

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт А. Ф. Иоффе  
Российской академии наук

На правах рукописи

Давыдовская Клавдия Сергеевна

**ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ОБЛУЧЕНИЯ НА ОБРАЗОВАНИЕ  
РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КАРБИДЕ КРЕМНИЯ И  
ДЕГРАДАЦИЮ ПРИБОРОВ НА ЕГО ОСНОВЕ**

1.3.11 – Физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
Доктор физико-математических наук  
Лебедев Александр Александрович

Санкт-Петербург – 2023

## Оглавление

Список сокращений и аббревиатур .....	4
Введение. ....	5
1 глава. Литературный обзор. ....	19
1.1. История карбида кремния и приборов на его основе. ....	19
1.2. Политипизм карбида кремния.....	22
1.3. Свойства карбида кремния, как материала для полупроводниковой электроники. ....	24
1.4. Дефекты в кристаллической решетке. ....	26
1.5. Радиационное дефектообразование. ....	28
1.6. Пороговая энергия дефектообразования. ....	29
1.7. Скорость удаления носителей заряда. ....	31
1.8. Дефекты и примеси в 4H-SiC.....	34
2 глава. Методика измерений и облучений исследуемых образцов. ....	45
2.1. Методы измерения концентрации носителей заряда. CV и DLTS. .....	45
2.2. Описание установки для вольт-фарадных измерений. Измеритель иммитанса E7-14. ....	59
2.3. Описание установки для DLTS измерений.....	60
2.4. Ускоритель электронов РТЭ-1В. ....	66
2.5. Малогабаритный циклотрон МГЦ-20.....	68
3 глава. ....	73
Введение. ....	73
3.1. Облучение электронами при комнатной температуре. ....	74
3.2. Облучение протонами при комнатной температуре. ....	83

3.3. Сравнение радиационной стойкости Si и SiC.....	88
3.4. Облучение электронами при повышенных температурах. ....	92
3.5. Облучение протонами при повышенных температурах. ....	101
3.6. DLTS спектры при холодном и горячем облучении электронами и протонами.....	108
3.6.1. DLTS спектры после холодного облучения электронами. ..	108
3.6.2. DLTS спектры после холодного облучения протонами. ....	111
3.6.3. Отжиг в процессе измерения DLTS спектров. ....	115
3.6.4. DLTS спектры после горячего облучения электронами. ....	117
3.7. Особенности определения скорости удаления носителей заряда при облучении широкозонных полупроводников. ....	120
Заключение и формулировка положений. ....	130
Список литературы. ....	133

## Список сокращений и аббревиатур

DLTS – Deep Level Transient Spectroscopy, нестационарная емкостная спектроскопия,

JBS - Junction Barrier Schottky, “контакт Шоттки – p-n-переход”,

ВАХ – вольт-амперные характеристики,

ВФХ – вольт-фарадные характеристики,

ГЦ – глубокие центры,

ДФЛ – дефектная фотолюминесценция,

ДЭЯР - двойной электронно-ядерный резонанс,

ДШ – диод Шоттки,

ОПЗ – область пространственного заряда,

ПВА - первично выбитые атомы,

РД – радиационный дефект,

РС – радиационная стойкость,

ЭПР - электронный парамагнитный резонанс.

## **Введение.**

### **Актуальность темы.**

Современной цивилизации для дальнейшего развития требуется все больше и больше энергии. Можно предположить, что в будущем основными источниками энергии станут атомная энергетика, а также солнечная – преобразование солнечного излучения с помощью наземных и орбитальных преобразователей. Повышение надежности работы атомных электростанций, а также космической техники требует изучения радиационно-стойких материалов, а также приборов на их основе. Исследование радиационной стойкости полупроводников также необходимо для дальнейшего прогресса в аэрокосмической и военной технике. Для дальнейшего развития электроники важна разработка приборов нового поколения, которые могли бы функционировать в экстремальных условиях – при высоких температурах, повышенном уровне радиации, а также в химически активных средах.

К сожалению, традиционные полупроводниковые материалы – Si, Ge, GaAs – по своим физико-химическим свойствам не могут удовлетворить возросшим требованиям современной промышленности. Это вызывает необходимость использовать новые материалы, на основе которых можно было бы получить более стойкие к экстремальным условиям работы приборы.

