВ}$ ) погано піддається.

Тем не менше, загальна картина еволюції електронних рівнів в кремнії при облученні ясна. Согласно [37, 38] роль радикальних повреждень в легуваному кремнії сводиться до ефективного устріння донорних центрів (можливо, через утворення комплексів вакансія-атом фосфору), до створенню акцепторних центрів, і до створенню дефектів, які пізніше беруть участь в утворенні радикально активних дефектів в процесі, відомому як «обратний отжиг». В

результаті, відбувається інверсія типу провідності, коли матеріал  $n$ -типу стає  $p$ -типу (рис. 8). Так як кремнієві стріповані і піксельні детектори завжди містять бар'єрні переходи, заперті в зворотному напрямленні, щоб знизити ток утечки, це означає, що детектор стає недієзданим і треба його замінити. Ефект від радикальних повреждень в кремніїві може бути знижений, якщо при роботі температура детектора під облученням підтримується нижче комітальної (наприклад,  $+5\ldots+10^\circ\text{C}$ ), хоча це створює більші технічні проблеми при конструкції центральної області такого детектора як ATLAS для Великого Адронного Коллайдера (LHC).

Многочисленні спроби підвищити радикальну стойкість кремнія показали, що легування кисло-

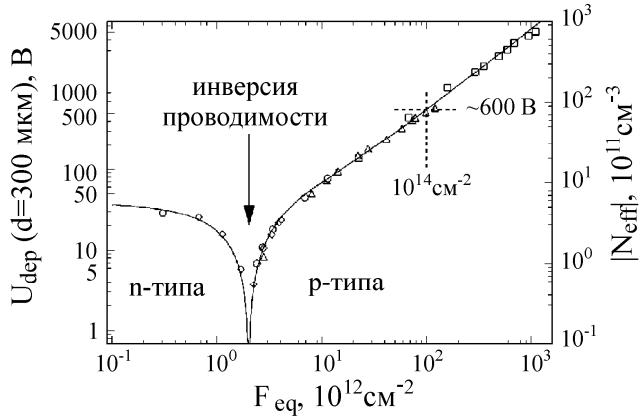


Рис. 8. Дозовая зависимость напряжения обеднения и эффективной концентрации примесных центров в кремниевом детекторе [3,51].

плотности потока нейтронов  $1 \times 10^{14}$  н/см $^2$  и  $5 \times 10^{14}$  н/см $^2$ , соответственно. В стриповых детекторах, облученных высокогенеретическими протонами [48,49]. Эффект восстановления эффективности сбора заряда при низких температурах был назван эффектом Лазаря [45]. Модель эффекта Лазаря, учитывающая особенности распределения электрического поля в объеме полупроводника, в частности, наличие максимумов напряженности поля у каждого из двух контактов (двойной пик), а также перераспределение пространственного заряда в обедненной области облученных детекторов, была предложена в [50].

Согласно [50], ответственными за эффект Лазаря являются исключительно глубокие энергетические уровни вместе с температурной зависимостью их заселенности. Это акцепторный центр захвата с энергией  $E_c = 0,52$  эВ и донорный центр захвата  $E_v + 0,48$  эВ. Эффект Лазаря может наблюдаться при криогенных температурах только в облученных детекторах, причем таких, у которых при комнатных температурах напряжение обеднения лишь частично обедняет объем детектора.

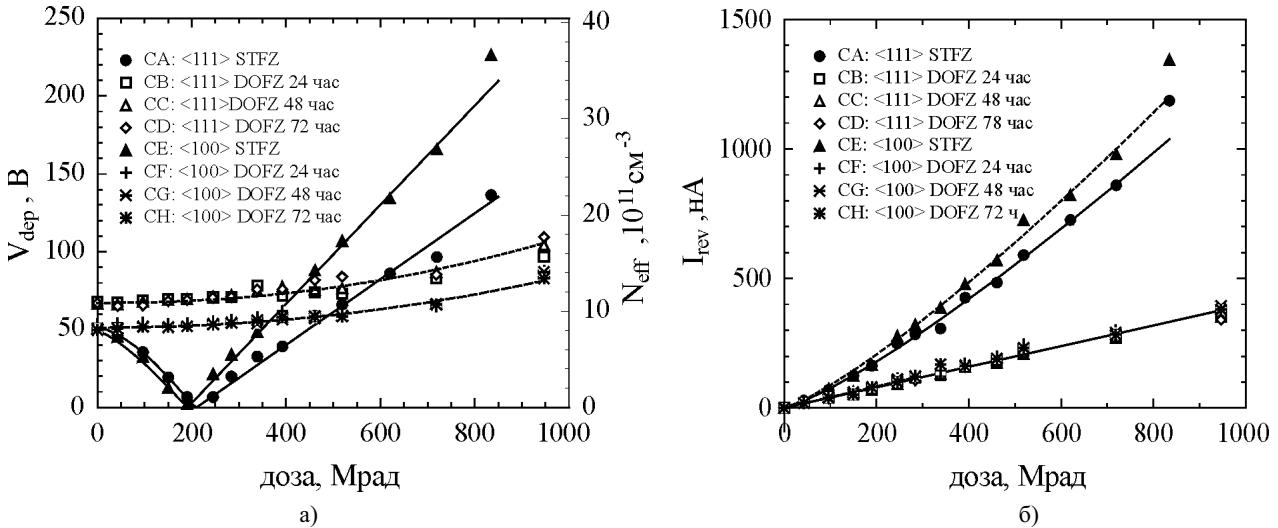


Рис. 9. Дозовые зависимости напряжения полного обеднения и обратного тока для детекторов из обычного кремния (STFZ) и кремния, легированного кислородом (DOFZ) [38]. STFZ: <111> – сплошные круги, <100> – сплошные треугольники, DOFZ: <111> – пустые символы, <100> – крестики.

- а – зависимость напряжения полного обеднения от дозы гамма-излучения;
- б – зависимость обратного тока при полном обеднении от дозы гамма-излучения.

В заключение этого раздела отметим, что возрастание обратного тока в кремнии, связанное с радиационными повреждениями, не зависит от качества и способа изготовления кристалла детектора, технологии процесса его изготовления и вида облучения. Обратный ток облученного кремниевого детектора пропорционален его активному (обедненному) объему  $V$  и эквивалентной плотности потока 1 МэВ нейтронов,  $\Phi_{eq} = \kappa \Phi_{tot}$ . Для

родом обедняемой зоны кремния является одним из лучших способов достижения этой цели [31,38,39–41]. Эта процедура значительно замедляет деградацию детекторов при гамма-облучении [38,42,43] (рис. 9). Однако при облучении адронами радиационная стойкость возрасала всего в два раза, а при облучении нейтронами повышенная стойкость отмечалась только для низких и средних плотностей потока [31,40,41,44].

Эти ограничения стимулировали поиск альтернативных методов повышения радиационной стойкости детектора в более широком диапазоне рабочих параметров. Одним из наиболее эффективных методов является понижение рабочей температуры детектора. Первые исследования [45–47] показали, что эффективность сбора заряда восстанавливается лучше всего при температуре 130–140 К и достигает 100 % и 50 % для

полностью обедненного детектора это может быть написано как  $I = \alpha \Phi_{eq} V$ . График этой зависимости, иллюстрирующий ее нечувствительность к технологии выращивания кристалла, показан на рис. 10 [52].

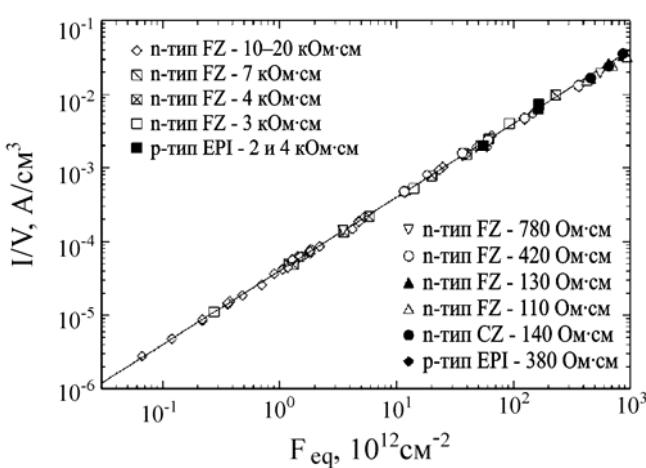


Рис. 10. Зависимость тока утечки от дозы для кремниевых детекторов, созданных различными технологическими процессами из разных материалов [52].

