



ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ

**Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Российской академии наук**

Политехническая ул., 26, С.-Петербург, 194021
Телефон: (812) 297-2245 Факс: (812) 297-1017
post@mail.ioffe.ru <http://www.ioffe.ru>

Отделение Твердотельной Электроники

Лаборатория Неравновесных Процессов в Полупроводниках

МИТИНА ДАРЬЯ ДЕНИСОВНА

**РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ
ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИОНОВ**

Научный доклад

1.3 – физические науки

1.3.11 – физика полупроводников

Санкт-Петербург

2022

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

Еремин В.К.

Рецензенты:

кандидат физико-математических наук

Козлов В.А.

кандидат физико-математических наук, доцент

Ермаков Л.К.

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

ГУ – глубокий уровень

ВЗ – валентная зона

ЗП – зона проводимости

ЗЗ – запрещенная зона

ОПЗ – область пространственного заряда

РД – радиационный дефект

DLTS – нестационарная емкостная спектроскопия ГУ

ТСТ – метод переходного тока

ННЗ – неравновесный носитель заряда

E_C – энергия, соответствующая дну зоны проводимости, eV

E_V – энергия, соответствующая потолку валентной зоны, eV

E_g – ширина запрещенной зоны, eV

E_F – энергия, соответствующая уровню Ферми, eV

E_t – энергия активации глубокого уровня, eV

N_d – концентрация легирующей примеси, cm^{-3}

ρ – удельное сопротивление материала, Ωcm

d – толщина детектора, μm

N_t – концентрация глубоких уровней, cm^{-3}

W – ширина области пространственного заряда, μm

F – доза облучения, particle/cm^2

e – элементарный заряд электрона, $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ С

k_B – постоянная Больцмана, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K

ε – диэлектрическая проницаемость, для кремния $\varepsilon = 11.7$

ε_0 – диэлектрическая постоянная, $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14}$ F/cm

n_i – собственная концентрация, для кремния $n_i = 9.65 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1. Объект исследования	5
2. Физика кремниевых детекторов	8
2.1. Область пространственного заряда	8
2.2. Ток обратносмещенного p-n перехода	10
3. Сценарий деградации	12
3.1. Моделирования	12
3.2. Деградация тока и емкости	13
3.3. Деградация электрического поля	14
3.4. Спектр радиационных дефектов	15
4. Основные результаты исследования	16
4.1. Воздействие ионов ^{40}Ar высокой энергии на кремниевые детекторы	16
4.2. Воздействие ионов ^{40}Ar средней энергии на кремниевые детекторы	23
4.2.1. Дополнительные подходы к анализу структур с пиком Брэгга	27
4.3. Универсальная таблица масс-энергий	28
Заключение	32
Список литературы	34

Введение

Полупроводниковые детекторы являются основным элементом детектирующих систем во всём мире на протяжении последних 30 лет. Они являются компонентами экспериментальных систем крупнейших ускорительных исследовательских центров и позволяют решать различные задачи: от мониторинга пучков до распознавания масс и энергий частиц. Детекторы располагаются в непосредственной близости от места столкновения частиц. Такие условия эксплуатации накладывают особые требования к материалам, из которых изготавливаются детекторы, в первую очередь, на устойчивость вследствие радиационного воздействия.

Вопрос о сценарии радиационной деградации кремниевых детекторов под воздействием легких частиц – адронов, исследуется на протяжении последних 20 лет в рамках коллаборации RD50 CERN [1], [2]. Воздействие более тяжелых частиц, таких как ионы различных элементов, стал актуальным несколько лет назад в связи с проектированием международного ускорительного комплекса – Центра по исследованию ионов и Антипротонов (FAIR) на базе Центра по изучению тяжелых ионов им. Гельмгольца (GSI), Дармштадт, Германия [3]. Планируется строительство крупного ускорителя, позволяющего работать с ионами множества атомов – от лития до урана и ускорять их до очень высоких энергий – порядка 1.5 GeV/u. В рамках этого комплекса будет создано несколько уникальных детектирующих систем, среди которых Super-conducting fragment separator (Super-FRS). Детектирование продуктов столкновения ионов планируется осуществлять также за счет использования кремниевых детекторов излучений. Уже начата подготовка детекторов для предполагаемых систем и проведено их тестирование [4]. Для обеспечения работоспособности новых систем необходимо знать сценарий радиационной деградации кремниевых детекторов под воздействием тяжелых ионов высоких энергий.

Сценарий деградации детектора включает в себя информацию об изменении характеристик детектора с ростом дозы облучения налетающими частицами. Такими характеристиками являются генерационный ток, емкость, электрическое поле. Также определяется спектр радиационных дефектов. Для осуществления такого исследования необходимо подготовить необлученные структуры, осуществить облучение при интересующих условиях (масса и энергия ионов, диапазон доз облучения), а затем провести диагностику облученных структур и согласно разработанному алгоритму работы с адронным воздействием – определить параметры деградации обозначенных электрофизических характеристик.

1. Объект исследования

Объект исследования – полупроводниковый кремниевый детектор, структура которого показана на Рис.1 [5]. Он представляет собой p+-n-p+ структуру, в которой p+ и n+ слои выступают в роли контактов, а объем n-типа проводимости обеспечивает чувствительную область.

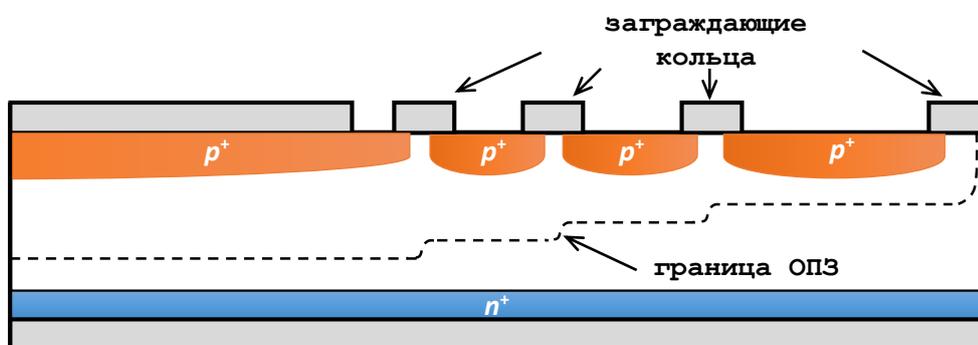


Рисунок 1. Структура исследуемого детектора в поперечном разрезе

Также имеется ряд колец, благодаря которым плавно снижается потенциал и уменьшается вероятность электрического пробоя прибора, а также уменьшается ток утечки. В рабочем режиме на детектор прикладывается обратное напряжение, в результате чего образуется обедненный электронами слой, являющийся чувствительной областью детектора. Попадая в детектор, частица образует электронно-дырочные пары в чувствительной области (Рис. 2). В результате дрейфа пар создается

электрический сигнал, информирующий о свойствах частицы, поскольку количество образованных пар зависит от ее энергии.

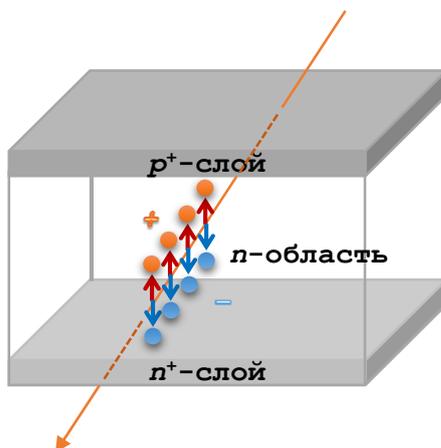


Рисунок 2. Принцип работы детекторы

Таким образом, структура детектора близка к структуре любого фотопреобразователя отличаюсь при этом тем, что:

1. Кремний имеет удельное сопротивление в диапазоне 1 – 80 кОм·см
2. Толщина до 5 мм
3. Точность определения энергии в доли процента требует собирания 99.9% образованного частицей заряда

В описываемых экспериментах были использованы кремниевые детекторы, изготовленные в НИИ Материаловедения (г. Зеленоград). Материалом детекторам служит чистый низкоомный ($\rho = 50 \text{ }\Omega\text{см}$, $N_d = 7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$) кремний, выращенный методом Чохральского и высокоомный ($\rho = 10 \text{ к}\Omega\text{см}$, $N_d = 3.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$) кремний, выращенный методом зонной плавки. Толщина детекторов составляет 300 мкм. Площадь p - n -перехода составляет 25 мм^2 . Контактные площадки созданы напылением алюминия.

Все образцы имеют аналогичную топологию p^+ -контакта: сплошной p^+ -контакт размером $5 \times 5 \text{ мм}$, окруженный p^+ -кольцами, образующими делитель потенциала для стабилизации вольтамперной характеристики.

Взаимодействие частицы с материалом детектора неизбежно ведет к разрушению исходной кристаллической структуры, что влечет формирование радиационных дефектов. Принято выделять две стадии взаимодействия облучающих частиц с атомами кристаллической решетки [6]:

1. Образование первичных дефектов – междоузлий и вакансий (пар Френкеля).
2. Формирование спектра вторичных радиационных дефектов – комплексов из первичных дефектов и примесей, содержащиеся в твердом теле.

Свойства и структура РД, создаваемых адронами, достаточно хорошо изучены к настоящему моменту. Известно, что каждому дефекту соответствует некоторый уровень в ЗЗ – т.н. *глубокий уровень*. Он характеризуется энергией активации E_t и сечением захвата электронов σ_e и дырок σ_h . ГУ являются центрами генерации-рекомбинации для носителей заряда, тем самым, их присутствие влияет на протекание генерационного тока и его величину.