Подходящими электрофизическими свойствами обладают широкозонные полупроводниковые соединения, такие как нитриды элементов 3<sup>ей</sup> группы (III-N) и карбид кремния. Ряд нерешенных технологических проблем в технологии материалов III-N снижает возможность их применения для создания приборов силовой электроники. В связи с этим карбид кремния в настоящее время является одним из наиболее перспективных материалов для создания приборов силовой и высокотемпературной электроники.

В течение последних десятилетий на основе SiC удалось создать практически все основные типы полупроводниковых приборов: диоды Шоттки и JBS (Junction Barrier Schottky diodes) и MOSFET транзисторы.

Известно, что при торможении заряженной частицы в объеме полупроводника происходит нарушение кристаллической решетки и образование радиационных дефектов (РД). Появление РД приводит к изменению ряда характеристик полупроводникового материала – уменьшению уровня легирования (компенсация), уменьшению времени жизни неосновных носителей заряда, снижению квантовой эффективности излучательной рекомбинации.

Введение радиационных дефектов может быть использовано и как контролируемое легирование полупроводников для создания локальных высокоомных областей.

Исследования радиационной стойкости карбида кремния начались еще в 60х годах прошлого века. Следует отметить, что в то время изготавливаемые образцы SiC имели высокую концентрацию легирующей примеси и содержали много структурных дефектов. На фоне низкого структурного совершенства исследуемых образцов нарушения, вносимые облучением, было достаточно сложно выделить. Это приводило к завышению определяемой радиационной стойкости SiC. По мере того, как совершенствовалась технология карбида кремния и удавалось получать все более чистые и структурно совершенные кристаллы, определяемая радиационная стойкость данного материала снижалась. Даже появились работы, где говорилось о том, что радиационная стойкость SiC меньше, чем у кремния.

Несмотря на длительную историю исследований, далеко не все аспекты радиационной стойкости карбида кремния можно считать полностью изученными. Например, нет окончательной ясности, какие именно РД являются основными компенсирующими дефектами при облучении SiC при

комнатной температуре. Не проводились исследования результатов комбинированного воздействия облучения и высоких температур на SiC приборы. Не ясно, почему скорость удаления носителей в карбиде кремния всего в два раза ниже, чем в кремнии, хотя величина запрещенной зоны SiC в три раза выше, чем в Si.

### **Цель работы.**

Основная цель работы заключалась в комплексном исследовании процессов деградации приборов на основе 4H-SiC под воздействием облучения, в том числе исследование зависимости радиационной стойкости от температуры облучения.

### **Объект исследования.**

Объектом исследования служили диоды Шоттки и JBS-структуры на основе 4H-SiC n- и p-типов проводимости, MOSFET транзисторы облучаемые электронами с энергией 0.9 МэВ и протонами с энергией 15 МэВ.

### **Задачи работы.**

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Определение параметров радиационных дефектов в 4H-SiC, возникающих в результате облучения электронами с энергией 0.9 МэВ и протонами с энергией 15 МэВ как при комнатной, так и при повышенных температурах.
2. Сравнение результатов облучений при комнатной и при повышенных температурах.
3. Определение скорости удаления носителей в SiC в зависимости от условий облучения.
4. Сравнение радиационной стойкости кремния и карбида кремния.

### **Научная новизна.**

Данная диссертация является фактически первым комплексным исследованием как свойств глубоких центров и скорости удаления носителей заряда, так и проводимости карбидкремниевых приборов при различных режимах облучения. Более того, впервые изучен результат воздействия высокотемпературного «горячего» облучения на SiC приборы.

Подробно изучены DLTS спектры радиационных дефектов, образующихся в 4H-SiC после «холодного» (проводимого при комнатной температуре) и горячего облучений электронами с энергией 0.9 МэВ и протонами с энергией 15 МэВ. Проведено сравнение результатов с литературными данными, полученными другими экспериментальными методиками.

Проведено сравнение результатов горячего и холодного облучений. Показано, что при повышенных температурах облучения происходит частичный отжиг радиационных дефектов, из-за чего процесс деградации параметров приборов происходит медленнее, чем при холодном облучении.