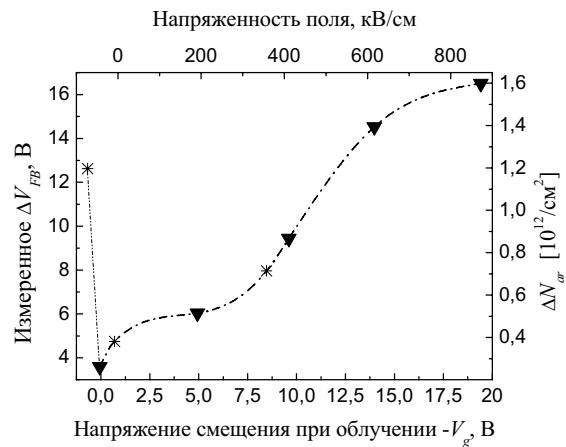


Рис. 11. Дополнительное напряжение, необходимое для открывания запорного слоя в облученном детекторе, как функция напряжения смещения, поддерживаемого при облучении [53].

До сих пор речь шла о повреждениях, создаваемых облучением в глубине кристалла детектора. В отличие от них под поверхностными повреждениями [53] понимают нарушения, возникающие в поверхностных защитных пассивационных слоях (для кремния — это SiO<sub>2</sub>) и на поверхностях раздела (Si/SiO<sub>2</sub>). Кроме этого, поверхностные дефекты связаны не с выбиванием атомов из узлов решетки, а с ионизационными эффектами в защитных слоях и с захватом в них носителей заряда. Дефекты смещения, также возникающие в пассивационных слоях, играют незначительную роль.

В отсутствие электрического поля электроны и дырки, создаваемые излучением, проходящим через поверхностный слой, в большинстве своем немедленно рекомбинируют, но в присутствии поля часть электронов выносится полем, а менее подвижные дырки мигрируют к поверхности раздела Si/SiO<sub>2</sub>, где захватываются на центрах захвата. В результате увеличивается заряд оксидного слоя и создаются поверхностные центры генерации заряда, ответственные за увеличение скорости поверхностной рекомбинации. Положительный заряд оксидного слоя создает под ним слой электронов, и поэтому для выравнивания зон или открывания запорного слоя требуется увеличить напряжение на величину  $\Delta V = \frac{ed_{ox}\Delta N_{ox}}{\epsilon\epsilon_0}$ , где  $d_{ox}$  — толщина оксидного слоя,  $\Delta N_{ox}$

— положительный заряд в нем,  $e$  — элементарный заряд,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость. Рис. 11 иллюстрирует этот эффект и его зависимость от напряженности поля, приложенного к облучаемому образцу.

В детекторах с сегментированными электродами (стріпові и пр.) все тот же отрицательно заряженный слой влияет на напряжение обеднения [53,54] и, в меньшей степени, на межстріпові емкості. Интересно, что даже при самых больших дозах, когда в объеме полупроводника происходит инверсия типа проводимости *n*- из *p*-типа, стріпи на *p*-стороне не оказываются замкнутыми, а проводимость поверхностного слоя остается *n*-типа [55,56].

## РАДІАЦІЙНІ ПОВРЕЖДЕННЯ В ШИРОКОЗОННИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ

Неоспоримым достоинством полупроводниковых детекторов на основе широкозонных высокоомных полупроводников является их способность работать при комнатных температурах [57]. В таких детекторах нет особой необходимости создавать барьерный переход и поддерживать чувствительную к излучению область обеднения (или истощения) подачей напряжения обеднения. Напряжение, подаваемое на омические контакты этих полупроводников служит для собирания ионизированного заряда и называется напряжением смещения. В отсутствие регистрируемого облучения оно создает так называемый темновой ток, или ток утечки. Поэтому радиационные повреждения в широкозонных полупроводниковых детекторах сводятся, в основном, к объемным повреждениям и приводят к увеличению тока утечки, ухудшению сбора индуцированного заряда и, как следствие, в спектрометрах — к снижению энергетического разрешения и уменьшению номера канала в спектре. В зависимости от элементного состава полупроводника, возможна активация при облучении нейтронами.

Вначале несколько слов об арсеніде галія. Ширина запрещенной зони GaAs всего на 0,35 эВ больше, чем у кремния, но арсенід галія давно рассматривался как возможный заменитель кремния с бульшим сопротивлением облучению. Однако недавние результаты показывают, что, хотя он чрезвычайно стоек к гамма-облучению [58],

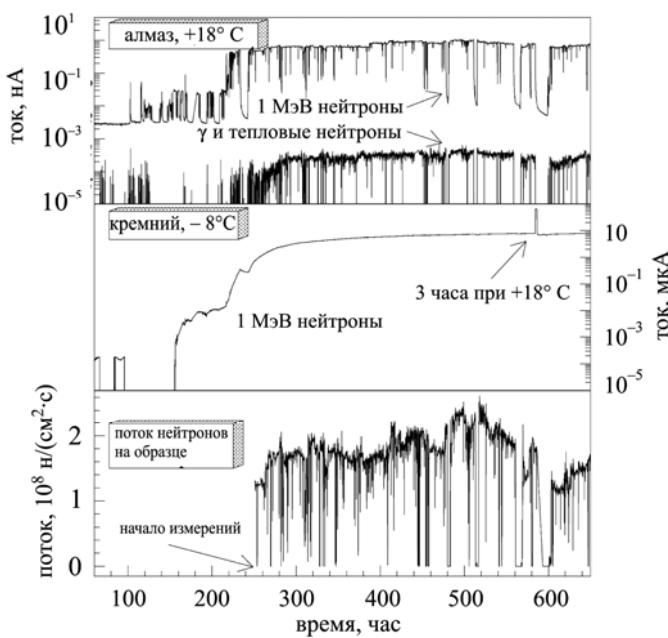


Рис. 12. Ток, регистрируемый кремниевым и алмазным детекторами под действием нейтронов [68].

группой RD42 в ЦЕРН'е, которая также предоставила свои данные по облучению различными видами источников алмазных пленок, полученных методом CVD (химическим осаждением из газовой фазы). Во всех случаях расстояние сбора носителей заряда определялось отдельными измерениями на различных стадиях облучения и при возможности измерялся ток в объеме алмаза, индуцируемый излучением. Количественная модель влияния радиационных повреждений на вырабатываемый детектором сигнал в алмазе обсуждается в работе [67]. На рис. 12 показан сигнал, регистрируемый детекторами из кремния и алмаза, под действием интенсивного потока нейтронов и сопутствующих гамма-квантов [68]. Видно, что уже при дозах  $\sim 10^{12}$  н/ $\text{cm}^2$  кремниевый детектор (при  $-8^\circ\text{C}$ !) перестает работать и только 3-х часовой отжиг при  $+18^\circ\text{C}$  на мгновение вернулся к жизни. Алмазный детектор уверенно регистрирует на порядки большие дозы.

К сожалению, сведения о восприимчивости (или невосприимчивости) к облучению наиболее известных широкозонных полупроводниковых детекторов, таких как алмаз, CdTe, CdZnTe (CZT) и HgI<sub>2</sub>, пока собраны недостаточно полно. Отсутствуют систематические исследования роли таких параметров излучения как мощность дозы, его энергия, температура прибора при облучении. Кроме того, недостаточно представлен набор исследованных образцов и диапазон доз облучения.

Но, несмотря на это, уже имеется несколько интересных фактов. Один из них — это то, что йодид ртути (HgI<sub>2</sub>), видимо, лучше всего противостоит облучению протонами и нейtronами (по сравнению с CdTe и CZT). Не обнаружено снижения разрешения при дозах протонов промежуточных энергий до  $10^{12}$  р/ $\text{cm}^2$  [69] (см. табл. 3). Точно так же разрешение не снижалось для высокоэнергетических протонов до  $10^8$  р/ $\text{cm}^2$ . Кроме того, материал, видимо, не восприимчив к нейtronам промежуточной энергии. Надо, однако, признать, что характеристики детекторов на йодиде ртути пока очень далеки от практических требований и работы с йодидом ртути пока не вышли за рамки исследований. Причиной этого ряд недостатков HgI<sub>2</sub>, таких как малая механическая прочность, низкая подвижность носителей, низкая температурная стойкость и др.

Табл. 3. Радиационные повреждения в HgI<sub>2</sub> полупроводниковых детекторах [69]

Материал	Вид излучения и его энергия	Эффекты	Ссылка
HgI <sub>2</sub>	Протоны 10,7 МэВ	Нет ухудшения $\Delta E$ до $10^{12}$ р/ $\text{cm}^2$	[70]
HgI <sub>2</sub>	Протоны 10,0 МэВ	Никаких эффектов до $10^{10}$ р/ $\text{cm}^2$	[71]
HgI <sub>2</sub>	Протоны 33 МэВ	Нет ухудшения $\Delta E$ до $2,5 \times 10^{10}$ р/ $\text{cm}^2$	[72]
HgI <sub>2</sub>	Протоны 1,5 ГэВ	Нет ухудшения $\Delta E$ до $1,2 \times 10^8$ р/ $\text{cm}^2$	[73]
HgI <sub>2</sub>	Нейтроны 8 МэВ	Слабые изменения $\Delta E$ до $10^{15}$ н/ $\text{cm}^2$	[71]
HgI <sub>2</sub>	Фотоны	Данные отсутствуют	

Огромный интерес в последние 15 лет привлек к себе теллурид кадмия. Детекторы на его основе широко изготавливаются в полупромышленных масштабах. Благодаря широкой запрещенной зоне этого материала,

он в большей степени подвержен неионизирующей части излучения (NIEL), что специфично, прежде всего, для нейтронов, протонов и особенно для пионов [59]. Некоторые оценки, сделанные для использования арсенида галлия в эксперименте ATLAS в CERN LHC предполагают, что после десяти лет работы его сигнал снизится [60,61] и будет меньшее, чем сигнал, получаемый на сравнимых алмазных детекторах [62]. Мы не будем здесь останавливаться на GaAs подробнее; укажем только, что дополнительные сведения о радиационной стойкости GaAs можно найти в материалах конференций [63,64].