Формирование дефектов влечет за собой два процесса, которые влияют на эффективную концентрацию носителей заряда N_{eff} , что в свою очередь меняет и все электрофизические характеристики детектора: уход доноров и введение акцепторов. Эти процессы описываются в рамках гамбургской модели, согласно которой изменение эффективной концентрации с ростом дозы облучения описывается формулой [7]:

$$N_{eff} = N_0 e^{-cF} - \beta F \quad (1),$$

где N_0 – эффективная концентрация необлученной структуры, т. е. для $p^+ - n - n^+$ структуры $N_0 = N_d$, c – коэффициент, характеризующий уход доноров и β – коэффициент, характеризующий введение акцепторов. Важно отметить, что при некоторой дозе облучения (F_{SCSI}), эффективная концентрация примет отрицательные значения. Это явление носит название *смена знака объемного заряда* (SCSI) и характеризует компенсацию облученного материала. В

понятие *сценарий деградации* входит набор параметров деградации: коэффициент деградации тока, эффективный коэффициент введения дефектов (количество дефектов, внесенное одной частицей на единицу длины), параметры гамбургской модели и величина F_{SCSI} , спектр РД и их коэффициенты введения.

Цель исследования – создание сценария деградации кремниевых детекторов под воздействием ионов. Задачи:

- подготовка, облучение ионами ^{40}Ar высокой энергии и диагностика кремниевых структур с формированием сценария деградации;
- подготовка, облучение ионами ^{40}Ar средней энергии и диагностика кремниевых структур с формированием сценария деградации;
- дополнение экспериментальных данных: теоретическая модель деградации кремниевых детекторов под воздействием ионов различных масс и энергий.

2. Физика кремниевых детекторов

2.1. Область пространственного заряда

При приложении обратного смещения ОПЗ будет расширяться от p^+ к противоположному контакту. Для решения уравнения Пуассона воспользуемся *приближением полного обеднения* [8]: при постоянном обратном напряжении пространственный заряд в ОПЗ остается однородным. Таким образом, плотность объемного заряда будет иметь вид: $\rho(x) = e \cdot N_{eff}$, N_{eff} – эффективная концентрация носителей заряда, представляющая собой разность концентрации ионизованных доноров и акцепторов в ОПЗ.

Уравнение Пуассона принимает вид:

$$-\frac{\partial^2 \varphi(x)}{\partial x^2} = \frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} N_{eff}$$

Интегрируя первый раз, получим выражение для распределения электрического поля:

$$E(x) = \frac{eN_{eff}}{\varepsilon\varepsilon_0}(x - W) \quad (2)$$

Повторное интегрирование с граничным условием $\varphi(W) = 0$ дает распределение потенциала:

$$\varphi(x) = -\frac{eN_{eff}}{\varepsilon\varepsilon_0}(x - W)^2$$

Рассматривая граничное условие при $x = 0 - \varphi(0) = -U_{bi} - U$, получим выражение для ширины ОПЗ:

$$W(U) = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{eN_{eff}}(U + U_{bi})} \quad (3)$$

Ширина ОПЗ также входит в определение барьерной емкости детектора. Согласно теории р-п-перехода, емкость состоит из двух компонент: диффузионной и барьерной. За диффузию отвечают неосновные носители нашей истории – дырки. Их инжекция, а значит и изменение диффузионной компоненты, возможны только при приложении прямого смещения, которое не является рабочим для рассматриваемых структур.

По определению:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{dQ}{dW} \frac{dW}{dU}$$

Изменение заряда в ОПЗ $dQ = -e \cdot N_{eff} \cdot S \cdot dW$, где S – площадь р-п перехода. Используя определение ширины ОПЗ из формулы 3, получаем:

$$C = \frac{S\varepsilon\varepsilon_0}{W} \quad (4)$$

2.2. Ток обратносмещенного р-п перехода

Исследуемые в работе детекторы с р-п-переходом работают в режиме обеднения, т.е., при подаче обратного напряжения смещения. Поэтому нас будет интересовать ветвь обратного тока на вольт-амперной характеристике. Такой ток называют *темновым током*, он складывается из двух компонент: *диффузионной* и *генерационной*:

$$I_{dark} = I_{diff} + I_{gen}$$

Диффузионная компонента связана с диффузией неосновных носителей заряда из р- и п-областей к обедненной области, в которой концентрация неосновных носителей равна нулю. Поскольку поток неосновных носителей к ОПЗ определяется их коэффициентами диффузии и концентрацией, то величина диффузионной компоненты определяется свойствами материала в р- и п-областях. Согласно теории Шокли: $I_{diff} = eS \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{n_i^2}{N_d}$, где D_p – дырочный коэффициент диффузии, τ_p – время жизни дырок, связанное с диффузионной длиной дырок как $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$. Из представленной формулы видно, что диффузионный ток фактически определяется временем жизни дырок и удельным сопротивлением п-области. Чем выше сопротивление, тем выше диффузионный ток.

Генерационная компонента связана с термической генерацией электронов и дырок в ОПЗ и образует объемный генерационный ток. Теория генерации тока в ОПЗ основана на статистике Шокли-Рида-Холла [9], [10], позволяющей определить вероятность термического перехода электрона из ВЗ в ЗП посредством их захвата на ГУ в материале структуры. При этом рождается электронно-дырочная пара, дрейфующая в ОПЗ и создающая темновой ток. Таким образом, в отсутствие ГУ – генерационная компонента мала, в структурах до облучения темновой ток имеет порядок 1 нА.

Процессы обмена носителями заряда между энергетическими зонами описываются вероятностью захвата на ГУ: c_e и c_h , и вероятностью эмиссии (темпом эмиссии) из ГУ в зону: e_e и e_h . Эти вероятности даются выражениями:

$$c_e = v_{th}^e \sigma_e, \quad c_h = v_{th}^h \sigma_h$$

$$e_e = v_{th}^e \sigma_e N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_t}{k_B T}\right), \quad e_h = v_{th}^h \sigma_h N_V \exp\left(-\frac{E_t - E_V}{k_B T}\right)$$

где $v_{th}^{e,h} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_{C,V}^*}}$ – тепловая скорость и $N_{C,V}$ – плотности состояний электронов в ЗП и дырок в ВЗ, соответственно.

Схема процессов генерации-рекомбинации представлена на Рис. 3

1. Захват электрона на ГУ: $R_e = c_e n p_t$, где n – концентрация электронов и p_t – концентрация заполненных дырками центров.

2. Эмиссия электрона в ЗП: $G_e = e_e n_t$, где n_t – концентрация заполненных электронами центров.

3. Захват дырки на ГУ: $R_h = c_h p n_t$

4. Эмиссия дырки в ВЗ: $G_h = e_h p_t$

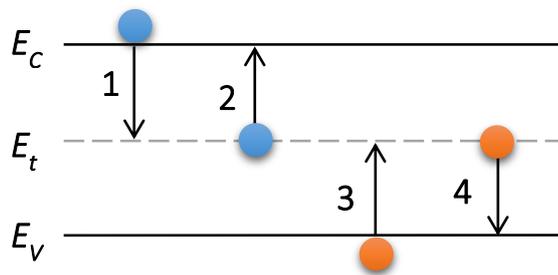


Рисунок 3. Поведение носителей заряда при наличии ГУ в ЗЗ

Концентрации заполненных центров:

$$n_t, p_t = \frac{N_t}{1 + \exp\left(\pm \frac{E_t - E_F}{k_B T}\right)}, \quad N_t = n_t + p_t$$

Результирующий темп генерации-рекомбинации определяется как разность темпов для соответствующих носителей:

$$\tilde{U} = G_e - R_e = \frac{v_{th}\sigma_e\sigma_h n_i N_t}{\sigma_e \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right) + \sigma_h \exp\left(\frac{E_i - E_t}{k_B T}\right)} = \frac{n_i}{\tau_{gen}}$$

Тогда объемный генерационный ток определяется как:

$$I_{gen} = \frac{en_i}{\tau_{gen}} \cdot SW = \frac{eSWv_{th}\sigma_e\sigma_h n_i^2 N_t}{\sqrt{N_C N_V} \left(\sigma_e \exp\left(-\frac{E_g - E_t}{k_B T}\right) + \sigma_h \exp\left(-\frac{E_t}{k_B T}\right) \right)} \quad (6)$$

В этом выражении использованы энергии перехода носителей (энергии активации) из ВЗ на ГУ и с ГУ в ЗП, что полностью отражает физическую сущность процессов генерации тока.

3. Сценарий деградации

3.1. Моделирования

Для получения информации о распределении первичных вакансий по глубине проникновения иона использована программа Transport of Ions in Matter (TRIM), являющаяся частью программного обеспечения Stopping and Range of Ions in Matter [11]. TRIM позволяет смоделировать результат взаимодействия любых ионов из таблицы Менделеева в диапазоне энергий 10 eV – 2 GeV/u с атомами мишени. В результате можно извлечь данные о треке иона в мишени, распределении первичных вакансий, потерях энергии, ионизации и создании фононов. Мишень может быть задана из нескольких слоев разного состава, однако в программе не предусмотрен учет легирования полупроводника, что делает невозможным мониторинг эволюции последующего дефектообразования.

3.2. Деградация тока и емкости

У облученного детектора наблюдается рост генерационной компоненты тока пропорционально дозе облучения [7]. Это наблюдалось для всех адронных исследований и была установлена общая формула, согласно которой ток растет линейно с дозой облучения:

$$\Delta I_{gen} = \alpha(t, T)VF,$$

$\alpha(t, T)$ – коэффициент повреждения по току, $V = S \cdot W$ – объем активной области, F – доза облучения. Классически доза облучения пересчитывается на эквивалент для нейтронов, однако в представленной работе везде приведена исходная доза, поэтому и в формулах также будет фигурировать она.