Проведено сравнение результатов измерений вольт-фарадных и вольт-амперных характеристик приборов после различных доз облучения. Показано, что при больших дозах облучения наблюдается серьезное различие между определяемыми с помощью этих методик концентрациями нескомпенсированных примесей ( $N_d - N_a$ ) и свободных носителей заряда ( $n$ ). Это приводит к значительной (на порядки) разнице в величине скоростей удаления носителей заряда ( $V_d$ ), рассчитанных на основе изменения  $N_d - N_a$  или изменения  $n$ . Предложена простая теоретическая модель, хорошо объясняющая экспериментальные результаты. Показано, что такая особенность в измерении  $V_d$  может наблюдаться и в других широкозонных материалах.



### **Практическая значимость.**

Проведено детальное экспериментальное исследование скоростей удаления носителей в JBS диодах на основе 4H-SiC при их облучении электронами с энергией 0.9 МэВ и протонами с энергиями 15 МэВ. Показано, что повышение температуры облучения приводит к увеличению радиационной стойкости карбида кремния. Исследовано влияние высокотемпературного облучения протонами с энергией 15 МэВ на параметры высоковольтных 4H-SiC диодов Шоттки в диапазоне температур облучения  $T_i$  23 - 500° С и доз  $D$  от  $1 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup> до  $2 \times 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. После облучения дозой  $D = 1 \times 10^{14}$  см<sup>-2</sup> при комнатной температуре величина прямого тока при прямом напряжении  $U = 2$  В уменьшается на  $\sim 10$  порядков. При этом величина напряжения отсечки  $U_c$ , равная  $\approx 0.6$  В в необлученных приборах, уменьшается до значения  $U_c \approx 0.35$  В. Облучение той же дозой при температуре  $T_i = 500^\circ$  С, напротив, приводит к росту величины  $U_c$  до значения  $U_c \approx 0.8$  В. При референтном значении прямого напряжения  $U = 2$  В уменьшение тока по сравнению со значением в необлученных приборах составило  $\sim 4$  порядка. Полученные результаты важны для SiC, так как этот материал рассматривается в первую очередь как материал для создания устройств высокотемпературной электроники.

Показано, что снижение скорости удаления носителей в SiC при повышенных температурах облучения связано с отжигом образовавшихся РД при температурах 300-450 К.

### **Методология и методы исследования**

1. Исследование проделано на SiC современных интегрированных диодах Шоттки (JBS диодах).
2. Для облучения JBS диодов электронами с энергией 0.9 МэВ использовался ускоритель электронов РТЭ-1В.

3. Для облучения JBS диодов протонами с энергией 15 МэВ использовался малогабаритный циклотрон МГЦ-20.
4. Для измерения концентрации нескомпенсированных носителей заряда в базах JBS диодов использовался метод вольт-фарадных (CV) характеристик. CV-зависимости измерялись с помощью измерителя иммитанса E7-14 с использованием программы CV-meter.

Для изучения параметров глубоких центров в JBS диодах использовался метод нестационарной емкостной спектроскопии (DLTS). Для этого была использована установка на основе емкостного спектрометра SE-8C, разработанного компанией Omnitel по принципам, предложенным Лангом.

#### **Научные положения, выносимые на защиту.**

1. Облучение электронами с энергией 0.9 МэВ или протонами с энергией 15 МэВ при повышенных температурах существенно увеличивает радиационную стойкость SiC. Для создания определенного уровня компенсации в SiC, облучаемом электронами с энергией 0.9 МэВ или протонами с энергией 15 МэВ, с ростом температуры облучения в диапазоне температур 200-500° С монотонно возрастает доза, необходимая для реализации заданного уровня компенсации.

2. Скорость удаления носителей заряда в SiC, облученном при комнатной температуре электронами с энергией 0.9 МэВ или протонами с энергией 15 МэВ, в 2 раза ниже, чем в Si при аналогичных условиях облучения. Различие объясняется тем, что в Si отжиг первичных радиационных дефектов происходит при температурах менее 300 К, в то время как в SiC отжиг первичных радиационных дефектов начинается только при температурах более 400 К.

3. При высокотемпературном (200-500° С) облучении электронами с

энергией 0,9 МэВ или протонами с энергией 15 МэВ спектр вводимых в SiC радиационных дефектов существенно отличается от спектра дефектов, вводимых при комнатной температуре: ряд глубоких центров не проявляются.