Максимальной радиационной стойкостью из широкозонных полупроводников обладает, по-видимому, алмаз. Этому способствует широкая запрещенная зона, но главное, прочная кристаллическая решетка с большой энергией создания смещений (см. табл. 2). Радиационная стойкость алмаза исследовалась на протяжении ряда лет по отношению к гамма-лучам, электронам, пионам, протонам, альфа-частицам и нейтронам. Многие из полученных данных собраны в обзоре [62] и статьях, опубликованных в 1995 [65] и 1997 [66] годах

детекторы из CdTe превосходно работают при комнатной температуре. Оказалось, что теллурид кадмия обладает достаточно высокой радиационной стойкостью, хотя только в самое последнее время появляются работы, систематически изучающие влияние облучения на работу детекторов из CdTe и CZT [69,74—76]. В работах [69,75,76] собраны данные о воздействии энергетических частиц на CdTe и CdZnTe (табл. 4 и 5), а в [69] приведены также сравнительные данные о повреждаемости Si и Ge (табл. 6).

Изменение энергетического разрешения  $\Delta E$ , или FWHM (ширина спектрального максимума на полувысоте), определяется, как правило, сравнением спектра монохроматического фотона до и после облучения.

Табл. 4. Радиационные повреждения в CdTe детекторах, создаваемые высокоэнергетическими частицами [69]

Материал	Вид излучения и его энергия	Эффекты	Ссылка
CdTe	Протоны 33 МэВ	<i>Легирование хлором</i> Уширение $\Delta E$ после дозы $\sim 3 \times 10^9$ р/см <sup>2</sup> <i>Легирование индием</i> Высокая радиационная стойкость, количественных данных нет	[77]
CdTe	Нейтроны 3 МэВ	<i>p-проводимость</i> Уширение $\Delta E$ для спектра 5,5 МэВ $\alpha$ -частиц после дозы $2 \times 10^{10}$ н/см <sup>2</sup>	[78]
CdTe(Cl)	Нейтроны ~100 эВ и 1 МэВ	Малое уширение $\Delta E$ , но существенное смещение пика при дозах $10^{12} - 10^{13}$ н/см <sup>2</sup> ; эффект сильнее выражен для 1 МэВ нейтронов	[76]
CdTe(Cl)	Электроны, средн. энергия 9 МэВ	При дозе 2 кГр полностью подавляются спектроскопические свойства за счет уширения и сдвига фотопика	[76]

Обсудим вначале данные по корпускулярному облучению CdTe и CZT. Хотя сведения по облучению CdTe высокоэнергетическими протонами отсутствуют, результаты для протонов промежуточной энергии указывают, что материал становится чувствительным к облучению, начиная с доз  $10^8$  р/см<sup>2</sup>. Данные по нейtronам тоже неполны, но в области энергий около 8 МэВ порог, с которого начинается деградация энергетического разрешения спектрометра, довольно высокий ( $10^{10}$  н/см<sup>2</sup>).

Радиационная чувствительность CZT к корпускулярному излучению также мало изучена. Имеются данные об ухудшении разрешения при облучении 200 МэВ протонами при дозах  $10^9$  р/см<sup>2</sup>, а также о сдвиге пика в сторону меньших каналов, пропорциональном плотности потока протонов. Однако ухудшение разрешения было отмечено только в детекторе толщиной 3 мм и не замечалось в приборе толщиной 2 мм. Имеется также свидетельство того, что снижение разрешения зависит от напряжения смещения, хотя это основано на результатах исследования одного единственного детектора. Изменения в детекторе после облучения высокоэнергетическими протонами указывают на захват электронов на ловушках и на уменьшение произведения подвижности и времени жизни носителей.

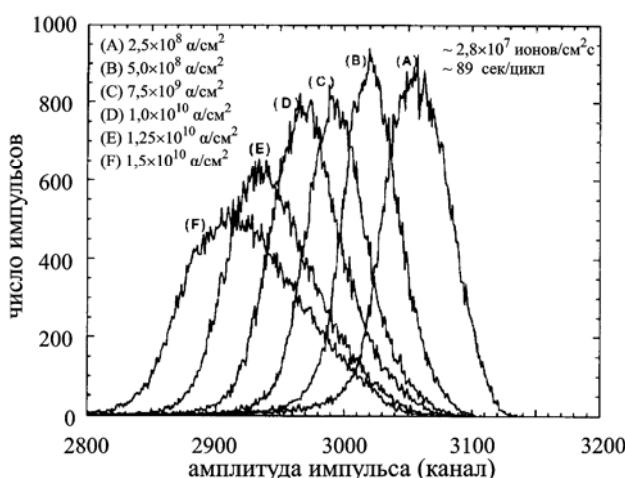


Рис. 13. Амплитудный спектр 5 МэВ  $\alpha$ -частиц, полученный при облучении CZT детектора небольшой площади. Мощность дозы составляла  $2,8 \times 10^7$  а/см<sup>2</sup> с [69].

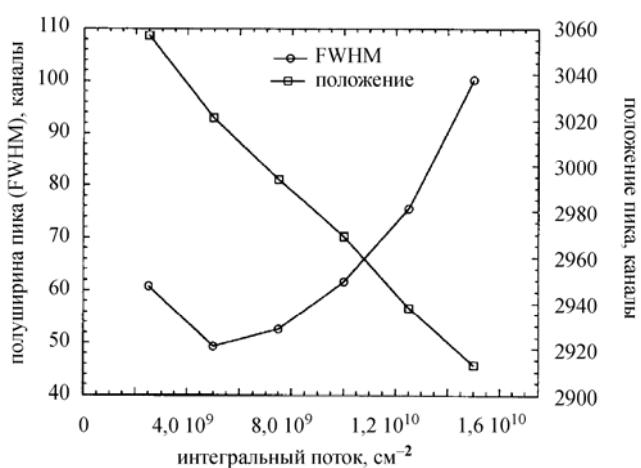


Рис. 14. Положение максимума и разрешение (полная ширина на половине максимума) как функция времени экспозиции для облучения CZT детектора  $\alpha$ -частицами с плотностью потока  $2,8 \times 10^7$  а/см<sup>2</sup> с [69].

При облучении протонами промежуточной энергии (1,3 МэВ) растут объемные и межстриповье токи утечки, но только при больших дозах. Повреждения от замедленных нейтронов деления становятся заметными лишь после  $7 \times 10^{10}$  н/см<sup>2</sup>. Важно отметить, что отжиг при комнатных температурах очень эффективен в восстановлении разрешающей способности. Изменение разрешения и сдвиг положения пика при облучении 5 МэВ альфа-частицами, судя по исследованиям на единственном детекторе (рис. 13 и 14), согласуются с данными по протонам. Заметим, что вначале, при небольших дозах, разрешение даже улучшается (рис. 14).

Достаточно последовательно облучение CdTe и CdZnTe гамма-квантами <sup>60</sup>Со с мощностью дозы 1940 Гр/час выполнено в работах [75, 76]. Результаты в краткой форме приведены в табл. 7.