Измерение емкостных характеристик детекторов позволяет отследить изменение величины эффективной концентрации, а также величину напряжения полного обеднения. Как отмечалось ранее, эффективная концентрация уменьшается согласно гамбургской модели, определение параметров формулы (1) также является одной из задач при разработке сценария деградации.

Как отмечалось в разделе 2.2, генерация-рекомбинация носителей заряда может быть описана через один эффективный ГУ возле середины запрещенной зоны. Это приближение позволяет сделать оценку величины концентрации глубоких центров, а также установить среднюю энергию активации. Для этого необходимо исследовать зависимость генерационного тока от температуры (Т) и с помощью моделирования подобрать необходимые коэффициенты. Отсюда получим концентрацию эффективного глубокого уровня и как следствие его *коэффициент введения*.

Измерения токовых и емкостных характеристик проведены при температуре 300 К в диапазоне обратного смещения 0-100 В с помощью пикоамперметра Keithley 487 и емкостемера Agilent 4263В.

3.3. Деградация электрического поля

Для исследования электрического поля используется метод переходного тока – Transient Current Technique (ТСТ) [12]. Ток, индуцируемый носителями заряда в ходе дрейфа, описывается теоремой Рамо. Это же справедливо и для формы токового отклика детектора $i(t, T)$:

$$i(t, T) = \frac{Q_0}{d} v_{dr}(t, T)$$

$$v_{dr}(t, T) = \frac{dx}{dt} = \mu(T)E(x)$$

t – время, Q_0 – величина сгенерированного заряда, $v_{dr}(t, T)$ – скорость дрейфа, $\mu(T)$ – подвижность носителей заряда, $E(x)$ – распределение электрического поля и x – координата дрейфующего пакета неравновесных носителей заряда. Выражая скорость дрейфа через определение распределения электрического поля (2):

$$i(t, T) = \frac{Q_0}{d} \mu E_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{dr}}\right) \quad (7)$$

$$\tau_{dr} = \frac{d}{\mu E_0} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\mu e N_{eff}}$$

τ_{dr} – постоянная времени дрейфа. Таким образом, из формул (2.5) и (2.6) видно, что зная форму токового отклика можно, аппроксимировав вершину экспонентой, найти постоянную времени дрейфа и эффективную концентрацию носителей заряда.

Экспериментальная установка ТСТ включает в себя 660 nm лазер для импульсной генерации ННЗ и осциллограф LeCroy “WavePro 7300A” для записи токовых откликов детекторов. Измерения проводились при комнатной температуре и обратном напряжении 100 V.

3.4. Спектр радиационных дефектов

Для изучения структуры РД использован метод нестационарной спектроскопии ГУ – Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) [13]. Метод основан на исследовании процесса перезарядки (заполнение-выброс) ГУ. При приложении постоянного обратного смещения, все ГУ в ОПЗ будут ионизованы – т.е. свободны от основных носителей заряда. При сбрасывании обратного смещения в ноль, электроны из n^+ -контакта будут заполнять ГУ. При восстановлении исходного значения обратного смещения электроны начинают переходить в ЗП (выброс). Эмиссия носителей описывается экспоненциальным законом:

$$\Delta C(t) = \Delta C(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right),$$

где $\Delta C(0)$ – изменение стационарного значения емкости в момент $t = 0$.
Время выброса (эмиссии) электронов определяется как:

$$\tau_e = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_C} \exp\left(\frac{E_t}{k_B T}\right)$$

Изменение температуры приведет к изменению темпа выброса и формы релаксации. Эти релаксации содержат полную информацию о параметрах ГУ. Для того чтобы определить эти параметры, необходимо проанализировать зависимость $\tau_e(T)$. Сделать это можно путем выбора т. н. временного окна – двух моментов времени на релаксационной кривой – t_1 и t_2 . Разность значений емкости в этих моментах времени и будет формировать *DLTS*-спектр:

$$S(T) = \frac{\Delta C(t_1) - \Delta C(t_2)}{\Delta C(0)}$$

В спектре будут присутствовать пики, каждый из которых соответствует ГУ. Амплитуда максимума пропорциональна концентрации ГУ. Эта величина рассчитывается напрямую по параметрам релаксационной кривой:

$$N_t = 2N_d \frac{\Delta C(0)}{C_0},$$

где C_0 – стационарное значение емкости при фиксированных U_e и T .

Измерения DLTS-спектров проведены на частоте 1 МГц с помощью спектрометра CE-7C (НПООО «ОМНИТЕЛ», г. Минск, РБ).

4. Основные результаты исследования

4.1. Воздействие ионов ^{40}Ar высокой энергии на кремниевые детекторы

Облучение ионами ^{40}Ar (40.5 MeV/u) осуществлено на установке ACCULINNA в Объединенном институте ядерных исследований, Дубна, Россия [14]. Полная энергия составила 1.62 GeV. Детекторы были облучены коллимированным пучком в диапазоне интенсивностей от 10^8 до 10^{10} $^{40}\text{Ar}/\text{cm}^2$ per s, которые обеспечили диапазон доз от 4.87×10^9 до 2.31×10^{13} $^{40}\text{Ar}/\text{cm}^2$. После облучения детекторы были подвержены отжигу температурой 80°C в течение 8 минут. При описании диагностики структур будут приведены сравнения новых параметров деградации с известными для воздействия 23 GeV протонов [15].

Моделирование указанного облучения в TRIM позволяет заключить, что энергия облучения 1.62 GeV достаточно высока для обеспечения равномерного формирования разрушенной области вдоль трека иона (длина пробега таких ионов порядка 1 mm) – Рис. 4а, б. Лишь часть из рассчитанных программой первичных вакансий сформирует электрически активные дефекты.

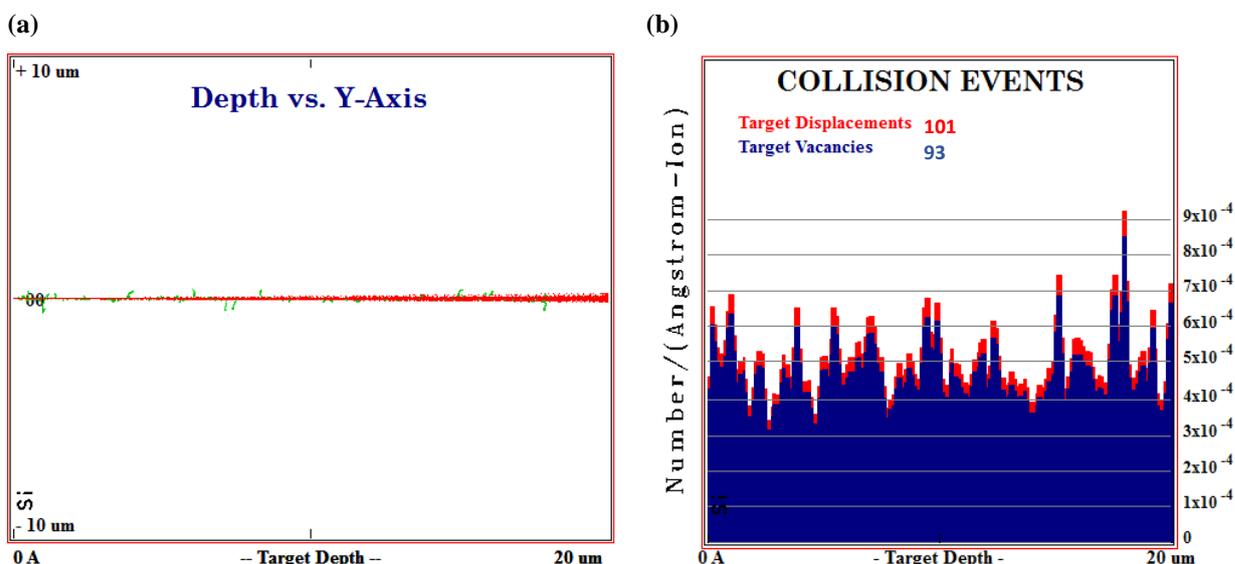


Рисунок 4. Моделирование в TRIM: (а) треки ионов и (б) распределение первичных дефектов

Исследования генерационного тока проводились для группы структур с сопротивлением 10 кΩсм, поскольку для них возможно полное обеднение. IV характеристики облученных структур (дозы указаны в легенде), а также необлученного детектора представлены на Рисунке 5а. Как и в случае воздействия адронов, генерационный ток линейно возрастает с дозой, что позволяет определить первый параметр деградации – коэффициент повреждаемости. На Рисунке 5б показана дозовая зависимость генерационного тока, коэффициент наклона которой и определит величину α :

$$\alpha_{Ar} = 8.17 \times 10^{-17} A/cm$$

Этот же параметр при воздействии протонов составляет $2.5 \times 10^{-17} A/cm$. Отношение указанных величин ≈ 3.3 .