4. Компенсация карбида кремния n-типа, как широкозонного полупроводника, под воздействием облучения электронами с энергией 0.9 МэВ или протонами с энергией 15 МэВ, может быть описана простой четырехуровневой моделью, учитывающей донорный уровень и возникающие в результате облучения три типа глубоких акцепторных уровня. Данная модель позволяет объяснить различия в определении концентраций по результатам вольт-амперных и вольт-фарадных измерений. Определение концентрации по результатам вольт-амперных измерений обладает существенно более высокой разрешающей способностью, чем определение концентрации на основе вольт-фарадных характеристик.

### **Достоверность результатов**

Достоверность полученных результатов подтверждается их повторяемостью и воспроизводимостью, применением современного оборудования. Измеренные DLTS-спектры, а также рассчитанные концентрации нескомпенсированных носителей заряда хорошо согласуются с данными литературных источников.

### **Личный вклад автора**

Соискателем были проведены вольт-фарадные и DLTS измерения JBS диодов на основе 4H-SiC, а также обработка результатов в виде расчетов концентраций нескомпенсированных носителей заряда, параметров глубоких центров и скоростей удаления носителей зарядов. Соискателем были построены все вытекающие из них зависимости, а также проведено сравнение с имеющимися литературными данными.

Также соискателем были рассчитаны концентрации свободных носителей заряда из вольт-амперных характеристик (ВАХ), измеренных коллегами, и совместно с научным руководителем выведена качественная модель образования в карбиде кремния глубоких центров.

Соискатель принимала участие в апробации работ на конференциях, семинарах и подготовке результатов исследований к публикациям. Постановка задач и целей осуществлялась совместно с научным руководителем.

### Апробация результатов.

Основные результаты диссертационной работы докладывались на следующих конференциях и семинарах:

1. А. А. Лебедев, К. С. Давыдовская, В. В. Козловский. Радиационная стойкость карбида кремния 4H-SiC n-типа проводимости. 18-я всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербург, 28 ноября – 02 декабря, 2016 г.

2. А. А. Лебедев, К. С. Давыдовская, В. В. Козловский. Радиационная стойкость SiC диодов Шоттки. Physica.SPb, Санкт-Петербург, 24 октября 2016 – 27 октября, 2016 г.

3. A. A. Lebedev, K. S. Davydovskaya, A. M. Strel'chuk, A. N. Yakimenko, V. V. Kozlovski. Comparison of the effects of electron and proton irradiation on 4H-SiC and Si device structures. Mater. Sci. Forum, v.924 MSF, 2018, p. 217 – 220. International Conference on Silicon Carbide and Related Materials, ICSCRM 2017; Washington DC, USA; 17-22 September 2017.

4. А. А. Лебедев, К. С. Давыдовская, В. В. Козловский, А. Н. Якименко. Сравнение эффектов электронного и протонного облучения приборов на основе 4H-SiC и Si. 19-я Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербург, 27 ноября 2017 – 01 декабря, 2017 г.

5. A. A. Lebedev, K. S. Davydovskaya, A. M. Strel'chuk, A. N. Yakimenko, and V. V. Kozlovski. Comparison of the Effects of Electron and Proton Irradiation of Devices based on 4H-SiC and Si., Frontiers of 21st Century Physics and Ioffe Institute, 29.10 – 1.11, 2018 г.

6. К. С. Давыдовская, А. А. Лебедев, А. М. Стрельчук и В. В. Козловский. Сравнение эффектов электронного и протонного облучения приборов на основе 4H-SiC, GaN и Si. 21-я Всероссийская молодежная

конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербург, 25 ноября – 29 ноября, 2019 г.

7. К. С. Давыдовская, А. А. Лебедев, А. М. Стрельчук и В. В. Козловский, Перспективы использования карбида кремния и нитрида галлия для силовой электроники. Международная научно-техническая конференция «Инновации и перспективы развития горного машиностроения и электромеханики: IPDME-2020», Санкт-Петербург, 23 – 24 апреля, 2020 г.

8. К. С. Давыдовская, А. А. Лебедев, В. В. Козловский. Дефектообразование при электронном и протонном облучении приборов на основе 4H-SiC, GaN и Si. Международная конференция ФизикА.СПб, Санкт-Петербург, 20-22 октября 2020 г.