Табл. 5. Радиационные повреждения в детекторах CZT, создаваемые высокоенергетическими частицами [69]

Материал	Вид излучения и его энергия	Эффекты	Ссылка
CZT	Протоны 199 МэВ	Начало деградации $\Delta E$ с $10^9$ р/см <sup>2</sup> ; 2-х кратное увеличение $\Delta E$ при $5 \times 10^9$ р/см <sup>2</sup> ; (детектор толщиной 3 мм), $\Delta E$ незначительно меняется в детекторе толщиной 2 мм Смещение пика в сторону меньших каналов пропорционально флюенсу в детекторах толщиной 2 и 3 мм.	[79]
CZT	Протоны 200 МэВ	<i>Стриповый детектор под напряжением</i> Изменение выходного сигнала (gain shift) > 25 % после дозы $5 \times 10^9$ р/см <sup>2</sup> <i>Планарный детектор под напряжением</i> Незначительные изменения $\Delta E$ (как в одну так и в другую сторону) обнаружены на линиях 14,4, 59,5 и 122 кэВ <i>Планарный детектор без напряжения</i> Большое (> 45 %) увеличение $\Delta E$ после дозы $5 \times 10^9$ р/см <sup>2</sup> Изменение выходного сигнала (gain shift) детектора как под напряжением, так и без напряжения на линиях 14,4, 17,8, 59,5 и 122 кэВ	[69]
CZT	Протоны 1,3 МэВ	2 мм <i>Стриповый детектор без напряжения</i> Ток утечки увеличивается после дозы $10^{12}$ р/см <sup>2</sup> Межстриповый ток утечки возрастает после дозы $10^{10}$ р/см <sup>2</sup>	[69]
CZT	Нейтроны (замедленные деления)	<i>Планарный</i> Нет изменений $\Delta E$ до доз $10^{10}$ н/см <sup>2</sup> Заметное изменение $\Delta E$ при дозе $7 \times 10^{10}$ н/см <sup>2</sup> ( $\gamma$ ) излучение активации при дозе $10^{10}$ н/см <sup>2</sup>	[80]
CZT	Нейтроны ~100 эВ и 1 МэВ	Поведение аналогично CdTe, но предельные дозы на порядок больше ( $> 10^{13}$ н/см <sup>2</sup> )	[76]
CZT	Электроны, средняя энергия 9 МэВ	Существенная деградация спектроскопических свойств при дозах 12 кГр	[76]
CZT	Альфа-частицы 5 МэВ	Линейный по дозе сдвиг положения пика в сторону меньших каналов начиная с $2,5 \times 10^9$ а/см <sup>2</sup> (Мощность дозы равна $2,8 \times 10^7$ а/см <sup>2</sup> с) Увеличение $\Delta E$ на 60 % при $1,5 \times 10^{10}$ а/см <sup>2</sup>	[80]

Детекторы оказались малочувствительны к облучению до доз в 10 кГр, в то время как большие дозы уже влияли на их работу (рис. 15). Следует отметить, что после облучения испытываемые детекторы показали не только уменьшение области линейной зависимости и резкое увеличение тока утечки вне ее, но и заметную асимметрию вольтамперной характеристики (ВАХ). Эта асимметрия объяснялась авторами увеличением концентрации центров захвата, создаваемых радиацией, причем в разной степени для дырок и электронов. При малых дозах преобладающим эффектом является сокращение времени жизни носителей заряда в объеме полупроводника.

При более высоких дозах наблюдаемое увеличение концентрации некоторых глубоких центров захвата может изменять компенсационное соотношение и приводить к большей концентрации свободных носителей заряда. В свою очередь, это должно вызывать увеличение тока утечки и, следовательно, интенсивность шума. Что касается асимметрии изменения ВАХ, авторы отмечают, что хотя их детекторы имели омические золотые или платиновые контакты, увеличение числа квазисвободных носителей заряда после большой дозы облучения приводило к частично односторонней проводимости, поскольку число носителей и положение соответствующих уровней носителей разного знака внутри запрещенной зоны взаимно не компенсировалось.

Табл. 6. Радиационные повреждения в Si и Ge детекторах [69]

Материал	Излучение	Эффекты	Ссылка
криогенный кремний	протоны	Значительные ухудшение энергетического разрешения начинаются приблизительно при $10^{12}$ р/см <sup>2</sup> , а ток утечки и амплитуда импульса ухудшаются уже после $5 \times 10^{11}$ р/см <sup>2</sup>	[81]
планарный германиевый детектор	нейтроны	Значительные ухудшение энергетического разрешения после $10^9$ н/см <sup>2</sup>	[82]
коаксиальный германиевый детектор	протоны	У <i>p</i> -типа энергетическое разрешение начинает ухудшаться приблизительно при $2 \times 10^7$ р/см <sup>2</sup> . У коаксиального детектора <i>n</i> -типа, разрешение ухудшается приблизительно при $2 \times 10^8$ р/см <sup>2</sup> . Термический отжиг снижает воздействие облучения при больших интегральных дозах	[82]

Табл. 7. Радиационные повреждения в CdTe и CZT полупроводниковых детекторах, создаваемые  $\gamma$ -излучением

Вещество	Вид излучения и его энергия	Мощность дозы	Эффекты	Ссылка
CdTe	Фотоны 1,17 и 1,33 МэВ		Существенное уширение $\Delta E$ для 59,5 и 662 кэВ после дозы $10^5$ Р.	[83]
CdTe(Cl)	$^{60}\text{Co}$ $\gamma$ -излуч.	1940 Гр/ч	Оба материала совершенно нечувствительны к облучению до доз порядка 10 кГр. Спектроскопические характеристики CdTe:Cl постепенно снижаются, приблизительно по линейному закону до 30–35 кГр, что может рассматриваться как верхний предел выдерживаемых детектором доз	[75,76]
$\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$	$^{60}\text{Co}$ $\gamma$ -излуч.	1940 Гр/ч	Область с линейной зависимостью между дозой облучения и ухудшением спектроскопических характеристик отсутствует. При малых дозах имеет место небольшое улучшение разрешающей способности детектора. Деградация спектроскопических свойств материала наступает резко при дозе приблизительно 30 кГр.	[75,76]

Что касается спектрометрических свойств, то оба материала,  $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$  и CdTe совершенно нечувствительны к облучению до доз порядка 10 кГр. Похоже, что они даже выигрывают от того, что сокращение времени жизни носителей снижает уровень флуктуаций тока утечки (шумов). Спектроскопические характеристики CdTe:Cl постепенно снижаются, приблизительно по линейному закону до 30–35 кГр, что может рассматриваться как верхний предел выдерживаемых детектором доз.

У  $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$  отсутствует пропорциональная зависимость между ухудшением спектроскопических характеристик и получаемой дозой облучения. Состояние материала при малых дозах, характеризуется даже небольшим улучшением спектрометрических свойств, но при приблизительно 30 кГр резко наступает полная деградации детектора как спектрометра (рис. 16). Полная идентификация создаваемых или уничтожаемых облучением уровней с реальными точечными дефектами в CdTe и  $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$  пока не проведена. Но исследование облученных детекторов методом фотоиндцированной токовой спектроскопии (PICTS) позволило установить [76] глубокие уровни, присутствующие в облученных образцах (рис. 17). По результатам работы [75]  $\gamma$ -облучение в основном влияет на собственные точечные дефекты, такие как межузельный Cd и вакансия Te (см. табл. 8). Это означает, что должны образовываться также и вакансии Cd. Не исключено образование и дефекта замещения  $\text{Te}_{\text{Cd}}$ , т.е. теллура на месте кадмия.

### ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ CdTe и CdZnTe (CZT) В ХФТИ

Основной целью нашего исследования было определение радиационного ресурса как спектрометрических, так и дозиметрических детекторов на основе широкозонных соединений CdTe и CZT, т.е. величины поглощенной дозы гамма-излучения, при которой спектрометрические или дозиметрические характеристики прибора неприемлемо изменяются.

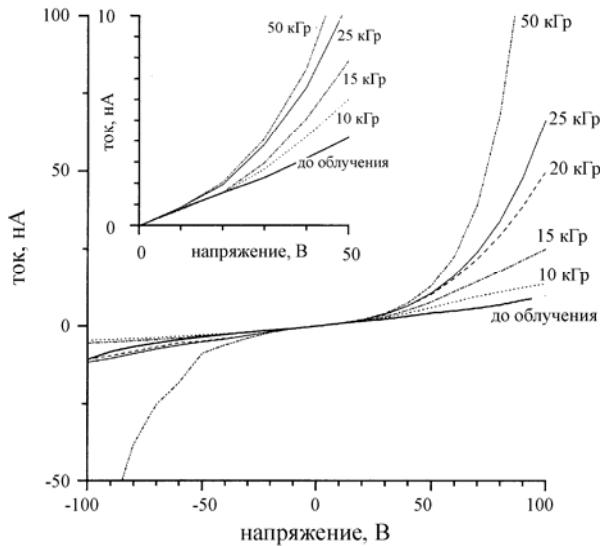


Рис. 15. Ток утечки в детекторе CdTe:Cl после гамма-облучения источником  $^{60}\text{Co}$  разными дозами [75].