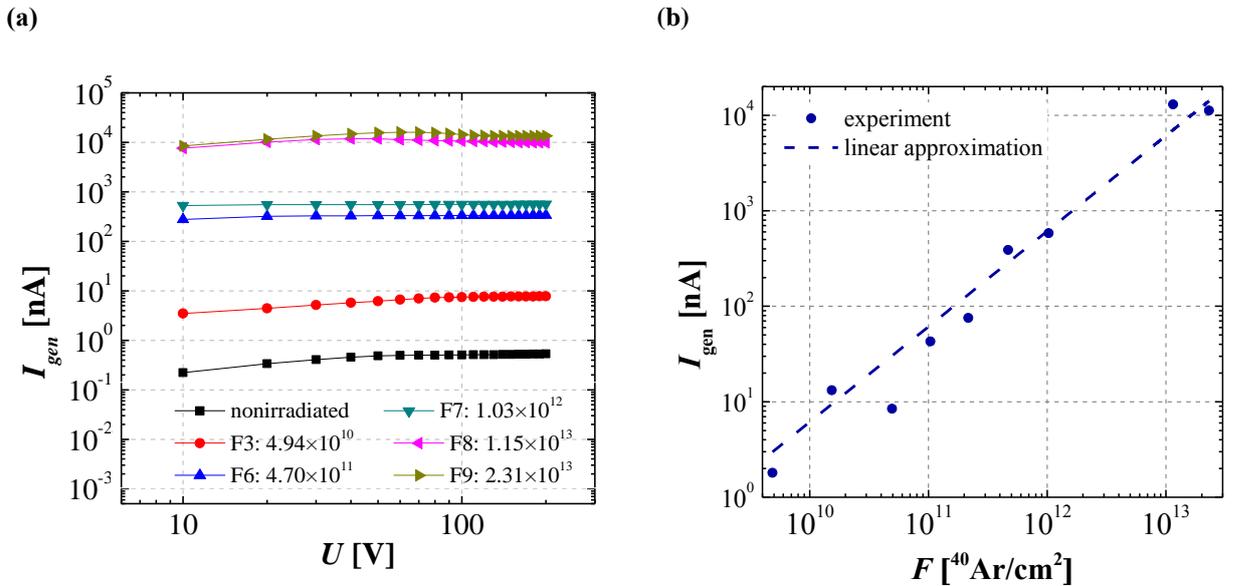


Рисунок 5. (а) вольт-амперные характеристики и (б) дозовая зависимость генерационного тока облученных детекторов $\rho = 10 \text{ k}\Omega\text{cm}$

Температурные зависимости тока для структур, облученных ионами аргона, представлены точками на Рис. 6а. Треугольниками показаны характеристики детекторов, облученных протонами.

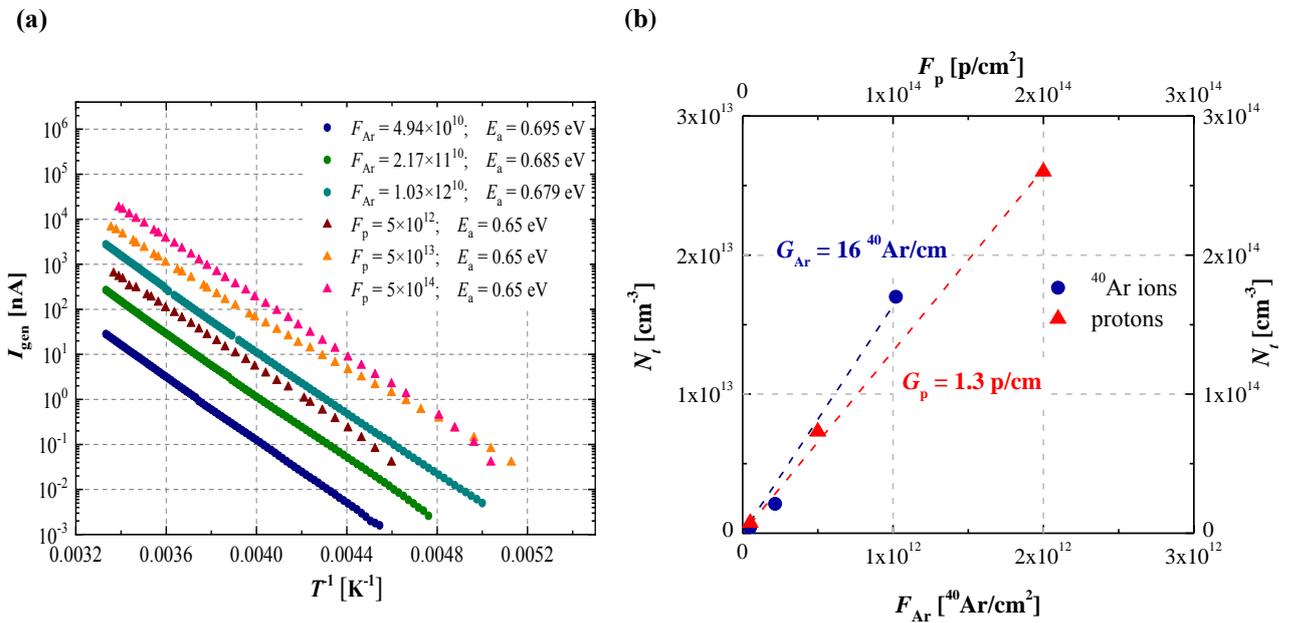


Рисунок 6. (а) Температурные зависимости генерационного тока и (б) дозовые зависимости концентрации эффективного уровня для облученных кремниевых детекторов $\rho = 10 \text{ k}\Omega\text{cm}$

В легенде указаны величины доз для соответствующих частиц, а также аппроксимированные энергии активации, полученные при сечении захвата

носителей $\sigma_e = \sigma_h = \sigma = 8 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$. Аппроксимация проведена с помощью симуляции в пакете MS Office Excel 2010. Коэффициент введения эффективного ГУ получен из аппроксимации дозовой зависимости концентрации этого ГУ (Рис. 6b). На рисунке также показаны данные для протонов, их отношение составляет ≈ 12.3

CV характеристики детекторов с $\rho = 10 \text{ k}\Omega\text{cm}$ представлены на Рис. 7а, на Рис. 7б показан типичный пересчитанный вид этих зависимостей для извлечения величины эффективной концентрации (наклон графика). Лишь для минимальной дозы возможно определение эффективной концентрации и напряжения полного обеднения (стрелка на Рис. 7б). Последующий рост дозы облучения влечет радикальные изменения емкости, что указывает на присутствие эффекта SCSI, однако извлечь данные для гамбургской модели из емкостных характеристик невозможно.

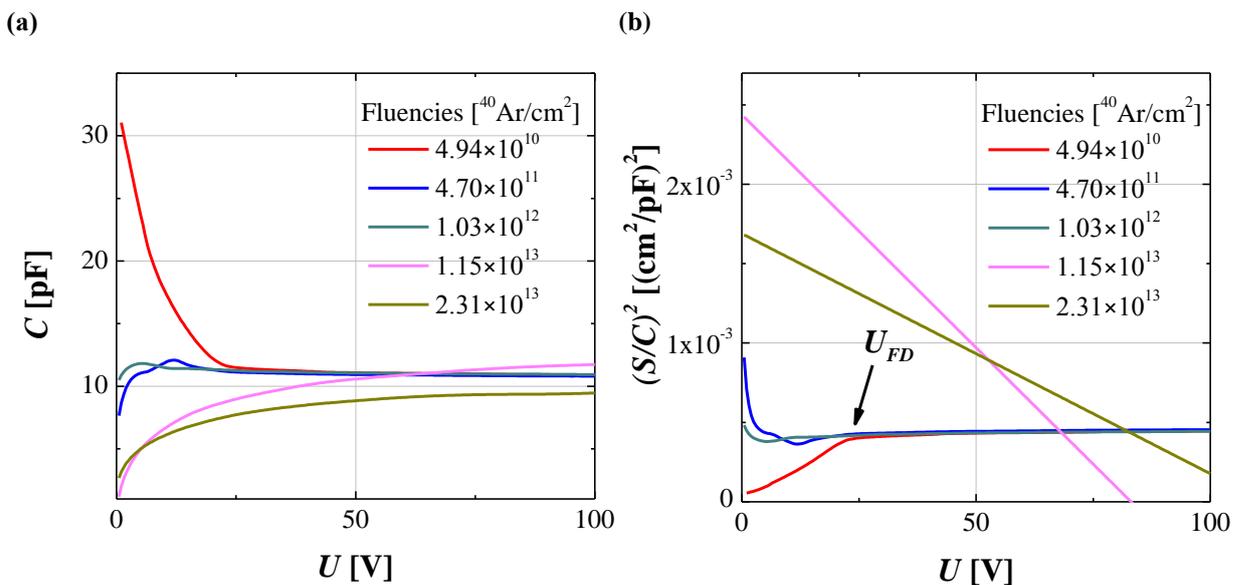


Рисунок 7. (а) вольт-фарадные характеристики и (б) обратные вольт-фарадные характеристики облученных кремниевых детекторов $\rho = 10 \text{ k}\Omega\text{cm}$

Необходимо использовать метод ТСТ. Токвые отклики представлены на Рис. 8а. Вершины импульсов имеют разный наклон, и при дозе $1.03 \times 10^{12} \text{ }^{40}\text{Ar}/\text{cm}^2$ вершина становится горизонтальной. Это еще одно экспериментальное свидетельство эффекта смены знака объемного заряда. Для извлечения величин эффективной концентрации использован метод

обработки, изложенный в разделе 3.3. В пакете OriginPro 2018 была выполнена аппроксимация представленных импульсов по формуле (7) (красный пунктир на Рис. 8а) и определены постоянные времени дрейфа для соответствующих доз. Полученные величины эффективных концентраций в зависимости от дозы облучения представлены на Рис. 8б. Уточненная доза SCSИ указана на рисунке, для сравнения приведены данные для протонов.

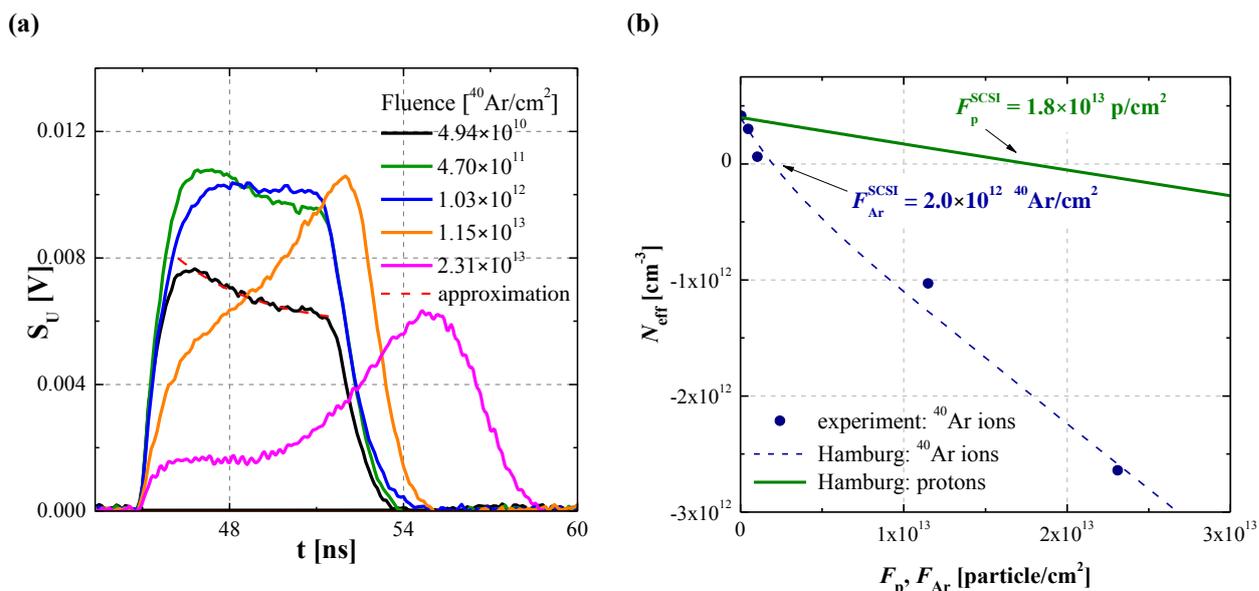


Рисунок 8. (а) токовые отклики и (б) дозовая зависимость эффективной концентрации облученных кремниевых детекторов $\rho = 10 \text{ k}\Omega\text{cm}$

Аппроксимация с помощью гамбургской модели (1) позволила установить параметры, характеризующие уход доноров и акцепторов, их значения и сравнение с величинами для протонов представлено в Таблице 2.

Как отмечалось ранее, для группы образцов удельного сопротивления 10 комсм емкостные измерения теряют свой смысл около и после FSCSI. Структура дефектов не зависит от удельного сопротивления, поэтому для измерения DLTS-спектров использованы образцы малого сопротивления.

На Рис. 9а представлена структура электронных ловушек, спектры получены при подаче обратного смещения величиной 20 V . В таком режиме ГУ заполняются только основными носителями заряда. Параметры ловушек представлены в Таблице 1. На спектрах видно, что концентрация уровней растет пропорционально дозе – отсюда можно вычислить коэффициенты

введения для каждого уровня, которые также представлены в таблице. Идентификация центров осуществлялась в сравнении с известными данными для протонного облучения по энергетическому положению уровня [16].

На Рис. 9b представлены спектры тех же структур с инжекцией неосновных носителей заряда – дырок. Такой режим позволил обнаружить дырочную ловушку около 200 К. Ее параметры также занесены в таблицу.

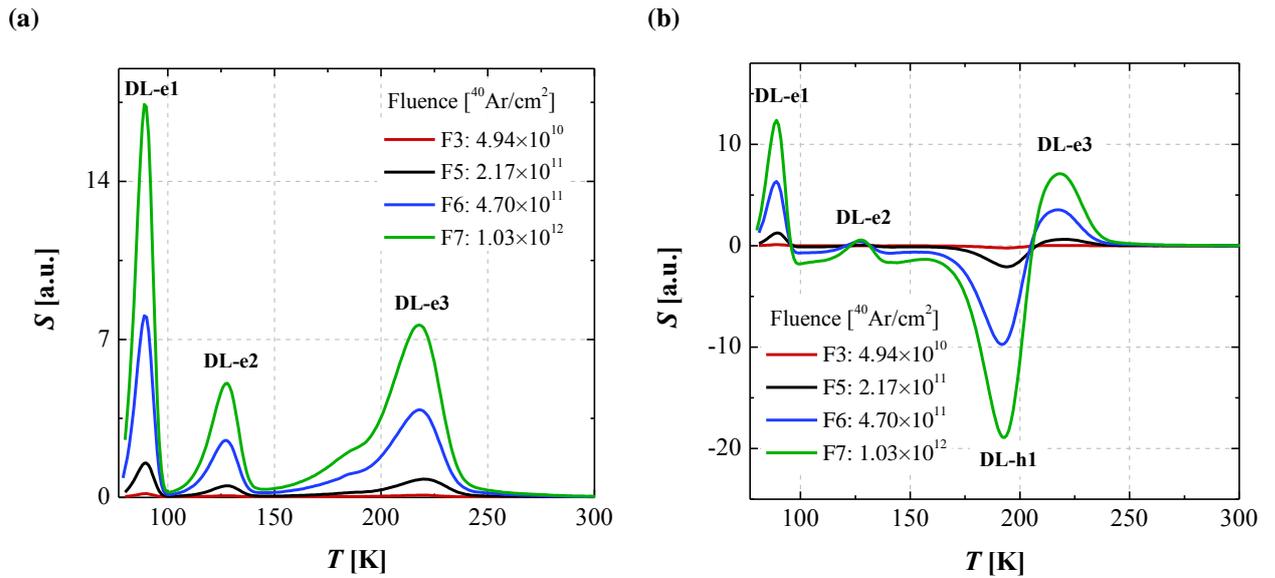


Рисунок 9. DLTS-спектры (а) электронных уровней и (б) электронных уровней в присутствии инжекции облученных кремниевых детекторов $\rho = 50 \text{ }\Omega\text{cm}$

Важно отметить, что метод DLTS не позволяет обнаружить абсолютно все ГУ в облученной структуре. Поэтому нельзя сказать, что обнаруженный спектр дефектов полон. Данная задача требует использования дополнительных методов диагностики, например, метод токового DLTS.

Таблица 1. Результаты обработки DLTS-спектров

	ионы ^{40}Ar		протоны		отношение
	$g [\text{cm}^{-1}]$	$\langle E_t \rangle [\text{eV}]$	$g [\text{cm}^{-1}]$	$\langle E_t \rangle [\text{eV}]$	
DL-e1: $V-O$	10	0.168	0.73	0.176	13.7
DL-e2: VV^{--}	3	0.240	0.37	0.241	8.11
DL-e3: VV^-	5	0.415	0.37	0.410	13.5
DL-h1: C_i-O_i	12	0.366	1.30	0.320	9.23

Представленный алгоритм исследования позволяет очень качественно охарактеризовать любой вид однородного облучения. Каждый параметр деградации был отнесен к соответствующему для протонов с целью удобства сравнения. В Таблице 2 приведены все полученные в этом разделе данные.

Таблица 2. Сравнение полученных параметров деградации под воздействием ионов с данными для воздействия протонов

	ионы ^{40}Ar	протоны	отношение
α [A/cm]	$8.17 \cdot 10^{-17}$	$2.50 \cdot 10^{-17}$	3.3
G [particle/cm]	16	1.3	12.3
F^{SCSI} [particle/cm 2]	$2.0 \cdot 10^{12}$	$1.8 \cdot 10^{13}$	10
c [cm 2]	3×10^{-13}	1×10^{-14}	30
β [cm $^{-1}$]	0.11	0.019	5.8

Полученные результаты позволяют заключить, что детекторы, облученные ионами ^{40}Ar , деградируют примерно в 10 раз эффективнее по сравнению с воздействием протонов. Такое число называют *Scaling Coefficient* – коэффициент масштабирования. Проведенный в этом разделе анализ показывает, что таким образом можно масштабировать результаты для любой другой частицы. Результаты и подробный разбор деталей этого эксперимента представлены в публикации [17].

Сложность такого подхода к разработке сценария деградации состоит в том, что, не имея других экспериментальных данных, невозможно узнать, как меняется этот коэффициент с ростом массы. В данный момент есть лишь две точки – для протонов и аргона. Получение новых точек требует новых трудоемких и дорогостоящих экспериментов.

4.2. Воздействие ионов ^{40}Ar средней энергии на кремниевые детекторы

Облучение ионами ^{40}Ar осуществлено на установке Циклотрон ФТИ им. Иоффе типа У-120, Санкт-Петербург, Россия [18]. Полная энергия составила 53.4 MeV. Детекторы были облучены коллимированным пучком в три дозы: F1: 1×10^9 , F2: 2×10^9 и F3: 4×10^9 $^{40}\text{Ar}/\text{cm}^2$. Структуры удельного сопротивления 60 Ωcm , концентрация фосфора $7.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Случай средних энергий характеризуется полной остановкой ионов внутри объема детектора. Такой процесс влечет за собой колоссальные разрушения на глубине пробега иона R_p . На Рисунках 10a,b представлены результаты моделирования указанного облучения в среде TRIM.