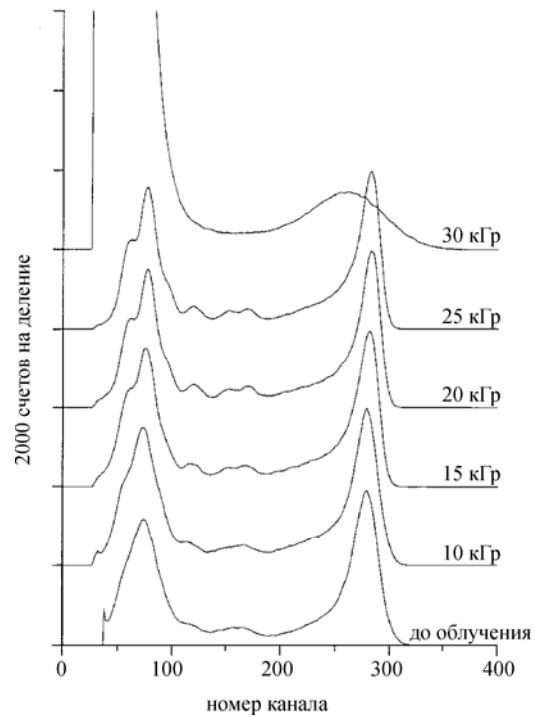


Рис. 16. Спектр  $^{241}\text{Am}$ , полученный детектором  $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$ , подвергнутым различным дозам  $\gamma$ -облучения (спектры сдвинуты по вертикали) [75].

Табл. 8. Некоторые из уровней в  $\gamma$ -облученных CdTe и CdZnTe [75]

Уровень (дефект)	$E$ (eV)	$\sigma(\text{см}^{-2})$	CdTe	CdZnTe
G (межузельный Cd)	0,64	$1 \times 10^{-13}$	есть	нет
H1 (возможно Te <sub>Cd</sub> )	0,82–0,86	$1 \times 10^{-13}$	есть	есть
I (вакансия Te)	1,01–1,10	$1 \times 10^{-12}$	есть	есть

#### CdZnTe зона проводимости

CdZnTe зона проводимости		$K^?$ 0,27	$Z$ 0,47	
				$\frac{H}{Y} \frac{W}{0,77} \frac{H1}{0,82} \frac{I}{0,67} \frac{G}{0,70} \frac{J}{0,64} \frac{X}{0,25} \frac{D}{0,45} \frac{C}{0,29} \frac{A1}{0,16} \frac{A}{0,14} \frac{A0}{0,12} \frac{AX}{0,11}$

#### валентная зона

Рис. 17. Схематическое представление глубоких уровней, обнаруженных в CdTe(Cl) and  $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$  методом PICTS после облучения нейтронами, электронами и гамма-квантами [76].

Предварительные радиационные испытания были проведены с двумя сериями дозиметрических детекторов из CdZnTe с низким (до  $10^7$  Ом·см) и высоким (более  $10^9$  Ом·см) удельными сопротивлениями, то есть детекторами с низкими и высокими счетными характеристиками. Облучение проводилось на линейном ускорителе электронами с энергией  $E_e=11$  МэВ. После получения детекторами доз 2,5; 5 и 7 Мрад вновь было измерено их электрическое сопротивление. Для образцов с удельным сопротивлением  $10^4$ – $10^6$  Ом·см изменений практически не наблюдалось. Для образцов с сопротивлением  $10^9$ – $10^{11}$  Ом·см отмечалось резкое снижение удельного сопротивления детекторов до уровня  $10^4$ – $10^5$  Ом·см. Ясно, что создаваемые облучением центрыказываются, прежде всего, на более качественном материале.

Облучение дозиметрических детекторов гамма-квантами проводилось в поле тормозного излучения линейного ускорителя электронов [84,85], работавшего с энергией 11 МэВ и средним значением тока пучка 430 мкА. Мощность поглощенной дозы тормозного излучения составляет 7,5 Мрад/час (75 кГр/час) при величине ее неравномерности вдоль развертки пучка не более 8% и погрешности измерения мощности дозы не более 15%.

В отличие от предварительных испытаний облучением электронами, в качестве образцов брались только детекторы с большим удельным сопротивлением, причем исследовались как CdZnTe, так и CdTe. Анализ дозо-

вых зависимостей счетных характеристик кристаллов показывает, что CdZnTe сохраняет чувствительность до значения поглощенной дозы  $\approx 800$  кГр ( $8 \times 10^7$  рад), в то время как радиационная деградация образцов из CdTe происходит при существенно меньших дозах  $\approx 200$  кГр ( $2 \times 10^7$  рад) [86]. На рис. 18 приведены зависимости счетных характеристик дозиметрических детекторов от величины полученной ими дозы  $D$ . (По оси ординат отложено отношение скорости счета  $N(D)$  к скорости счета  $N_0$  для необлученного детектора). Значение радиационной стойкости CdTe оказалось на 2 порядка лучше приведенного в [83].

Остановимся теперь на спектрометрических детекторах. Поскольку для спектрометров применяются более совершенные кристаллы, чем для детекторов, работающих в дозиметрическом (счетном) режиме, можно было предполагать, что первые окажутся более чувствительными к облучению. Основной спектрометрической характеристикой детектора, за которой мы следили, была ширина спектральной линии на полувысоте (FWHM), которая в процентном отношении к спектральной линии характеризует энергетическое разрешение прибора.

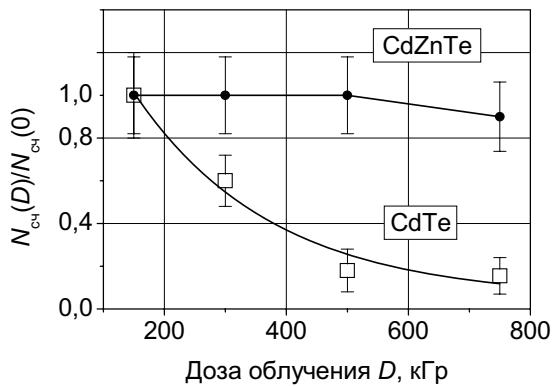


Рис. 18. Дозовая зависимость счетной характеристики детекторов CdTe и Cd<sub>0,9</sub>Zn<sub>0,1</sub>Te.

эффект наблюдался и в работе [75]. Немонотонное поведение тока утечки с набором дозы можно объяснить изменением компенсационного соотношения в связи с увеличением концентрации глубоких центров захвата.

Было исследовано влияние облучения на энергетические амплитудные спектры, получаемые на спектроскопических детекторах умеренного качества. Спектры <sup>137</sup>Cs, полученные на кристаллах CdTe до и после облучения показаны в сравнении на рис. 20. Соответствующие спектры для CZT приведены на рис. 21 и 22. По горизонтали отложен номер канала аналогово-цифрового преобразователя, а по вертикали число счетов в каждом канале.

Видно, что с увеличением поглощенной дозы гамма-излучения спектры размываются, то есть падает энергетическое разрешение детекторов. При этом линии в амплитудном спектре, соответствующие энергии фотонов <sup>137</sup>Cs, сдвигаются в сторону больших амплитуд (больших номеров канала АЦП). Последнее обстоятельство является артефактом нашей методики обработки данных измерений. Как и в других работах [69, 75], сдвиг реально происходит в сторону меньших амплитуд (номеров канала).

Спектроскопические детекторы, как это и ожидалось, более восприимчивы к радиационным повреждениям, чем дозиметрические детекторы. Предельные дозы для спектрометрических детекторов оказались значительно ниже, чем для дозиметрических в [85, 86]. Как и в [75], деградация CdTe начинается с меньших доз, чем CdZnTe. Однако предельные дозы для дозиметрических детекторов CdTe и CdZnTe значительно отличаются (см. рис. 18), в то время как для спектрометрических детекторов в [75] они почти совпадали (~30 кГр).

Подчеркнем, что спектроскопические CZT детекторы несколько улучшают свое качество после некоторой промежуточной дозы облучения. Этот факт

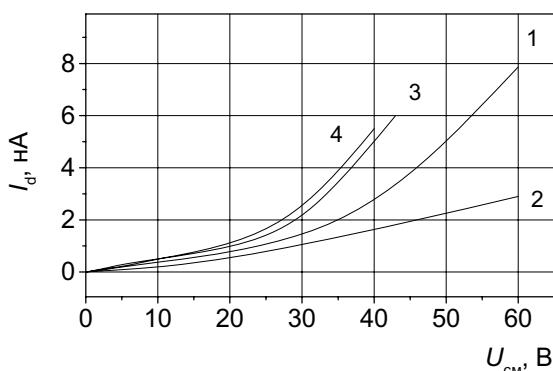


Рис. 19. ВАХ (ток утечки) CdZnTe детектора при различных дозах облучения гамма-квантами.

1 - до облучения. 2 - 0,5 Мрад. 3 - 1,1 Мрад. 4 - 2,1 Мрад.

также наблюдался в работе [75].

Исследование образцов CdTe и CZT непосредственно после окончания облучения в поле тормозного излучения электронов с энергией 11 МэВ показало наличие у них значительной интенсивности наведенного излучения [85].