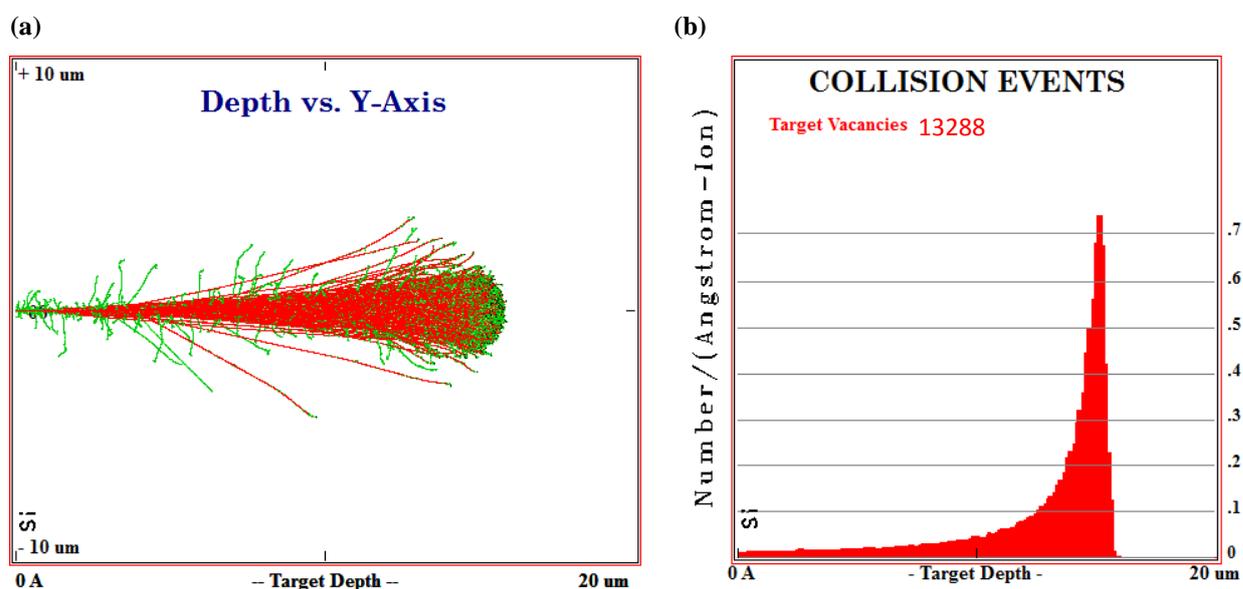


Рисунок 10. Моделирование в TRIM: (a) треки ионов и (b) распределение первичных дефектов

Профиль первичных вакансий имеет характерный пик на длине пробега 15.1 мкм – пик Брэгга. Предположительно такой неоднородный профиль сохранится и для окончательного распределения дефектов.

Вольт-амперные характеристики облученных структур представлены на Рис. 11. Каждая характеристика демонстрирует три области с различной скоростью роста тока с ростом напряжения, которые классифицированы следующим образом:

1. *Low Damage Region* (LDR) – начальная область, до 4-5 V, где облучение слабо выражено (для моделирования в TRIM это область, предшествующая пику Брэгга);
2. *Bragg Peak Region* (BPR) – область, содержащая пик Брэгга и также часть его хвоста слева, 5-10 V;
3. *Non-Damaged Region* (NDR) – область за пиком Брэгга, где структура остается нетронутой облучением.

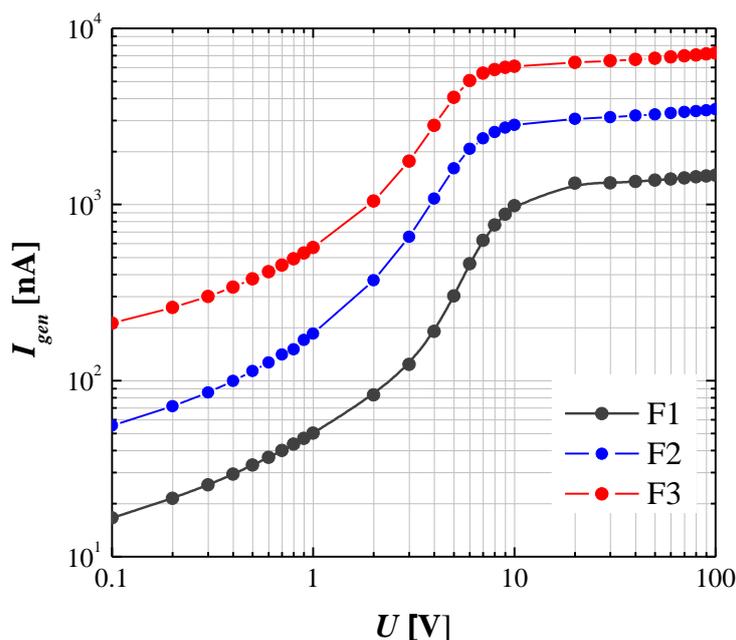


Рисунок 11. Вольт-амперные характеристики детекторов, облученных ионами ^{40}Ar низкой энергии

В отсутствие однородности характеристики коэффициент α можно определить только для каждой из областей, таким образом, универсальный подход, показанный в предыдущем разделе, неприменим.

Температурные зависимости тока представлены на Рисунке 12. Измерения проведены при обратном смещении в 100 V, что позволяет полностью обеднить область, содержащую пик Брэгга. Аппроксимация зависимостей (сечение захвата носителей $\sigma_e = \sigma_h = \sigma = 8 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$) дает энергию активации эффективного ГУ порядка 0.65 eV, что полностью совпадает с данными, полученными для 23 GeV протонов.

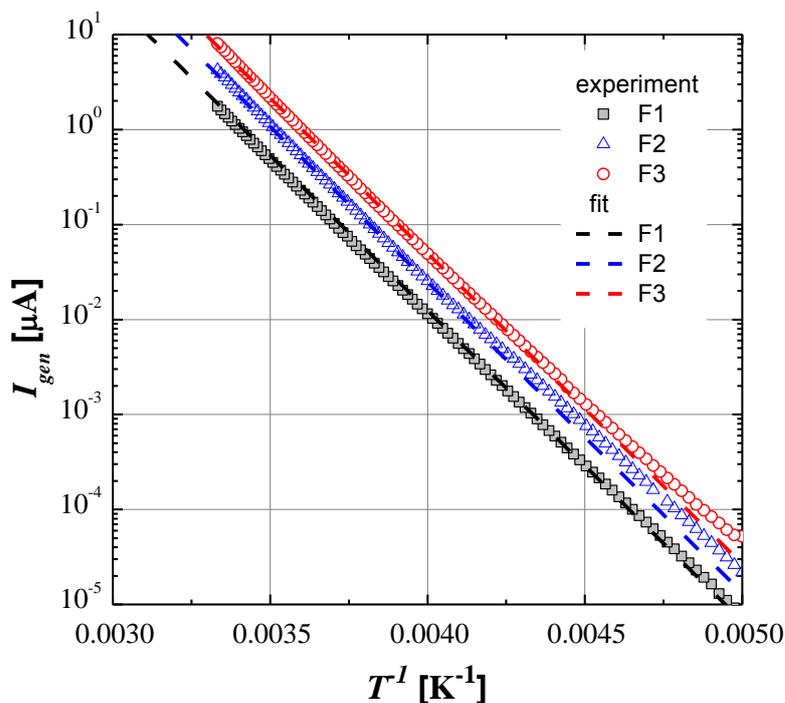


Рисунок 12. Температурные зависимости тока детекторов, облученных ионами ^{40}Ag низкой энергии

Емкостные характеристики (Рисунки 13а,б) также демонстрируют три области, соответствующие введенной классификации. Обнаружена чувствительность к частоте измерений. При измерениях на 1 МГц и больших дозах наблюдается рост емкости с ростом напряжения. Подобное поведение сообщает о том, что классический подход с обработкой измерений согласно формуле (3) также неприменим. Неоднородность распределения дефектов по глубине должна быть учтена на этапе расчета уравнения Пуассона, однако эта задача является нетривиальной.

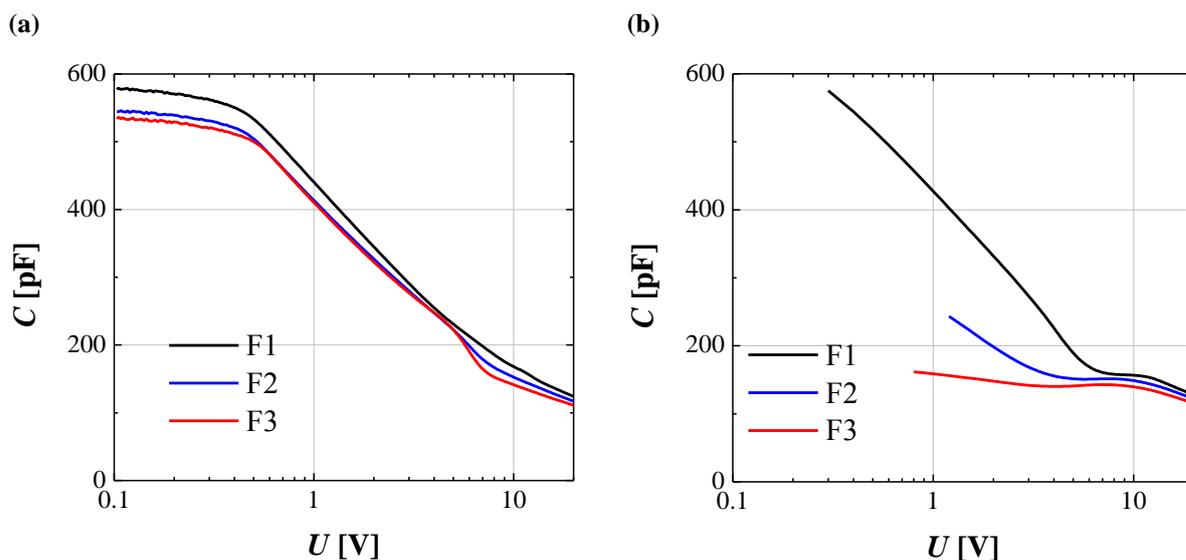


Рисунок 13. Вольт-фарадные характеристики (а) 20 kHz (б) 1 МГц

Электрическое поле обсуждаемых структур исследовать нецелесообразно, в силу невозможности достижения полного обеднения структур. Кроме того, обсуждение гамбургской модели возможно лишь для однородного распределения дефектов.

Структура РД показана на Рисунке 14а, в спектрах обнаружены уровни, которые обсуждались в предыдущем разделе. Пик, соответствующий однозарядной дивакансии, отличается от наблюдаемого для случая высоких энергий. Кроме того, его амплитуда значительно выше при небольших дозах облучения, что свидетельствует о высокой концентрации указанного дефекта. Мелкие уровни отчетливо идентифицируются для минимальной дозы облучения, при последующих дозах их концентрация должна также расти, однако сигнал от них едва заметен.

На Рисунке 14b продемонстрирована еще одна особенность исследуемых облученных структур. Спектры оказались чувствительны к величине обедняющего напряжения и демонстрируют модификацию пика однозарядной дивакансии и неизвестного центра. С обеднением пика Брэгга неизвестный центр перестает давать вклад в изменение ширины ОПЗ и исчезает из спектра.

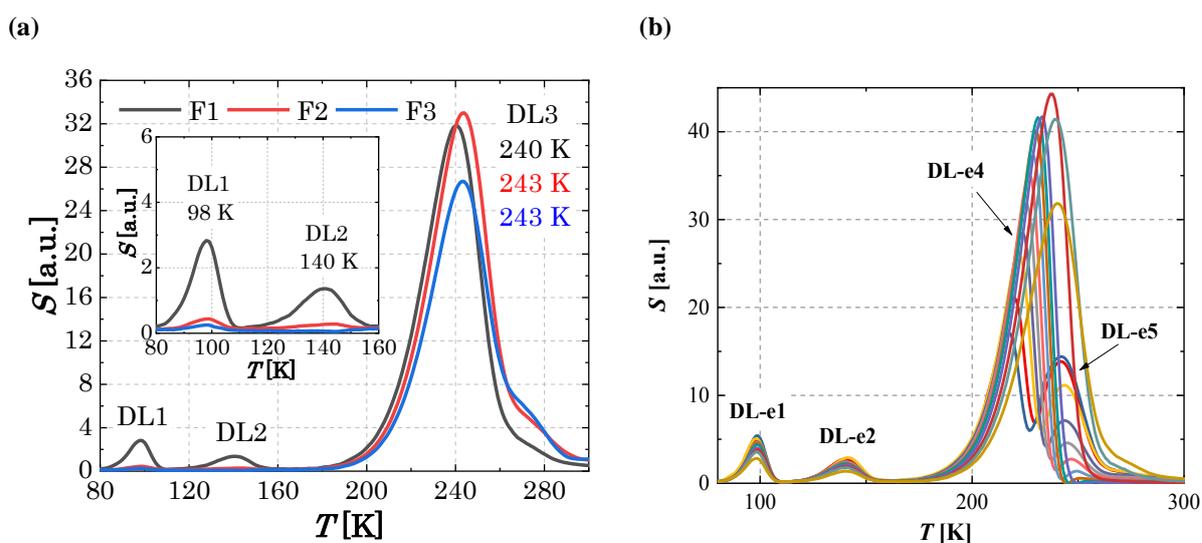


Рисунок 14. DLTS-спектры облученных ионами ^{40}Ag низкой энергии (а) для всех доз облучения (б) профилирование по напряжению обеднения для минимальной дозы

4.2.1. Дополнительные подходы к анализу структур с пиком Брэгга

Было предложено рассматривать одноуровневую модель генерации и исследовать более детально токовые характеристики детектора. При этом удобно перейти от зависимости IV к IW (Рисунок 15а).

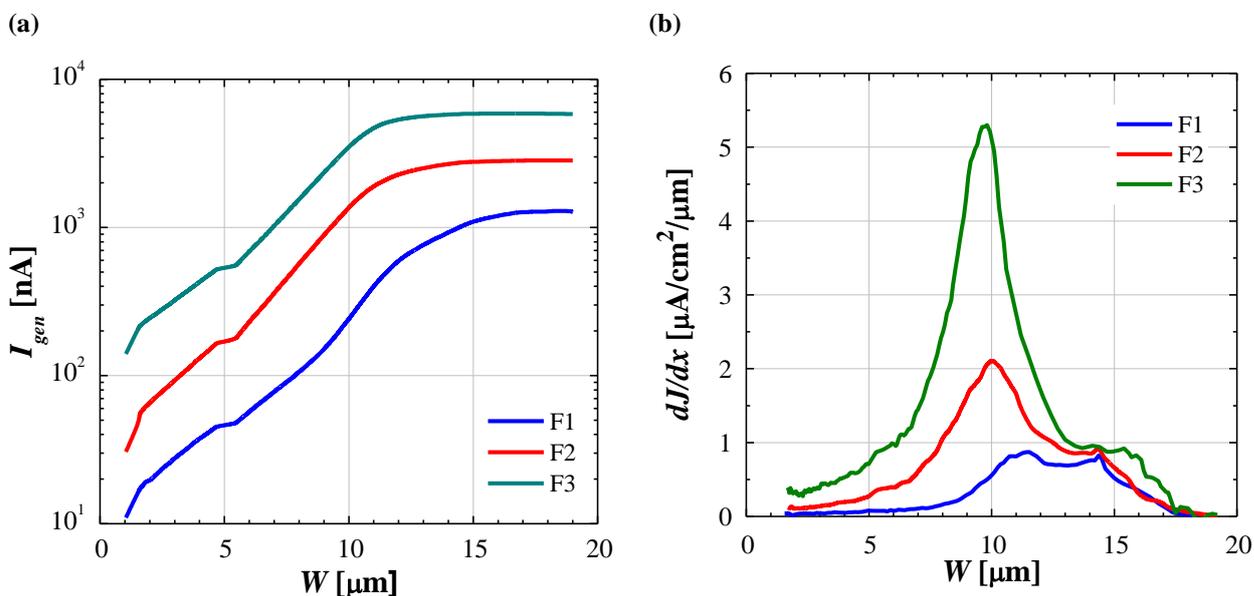


Рисунок 15. Зависимость генерационного тока (а) и градиента плотности тока (б) от координаты

Дифференцирование генерационного тока по координате позволяет получить градиент плотности тока (Рисунок 15b). Наблюдается смещение максимума генерации влево от расчетной координаты пробега иона, а в области пика Брэгга присутствует плато для всех доз облучения. Это не согласуется с начальным моделированием первичных дефектов в TRIM. Выявленное несоответствие было связано с диффузионной компонентой темнового тока, которая обычно слишком мала и не учитывается. Однако учет диффузии дает слишком значительный вклад в полный темновой ток и не согласуется с экспериментальными данными.

Новый подход к исследованию такой структуры предполагает моделирование вольт-амперных характеристик на основе модели с двумя акцепторными ГУ, один из которых отвечает за генерацию тока ($E_C = 0.42$ eV), а другой ($E_C = 0.65$ eV) за компенсацию материала. Сравнение

результатов моделирования и экспериментальных данных приведено на Рисунке 16.

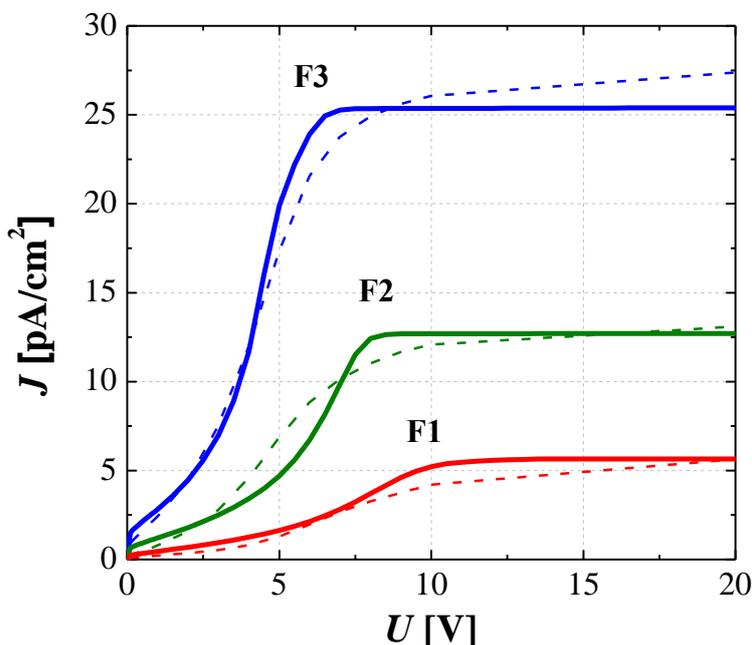


Рисунок 16. Сравнение экспериментальных (сплошные линии) и смоделированных (пунктир) вольт-амперных характеристик в двухуровневой модели

Представленное в данном разделе облучение не является типичным для ускорительных комплексов, однако в работе времяпролетных спектрометров, а также при отклонениях пучков от заданных траекторий, может наблюдаться потеря энергии налетающей частицей в теле детектора. Данное обстоятельство необходимо иметь в виду при разработке и эксплуатации детектирующих систем для ионных экспериментов. Модель кремниевого детектора с пиком Брэгга постоянно модифицируется и уточняется, по результатам данного раздела были опубликованы статьи [19] и [20].

4.3. Универсальная таблица масс-энергий

В разделе 4.1. отмечалось, что экспериментальное построение сценария деградации является очень сложной и дорогостоящей задачей. Необходим некоторый теоретический подход, который мог бы дополнить и развить уже известные методики на основе экспериментальных данных.