Для анализа ее природы были измерены спектры  $\gamma$ -излучения облученных образцов с помощью аналогичных CdTe детекторов, обладающих спектрометрическими свойствами. На рис. 23 приведены спектры, измеренные через 30 минут после облучения образцов CdTe дозой 150 кГр. По вертикали отложено число счетов в каждом канале, а по горизонтали — номер канала аналогово-цифрового преобразователя. Наблюдаемые на спектрах наведенной активности образцов два пика с энергиями  $E_{\gamma} \approx 146$  и 244 кэВ можно объяснить активацией изотопа  $^{112}\text{Cd}$ , естественное содержание которого в Cd составляет 24,13%, по реакции  $^{112}\text{Cd}(\gamma, n)^{111m}\text{Cd}$ . В пользу этого предположения свидетельствует энергия излучаемых фотонов, а также отношение интенсивности фотопиков и постоянная времени распада (48 мин.). Отличия в спектрах CdTe и CZT малы, что говорит о незначительной активации Zn в анализируемом диапазоне энергии. Эффект активации CdZnTe после облучения нейтронами наблюдался также в работе [69,80]. Линии гамма-излучения изотопов кадмия и теллура появлялись при достижении дозы порядка  $10^{10}$  н/см<sup>2</sup>.

Заметим в заключение, что при комнатной температуре происходит «неизбежный» термический отжиг создаваемых облучением радиационных дефектов. Чем выше температура Дебая ( $T_D$ ) материала (см. табл. 1), тем при более высоких температурах начинается отжиг радиационных дефектов. CdTe (CdZnTe) имеет самую низкую  $T_D \sim 200$  К среди соединений  $A^{II}B^{VI}$ ,  $A^{III}B^V$  и элементарных полупроводников.

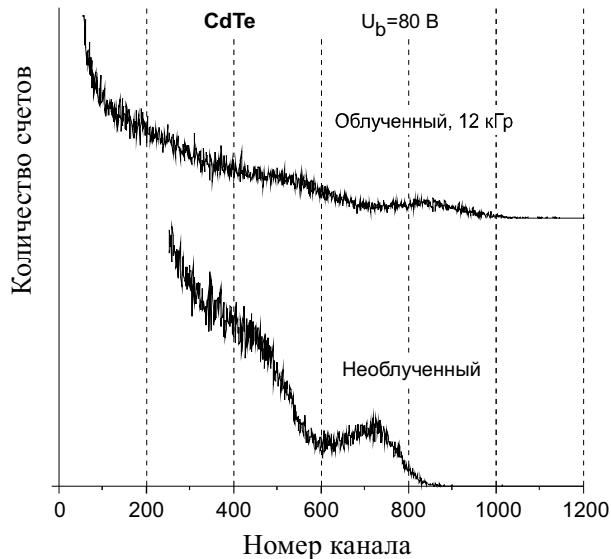


Рис. 20. Спектр радионуклида  $^{137}\text{Cs}$ , полученный на детекторе из CdTe до облучения и после облучения  $\gamma$ -квантами.

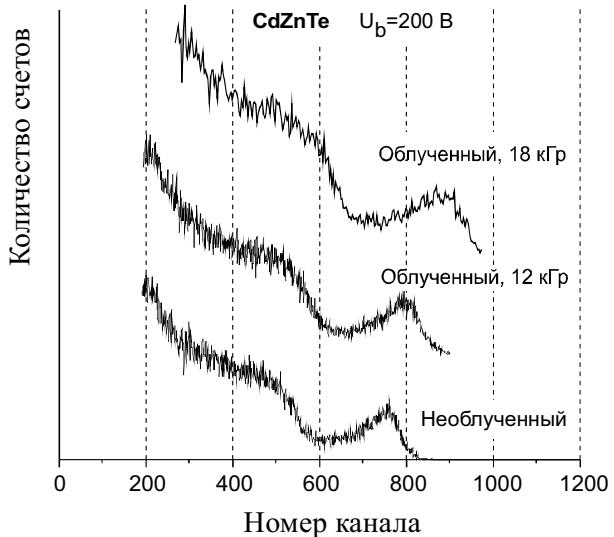


Рис. 21. Спектр радионуклида  $^{137}\text{Cs}$ , полученный на детекторе из CdZnTe до облучения и после облучения различными дозами  $\gamma$ -излучения.

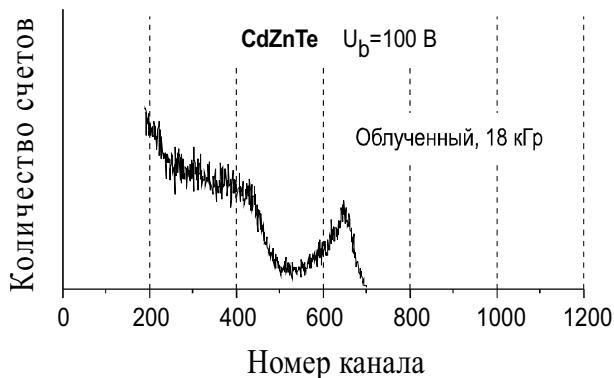


Рис. 22. Спектр  $^{137}\text{Cs}$ , полученный детектором из CdZnTe после облучения  $\gamma$ -квантами.

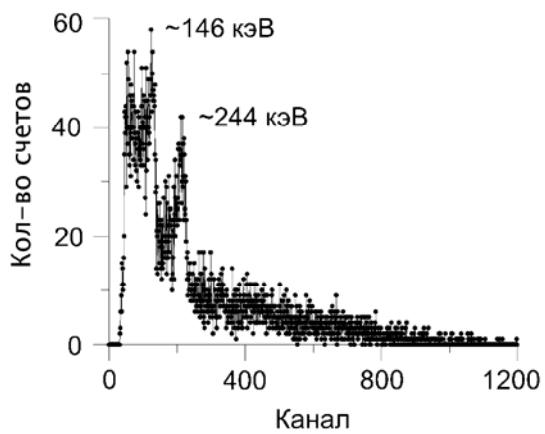


Рис. 23. Энергетический спектр облученного CdTe детектора с наведенной активностью (время измерений 174 с, число счетов – 9417) [85].

Реальный радиационный ресурс детекторов может оказаться выше прогнозируемого по данным имитационных испытаний, т.к. в условиях имитации радиационных повреждений не успевают полностью проявляться механизмы отжига дефектов, которые возможны в условиях умеренных, но более длительных радиационных воздействий.

## ВЫВОДЫ

1. Полупроводниковые материалы могут эффективно применяться в детекторах в широких спектральных интервалах корпускулярного и гамма-излучения. Широкозонные полупроводники (алмаз, CdTe и CZT, HgI<sub>2</sub>), работающие при комнатных температурах, обладают сравнительно высокой радиационной стойкостью.
2. Хотя разные виды излучения создают первоначально в полупроводниках, прежде всего, повреждения типа смешения, деградация свойств полупроводниковых детекторов обусловлена каждый раз специфическими для данного материала дефектами электронной структуры. Последние не обязательно непосредственно связаны с дефектами смешения, а скорее с теми дефектами, которые возникают в результате их эволюции, например, бивакансиями или комплексами из двух вакансий и кислорода в кремнии. Установление соответствия между дефектами электронной структуры и порождающими их физическими дефектами представляет сложную задачу, которая пока окончательно не решена.
3. Интенсивные исследования радиационной повреждаемости кремния, особенно выполненные в последние годы в ЦЕРН'е, позволили выработать ряд мер по повышению радиационной стойкости кремниевых детекторов, позволяющие сохранять работоспособность детекторов в течение нескольких лет при потоках порядка 10<sup>14</sup> адронов/см<sup>2</sup> в год.
4. Несмотря на то, что стабильные радиационные повреждения при длительном облучении накапливаются постепенно, деградация дозиметрических и спектрометрических свойств при больших дозах может происходить пороговым образом, например, в CdZnTe. По данным экспериментов, проведенных в ННЦ ХФТИ, деградация CdTe при  $\gamma$ -облучении начинается с меньших доз, чем CdZnTe. Предельные поглощенные дозы для дозиметров из CdTe и CdZnTe составляют  $\sim 200$  кГр и  $\sim 800$  кГр, соответственно. Для спектрометрических детекторов эти дозы заметно меньше — десятки кГр.
5. Фактический срок службы детекторов из CdTe и CdZnTe может превышать предсказанный по результатам проведенных экспериментов по облучению, потому что в условиях этих экспериментов не успевали проявляться механизмы отжига дефектов, которые могут реализоваться в условиях не столь интенсивного, но более продолжительного облучения.

Авторы выражают благодарность НТЦУ за поддержку по проекту № 1787.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физические величины. Справочник. / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
2. Вавилов В.С., Кекелидзе Н.П., Смирнов Л.С. Действие излучения на полупроводники. – М.: Наука, 1988. – 192 с.
3. Lindström G., Moll M., Fretwurst E. Radiation hardness of silicon detectors – a challenge from high-energy physics // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1999. – V. 426. – P. 1–15.
4. Corbett J.W., Bourgois J.C. Defect creation in semiconductors // Point Defects in Solids. V. 2: Semiconductors and Molecular Crystals / Ed. Crawford J.H., Slifkin L.M.. – New York – London: Plenum Press, 1975. – P. 1–161.
5. Berger M.J., Hubbell J.H. XCOM: Photon cross sections on a personal computer. / NBSIR 87-3597.– 1987. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>.
6. Rogers V.C., Harris L.Jr., Steinman D.K., Bryan D.E. Silicon ionization and displacement kerma for neutrons from thermal to 20 MeV // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1975. – V. 22, N 6. – P. 2326–2329.
7. Vasilescu A. The NIEL scaling hypothesis applied to neutron spectra of irradiation facilities and in the ATLAS and CMS SCT and the irradiation facilities used for damage tests. ROSE/TN/97-2, – 1997. – 21 c.
8. Lindhard J., Nielsen V., Scharff M., Thomsen P.V. Integral equations governing radiation effects // Mat.-fis. medd. Kgl. danske vid. selsk. – 1963. – V. 33, N 10. – P. 1–42.
9. Coulter C.A., Parkin D.M. Damage energy functions in polyatomic materials // Journal Nucl. Mat. – 1980. – V. 88. – P. 249–260.
10. Coulter C.A., Parkin D.M. Characterization of radiation damage effects by a DPA function // Trans. Am. Nucl. Soc. – 1977. – V. 27. – P. 300–301.
11. Parkin D.M., Coulter C.A. Displacement functions for diatomic materials // Journal Nucl. Mat. – 1979. – V. 85–86. – P. 611–616.
12. Conrad E.E. Considerations in establishing a standard for neutron displacement energy effects in semiconductors // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1971. – V. 18, N 6. – P. 200–205.
13. Namenson A.I., Wolicki E.A., Messenger G.C. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1982. – V. 29. – P. 1018
14. Burke E.A. Energy dependence of proton-induced displacement damage in silicon // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1986. – V. 33. – P. 1276–1281.
15. Summers G.P., Dale C.J., Burke E. A. et al. Correlation of particle-induced displacement damage in silicon // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1987. – V. 34. – P. 1134–1139.
16. Dale C.J., Marshall P.W., Burke E.A. et al. High energy electron induced displacement damage in silicon // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1988. – V. 35. – P. 1208–1214.
17. van Ginneken A. Non ionizing energy deposition in silicon for radiation damage studies: Fermi Nat. Accelerator Lab. report FN-522. – 1989.
18. ASTM E722-93. Standard practice for characterizing neutron fluence spectra in terms of equivalent monoenergetic neutron fluence for radiation hardness testing of electronics. – American Society for Testing and Materials, Annual Book of ASTM Standards 1993.
19. Lazo M.S. et al. Silicon and silicon dioxide neutron damage functions: Sandia Nat. Lab. Tech. Rep. SAND 87-0098, V. 1. Proc. Fast Burst React. Workshop. – 1986. – P. 85–103.
20. Ougouag A.M., Williams J.G., Danjaji M.B., Yang S.-Y. Differential displacement KERMA cross section for neutron interactions in Si and GaAs // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1990. – V. 37, N 6. – P. 2219–2223.

21. Mac Farlane R.E. NJOY — A code system for producing pointwise and multigroup neutron and photon cross sections from ENDF/B-IV and -V evaluated nuclear data / RSIC PSR-118. Los Alamos Nat. Lab., 1979.
22. MacFarlane R.E., Muir D.W. The NJOY nuclear data processing system, version 91 / Los Alamos Nat. Lab. report LA-12740-M, 1994.
23. ENDF-102: Data formats and procedures for the evaluated nuclear data file, ENDF // Kinsey R. (ed.) – Brookhaven Nat. Lab. BNL-NCS-50496, 1979.
24. Vasilescu A.. Overview on the radiation environment in ATLAS and CMS SCT and irradiation facilities used for damage tests. ROSE/TN/97-3. – 1997. – 16 c.
25. Vasilescu A. Fluence normalization based on the NIEL scaling hypothesis // 3rd ROSE Workshop on Radiation Hardening of Silicon Detectors, 12–14 February 1998: DESY-PROCEEDINGS-1998-02. – DESY Hamburg. – 1998.
26. Griffin P.J., Kelly J.G., Luera T.F., VanDenburg J. SNLRML recommended dosimetry cross section compendium. / SAND92-0094. – SANDIA Natl. Lab. – 1993.
27. Konobeyev A.Yu., Korovin Yu.A., Sosnin V.N. Neutron displacement cross-sections for structural materials below 800 MeV // Journ. Nucl. Mater. – 1992. – V. 186. – P. 117–130.
28. Маслов Н.И., Неклюдов И.М. Процессы радиационного повреждения кремниевых детекторов высоконергетическими электронами // Перспективные материалы. – 2003. – N 2. – C. 29–36.
29. Summers G.P., Burke E.A., Shapiro P., Messenger S.R., Walters R.J. Damage correlations in semiconductors exposed to gamma, electron and photon radiation // IEEE. Nucl. Sci. – 1993. – V. 40. – P. 1372–1379.
30. Huhtinen M., Aarnio P.A.. Pion induced displacement damage in silicon devices // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1993. – V. 335. – P. 580–582.
31. RD48 Collaboration, Lemeilleur F., Lindstrom G., Watts S. 3<sup>d</sup> RD48 Status Report / CERN-LHCC-2000-009. – 1999. – 42 p.
32. Lindström G. Displacement damage in silicon. – 2000. <http://sesam.desy.de/members/gunnar/Si-dfuncs.html>.
33. Watts S.J., Matheson J., Hopkins-Bond I.H. et al. A new model for generation-recombination in silicon depletion regions after neutron irradiation: ROSE Technical Note / ROSE/TN/96-2. – 1996. – 10 p.
34. Eremin V., Ivanov A., Verbitskaya E. et al. Elevated temperature annealing of the neutron induced leakage current and corresponding defect levels in low and high resistivity silicon detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1995. – V. 42. – P. 387–391.
35. Gill K., Hall G., MacEvoy B. Bulk damage effects in irradiated silicon detectors due to clustered divacancies / CERN-PPE/97-11, – 1997.
36. Lindström G. Radiation damage in silicon detectors // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2003. – V. 512. – P. 30–43.
37. Hall G. Issues for deep level models of bulk damage to silicon detectors // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1997. – V. 388. – P. 283–288.
38. Fretwurst E., Lindström G., Stahl J. et al. Bulk damage effects in standard and oxygen-enriched silicon detectors induced by <sup>60</sup>Co-gamma radiation // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2003. – V. 514. – P. 1–8.
39. Li Z., Chen W., Dou L. et al. Study of the long term stability of the effective concentration of ionized space charges ( $n_{eff}$ ) of neutron irradiated silicon detectors fabricated by various thermal oxidations // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1995. – V. 42, N 4. – P. 219–223.
40. Lindström G., Ahmed M., Albergo S. et al. Developments for radiation hard silicon detectors by defect engineering — results by the CERN RD48 (ROSE) Collaboration // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2001. – V. 465. – P. 60–69.
41. Lindström G., Ahmed M., Albergo S. et al. Radiation hard silicon detectors — developments by the RD48 (ROSE) collaboration // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2001. – V. 466. – P. 308–326.
42. Dezillie B., et al. The effect of oxygen impurities on radiation hardness of FZ silicon detectors for HEP after neutron, proton and gamma irradiation // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 2001. – V. 47. – P. 1892–1897.
43. Li Z., Verbitskaya E., Fretwurst E., et al. Paradoxes of steady-state and pulse operational mode characteristics of silicon detectors irradiated by ultra-high doses of  $\gamma$ -rays // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2003. – V. 514. – P. 25–37.
44. Li Z., Verbitskaya E., Eremin V. et al. Radiation hard detectors from silicon enriched with both oxygen and thermal donors: improvements in donor removal and long-term stability with regard to neutron irradiation // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2002. – V. 476. – P. 628–638.
45. Palmieri V., Borer K., Janos S., Da Via C., Casagrande L. Evidence for charge collection efficiency recovery in heavily irradiated silicon detectors operated at cryogenic temperatures // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1998. – V. 413. – P. 475–478.
46. RD39 Collaboration, Borer K., Janos S. et al. Charge collection efficiency of irradiated silicon detector operated at cryogenic temperatures // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2000. – V. 440. – P. 5–16.
47. Niinikoski T.O., Abreu M., Bell W. et al. Radiation hardness of cryogenic silicon detectors // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2002. – V. 476. – P. 569–582.
48. Borer K., Janos S., Palmieri V.G. et al. Charge collection efficiency and resolution of an irradiated double-sided silicon micro-strip detector operated at cryogenic temperatures // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2000. – V. 440. – P. 17–37.
49. Casagrande L., Barnett B.M., Bartalini P. et al. Tracking with heavily irradiated silicon detectors operated at cryogenic temperatures // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1999. N. 46. – P. 228–231.
50. Verbitskaya E., Abreu M., Anbinderis P. et al. The effect of charge collection recovery in silicon p–n junction detectors irradiated by different particles // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2003. – V. 514. – P. 47–61.
51. Wunstorf R. Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten: Ph.D. Thesis: Oct. 1992. – University Hamburg DESY-FH1K-92-01, 1992. – 209 c.
52. ROSE/CERN-RD48 collaboration, Moll M., Fretwurst E., Lindström G. Leakage current of hadron irradiated silicon detectors – material dependence // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1999. – V. 426. – P. 87–93.
53. Wunstorf R. Radiation hardness of silicon detectors: current status // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1997. – V. 44, N 3. – P. 806–814.