Каждый параметры деградации линейно связан с концентрацией дефектов N_t , которая, в свою очередь, зависит от числа первичных вакансий vac . Можно использовать следующую параметризацию:

$$N_t(E_u, M_A) = f(vac(E_u, M_A)),$$

где f – некоторая неизвестная функция, E_u – энергия налетающего иона в [MeV/u] и M_A – атомная масса иона. Пара масса-энергия – достаточный набор, чтобы однозначно характеризовать налетающий ион. Для того чтобы оценить максимальную величину любого параметра деградации, достаточно предположить, что $N_t(E_u, M_A) = vac(E_u, M_A)$.

Число первичных вакансий для различных пар E_u, M_A легко извлечь с помощью моделирования в TRIM [21]. Для выявления возможных закономерностей было предложено рассмотрение следующей схемы масс-энергий. Для шести типов ионов (${}^7\text{Li}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ar}$, ${}^{131}\text{Xe}$, ${}^{207}\text{Pb}$, ${}^{238}\text{U}$) получено распределение первичных вакансий для шести различных энергий облучения. В качестве *базисной величины* выбраны значения числа вакансий при $E_u = 40$ MeV/u, поскольку сценарий деградации полностью получен для таких ионов ${}^{40}\text{Ar}$. Число первичных вакансий для заданного иона $vac(E)$ было отнесено к базисной величине $vac(40 \text{ MeV/u})$ этого же иона для каждой энергии облучения. Это отношение определено как $Ratio = vac(E)/vac(40 \text{ MeV/u})$. Зависимость полученных отношений от массы иона представлена на Рисунке 17. На пунктирных вертикалях подписаны типы ионов, справа показаны значения энергии облучения.

Начиная с ионов ${}^{28}\text{Si}$, относительное число созданных вакансий перестает зависеть от массы. Для любой фиксированной массы были построены зависимости $Ratio(E_u)$, которые оказались идентичными и подчиняющимися закону $Ratio(E_u) = \frac{1}{A+B \cdot E_u}$. Выдвинута следующая гипотеза:

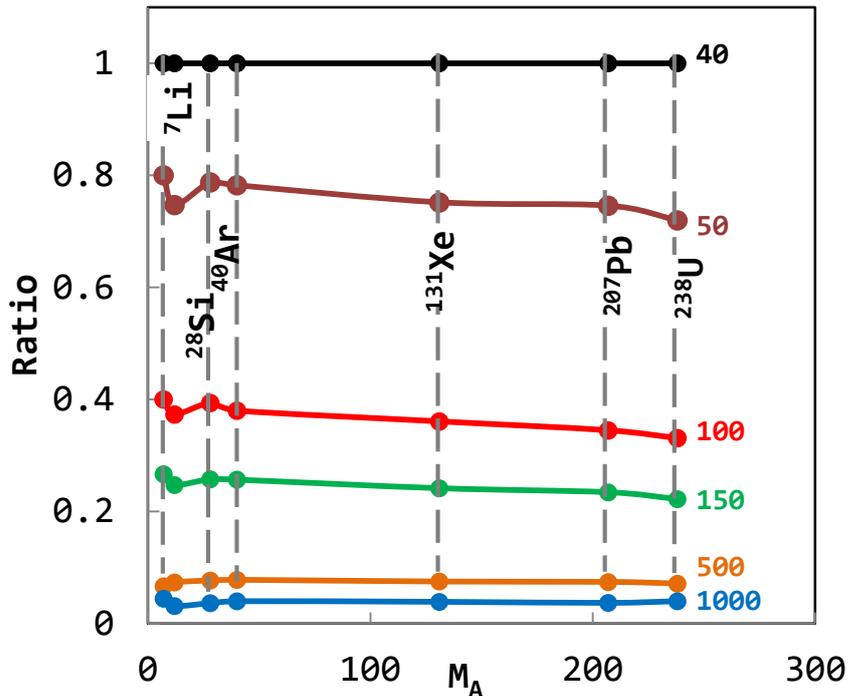


Рисунок 17. Таблица масс-энергий

Любой параметр деградации может быть описан формулой (8), где число вакансий при 40 MeV/u заменяется соответствующим параметром деградации для выбранной частицы при этой энергии облучения

$$vac(E_u) = \frac{vac(40 \text{ MeV/u})}{a_N + b_N \cdot E_u}, \quad (8)$$

где коэффициенты a_N и b_N универсальны и получены из аппроксимации $Ratio(E)$ в Origin: $a_N = -0.137$ a.u. и $b_N = 0.028$ 1/MeV/u. Индекс N отмечает, что коэффициенты принадлежат нормированной формуле (8). Эти величины универсальны, они не зависят от массы или энергии иона.

Если гипотеза верна, тогда для ионов аргона можно рассчитать зависимости параметров деградации от энергии на нуклон. В ходе расчета было установлено, что с ростом энергии облучения деградация материала слабеет: коэффициент введения эффективного уровня падает более чем на порядок при $E_u = 1$ GeV/u.

Предложенная гипотеза работает только для фиксированной массы частицы и в отсутствии любых экспериментальных данных для других ионов рассчитать их параметры деградации невозможно. Разработка этой теоретической модели продолжается и является очень важной задачей при подготовке и планировании экспериментов для любых параметров налетающих частиц. Разработки, обсуждаемые в данном разделе, представлены в публикации [22].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения исследовательской работы были решены все поставленные задачи и достигнута цель разработки сценария радиационной деградации кремниевых детекторов под воздействием ионов.

- выполнены облучения ионами ^{40}Ar с энергией 1.62 GeV кремниевых структур двух типов удельного сопротивления; проведена диагностика облученных структур, вычислены основные параметры деградации; сравнение с результатами исследования для протонов демонстрирует возрастание всех параметров примерно в 10 раз, что свидетельствует о возможности масштабирования параметров деградации, а также об увеличении темпа деградации с увеличением массы взаимодействующей с детектором частицы;
- выполнены облучения ионами ^{40}Ar с энергией 53.4 MeV кремниевых структур малого удельного сопротивления; моделирование первично-созданных вакансий демонстрирует неоднородное распределение по глубине проникновения иона, что отражается во всех электрофизических характеристиках облученных структур; предложена модель обработки результатов таких экспериментов, включающая три области с различной величиной эффективной концентрации; на основе предложенной модели получены вольт-амперные характеристики, согласующиеся с экспериментом;
- проведены серии моделирований в среде TRIM для ионов Li, Si, Ar, Xe, Pb, U с энергиями, обеспечивающими однородное распределение дефектов; обнаружено, что относительное число вакансий оказывается постоянным для любой атомной массы иона при фиксированной энергии облучения; выдвинута гипотеза для универсального расчета параметров деградации на основе данных моделирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] V.A.J. Van Lint, *The Physics of Radiation Damage in Particle Detectors*, Nucl. Instrum. Meth. A 253 (1987) 453
- [2] ROSE collaboration, G. Lindström et al., *Radiation hard silicon detectors developments by the RD48 (ROSE) collaboration*, Nucl. Instrum. Meth. A 466 (2001) 308
- [3] <https://fair-center.eu/en/public/what-is-fair.html>
- [4] V. Eremin et al., *Beam tests of full-size prototypes of silicon detectors for TOF heavy-ions diagnostics in Super-FRS*, 2017 JINST 12 C03001
- [5] Leo W. R., *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Nucl Instrum. Meth. Phys Res. – 1988. – Т. 834. – С. 290
- [6] В.С. Вавилов, В.Ф. Киселев, Б.Н. Мукашев, *Дефекты в кремнии и на его поверхности*. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990 – 216 с. – ISBN 5-02-01 4023-6
- [7] M. Moll, *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors – microscopic defects and macroscopic properties*, Ph.D. Thesis – Hamburg, 1999 – 251 p.
- [8] С.М. Зи, *Физика полупроводниковых приборов: в 2 кн.: Пер. с англ., ред. Р.А. Сурис*. – М.: Мир, 1984. Кн.1 – 455 с.
- [9] W. Shockley and T. Read, JR. *Statistics of the Recombination of Holes and Electrons*, Physical Review, 87:835, 1952
- [10] R.N. Hall, *Electron-Hole Recombination in Germanium*, Physical Review B, 87:387, 1952
- [11] J.F. Ziegler et al., *SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter (2010)*, NIM B 268 (2010) 1818-1823
- [12] Z. Li, C.J. Li, V. Eremin, and E. Verbitskaya. *Direct observation and measurements of neutron induced deep levels responsible for N_{eff} changes in high*

resistivity silicon detectors using TCT. Nucl. Instr. and Meth. A 388 (1997) 297-307.

[13] D.V. Lang, *Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors*, J. Appl. Phys., 45(7):3023-3032, 1974

[14] <http://aculina.jinr.ru>

[15] O. Kiselev et al., *Radiation hardness tests of Si detectors for Time of Flight measurements at the Super-FRS*, 2014 GSI Scientific Report, 137-139

[16] I. Pintilie, *Investigation of radiation defects*, in: 3rd MC-PAD Network Training Event, Ljubljana, 2010

[17] V. Eremin et al., *A comparative study of silicon detector degradation under irradiation by heavy ions and relativistic protons*, 2018 JINST 13 P01019

[18] <http://www.ioffe.ru/index.php?row=23&subrow=0>

[19] D. Mitina et al., *DLTS spectra of radiation-induced defects in silicon detectors with heavily damaged Bragg peak region*, 2020 J. Phys.: Conf. Ser. 1697 012071

[20] D. Mitina et al., *The Bragg peak effect on the electrical characteristics of Si detectors irradiated with medium energy ⁴⁰Ar ions*, under submission

[21] D. Mitina et al., *Issues of TRIM program as a tool for developing a silicon detectors radiation degradation scenario*, 2019 J. Phys.: Conf. Ser. 1400 044014

[22] D. Mitina et al., *Prediction of radiation degradation of Si detectors irradiated by relativistic ions of different masses*, 2021 J. Phys.: Conf. Ser. 2103 012068