54. Richter R.H., Andricek L., Gebhart T. et al. Strip detector design for ATLAS and HERA-B using two-dimensional device simulation // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1996. V. 377. – P. 412–421.
55. Barberis E., Cartiglia N., LeVier C. et al. Capacitances in silicon microstrip detectors // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1994. – V. 342. – P. 90–95.
56. Barberis E., Cartiglia N., Dann J. Analysis of capacitance measurements on silicon microstrip detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1994. – N 41. – P. 785–790.
57. Abyzov A.S., Davydov L.N., Kutny V.E. et al. Correlation between spectrometric ability and physical properties of semiconductor detectors // Functional Materials. – 2000. – V. 17, N 4(2). – P. 827–835.
58. Beaumont S.P., Bertin R., Booth C.N. et al. Gallium arsenide solid state detectors for particle physics // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1992. – V. 322. – P. 472–482.
59. Bates R., Da Via C., O’Shea V. et al. Radiation induced damage in GaAs particle detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1997. – V. 44. – P. 1705–1707.
60. Rogalla M., Chen J.W., Geppert R. et al. Characterization of semi-insulating GaAs for detector application // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1996. – V. 380. – P. 14–17.
61. Chilingarov A., Meyer J.S., Sloan T. Radiation damage due to NIEL in GaAs particle detectors // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1997. – V. 395. – P. 39–42.
62. Tapper R.J. Diamond detectors in particle physics // Rep. Prog. Phys. – 2000. – V. 63. – P. 1273–1316.
63. 4th Int. Workshop on Gallium Arsenide and Related Compounds (Aberfoyle) // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1997. – V. 395, N 1. – P. 1–151.
64. Radiation effects on semiconductor materials, detectors and devices: Proc. Int. Conf. Firenze, Italy, March 6-8, 1996 // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1997. – V. 388, N 3. – P. 283–462.
65. Bauer C., Baumann I., Colledani C. et al. Radiation hardness studies of CVD diamond detectors // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1995. – V. 367. – P. 207–211.
66. Zoeller M.M., Adam W., Bauer C. et al. Performance of CVD diamond microstrip detectors under particle irradiation // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1997. – V. 44. – P. 815–818.
67. Hartjes F. Amplitude distribution and radiation damage of CVD diamond // 3rd Int. Conf. on Radiation Effects on Semiconductor Materials, Detectors and Devices. – Florence. – 2000.
68. Development of diamond tracking detectors for high luminosity experiments at the LHC LDRB: Status Report RD42 / CERN LHCC 98-20. – 1998. – 29 p.
69. Franks L.A., Brunett B.A., Olsen R.W. et al. Radiation damage measurements in room-temperature semiconductor radiation detectors // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1999. – V. 428. – P. 95–101.
70. Iwanczyk J.S., Young Y.J., Bradley J.G. et al. Performance and durability of HgI<sub>2</sub> X-ray detectors for space missions // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1989. – V. 36. – P. 841–845.
71. Beccetti F.D., Raymond R.S., Ristinen R.A. et al. Mercuric iodide (HgI<sub>2</sub>) semiconductor devices as charged particle detectors // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1983. – V. 213. – P. 127–132.
72. Nakano G.H., Imhof W.L., Kilner J.R. Effects of 33-MeV proton bombardment on the performance of CdTe gamma-ray detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1976. – V. 23. – P. 468–472.
73. Patt B.E., Dolin R.C., Devoreet T.M. et al. Radiation damage resistance in mercuric iodide X-ray detectors // Nucl. Instr. and Meth. A. – 1990. – V. 299. – P. 176–181.
74. Taguchi T., Shirafuji J., Inuishi Y. Gamma and electron radiation effects in CdTe // Nucl. Instr. and Meth. – 1978. – V. 150, N 1. – P. 43–48.
75. Cavallini A., Fraboni B., Chirco P. et al. Electronic properties of traps induced by  $\gamma$ -irradiation in CdTe and CdZnTe detectors // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2000. – V. 448. – P. 558–566.
76. Cavallini A., Fraboni B., Dusi W. et al. Radiation effects on II–VI compound-based detectors // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2002. – V. 476. – P. 770–778.
77. Nakano G.H., Imhof W.L., Kilner J.R. Effects of 33-MeV proton bombardment on the performance of CdTe gamma-ray detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1976. – V. 23. – P. 468–472.
78. Ristinen R.A., Petersen R.J., Hamill J.J. et al. An evaluation of CdTe surface barrier diodes as detectors for energetic charged particles // Nucl. Instr. and Meth. – 1981. – V. 188. – P. 445–452.
79. Varnell L.S., Mohone W.A., Hull E.L. et al. Radiation effects in CdZnTe gamma-ray detectors produced by 199 MeV protons // SPIE Proceedings: Gamma-ray and Cosmicray Detectors, Techniques and Missions. – 1996. – 2806. – P. 424–431.
80. Bartlett L.M., Stahle C.M., Shu P. Radiation damage and activation of CdZnTe by intermediate energy neutrons // SPIE Proceedings: Hard X-ray/Gamma-ray and Neutron Optics, Sensors, and Applications. – 1996. – V. 2859. – P. 10–16.
81. Ewan G.T. The solid ionization chamber // Nucl. Instr. and Meth. – 1979. – V. 162, N 1. – P. 75–92.
82. Pehl R.H., Madden N.W., Elliott J.H. et al. Radiation damage resistance of reverse electrode ge coaxial detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1979. – V. 26. – P. 321–323.
83. Shoji T., Taguchi T., Hiratake Y., Inuishi Y. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1979. – V. 26. – P. 316.
84. Aizatsky N.I., Akchurin Yu.I., Beloglazov V.I. et al. KUT – Industrial Technological Accelerator // Труды XIV совещания по ускорителям заряженных частиц. – 1994. – Том 4. – Протвино (Россия). – С. 259–263.
85. Кутний В.Е., Рыбка А.В., Прохорец И.М. и др. Исследование радиационной стойкости детекторов ионизирующих излучений на основе CdTe и CdZnTe // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. – 2000. – Вып. 4. – С. 212–214.
86. Rybka A.V., Davydov L.N., Shlyakhov I.N., Kutny V.E., et al. Gamma-radiation dosimetry with semiconductor CdTe and CdZnTe detectors // Nucl. Instr. and Meth. A. – 2004. – V. 531. – P. 147–156.

**RADIATION HARDNESS OF SEMICONDUCTOR DETECTORS****FOR CORPUSCULAR AND GAMMA-RADIATION****L.N. Davydov, A.A. Zakharchenko, D.V. Kutny, V.E. Kutny,****I.M. Neklyudov, A.V. Rybka, I.N. Shlyakhov***National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”**1, Academicheskaya St., Kharkov, Ukraine, 61108**E-mail: rybka@kipt.kharkov.ua*

During its operation an X-ray or  $\gamma$ -ray semiconductor detector is intrinsically subjected to radiation damage, which deteriorates the device characteristics and can cause its failure. The radiation damage in  $\gamma$ -ray dosimeter semiconductor detectors degrades their count characteristics. In spectroscopy semiconductor detectors the energy resolution aggravates, the leakage current increases, and the position of the photopeak shifts to smaller energy values. In this review the current level of understanding of the semiconductor detectors radiation degradation is described and some available methods of detector service-life prolongation are pointed out. The information about radiation hardness of silicon detectors as the most investigated, and of wide-zone semiconductor detectors, recently widely applied, such as CVD diamond, CdTe and CdZnTe, is given. The researches of radiation service-life of dosimetry and spectrometry detectors from CdTe and CdZnTe, carried out in NSC KIPT, are described. The obtained count characteristics and  $^{137}\text{Cs}$  pulse spectra are indicated as functions of an absorbed dose of gamma-radiation. It is shown, that the detectors from CdTe and CdZnTe have increased radiation hardness compared to conventional silicon detectors. The spectrometry detectors conserve the ability to discriminate the gamma-radiation energy up to the absorbed dose about 20 kGy, and the dosimetry detectors continue to register the dose up to several hundreds of kGy.

**KEY WORDS:** radiation damage, semiconductor detector,  $\gamma$ -rays, particle irradiation, silicon, CdTe, CdZnTe