9. К. С. Давыдовская, А. А. Лебедев, М. Е. Левинштейн и В. В. Козловский. Влияние горячего облучения электронами/протонами на дефектообразование в карбиде кремния. 22-я Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербург, 23 - 27 ноября, 2020 г.

10. К. С. Давыдовская, А. А. Лебедев, В. В. Козловский. Перспективы использования карбида кремния и нитрида галлия для силовой электроники, VII Международная научно-практическая конференция “Инновации и перспективы развития горного машиностроения и электромеханики” IPDME-2020, Санкт-Петербург, Российская Федерация, 23-24 апреля 2020 г.

11. К. С. Давыдовская, А. А. Лебедев, М. Е. Левинштейн, В. В. Козловский, А. Е. Иванов. Высокотемпературное облучение протонами с энергией 15 МэВ SiC JBS диодов. Международная конференция ФизикА.СПб, Санкт-Петербург, 18-22 октября 2021 г.

12. А. А. Лебедев, В. В. Козловский, К. С. Давыдовская, М. Е. Левинштейн, А. Е. Иванов, Г. А. Оганесян. Влияние температуры облучения на радиационную стойкость SiC. XXXI международная конференция «Радиационная физика твёрдого тела». г. Севастополь, 5 июля – 10 июля 2021 г.

13. A. A. Lebedev, V. V. Kozlovski, K. S. Davydovskaya, M. E. Levinstein, D. A. Malevsky, G. A. Oganesyanyan. Effect of electron irradiation temperature on radiation resistance of SiC. 4<sup>th</sup> International Conference on Material Science & Nanotechnology. Online. March 24-25 2022.

14. В. В. Козловский, А. Э. Васильев, А. А. Лебедев, М. Е. Левинштейн, К. С. Давыдовская. Влияние температуры облучения электронами на образование радиационных дефектов в карбиде кремния. 51-я Международная Тулиновская конференция по Физике Взаимодействия Заряженных Частиц с Кристаллами. Москва, МГУ им М.В. Ломоносова, 24-26 мая 2022.

15. А. В. Соломникова, К. С. Давыдовская, Р. А. Двоеглазов, В. В. Козловский, П. А. Иванов, А. А. Лебедев, В. И. Зубков. Влияние глубоких центров на частотную дисперсию емкости в р-п диодах 4H-SiC. Международная конференция ФизикаА. СПб, Санкт-Петербург, 17-21 октября 2022 г.

## Публикации.

По материалам диссертации автором опубликовано 15 статей.

1. А. А. Лебедев, К. С. Давыдовская, А. М. Стрельчук. // Радиационная стойкость диодов Шоттки на основе 4H-SiC при облучении электронами с энергией 0,9 МэВ. // 2017, Поверхность, т. 9 страницы: 35-37.
2. В. В. Козловский, А. А. Лебедев, А. М. Стрельчук, К. С. Давыдовская, А. Э. Васильева, Л. Ф. Макаренко. // Влияние энергии бомбардирующих электронов на проводимость эпитаксиальных слоев n-4H-SiC (CVD). // 2017 г., ФТП, т. 51, 3 страницы: 331-316.
3. А. А. Лебедев, К. С. Давыдовская, А. Н. Якименко, А. М. Стрельчук, В. В. Козловский. // Исследование воздействия электронного и протонного облучения на приборные структуры на основе 4H-SiC. // 2017 г., Письма в ЖТФ, т. 43, 22 страницы 63-67.
4. A. A. Lebedev, K. S. Davydovskaya, V. V. Kozlovski, O. Korolkov, N. Sleptsuk, J. Toompuu // Degradation of 600-V 4H-SiC Schottky Diodes under Irradiation with 0.9 MeV Electrons // Materials Science Forum // 2016, ISSN: 1662-9752, Vol. 897, pp. 447-450.
5. A. A. Lebedev, K. S. Davydovskaya, A. M. Strelchuk, A. N. Yakimenko, V. V. Kozlovski. // Comparison of the Effects of Electron and Proton Irradiation on 4H-SiC and Si Device Structures. // June 2018, Materials Science Forum, pp. 217-220.
6. В. В. Козловский, А. А. Лебедев, К. С. Давыдовская, Ю. В. Любимова. // Гальванические и емкостные эффекты при компенсации проводимости n-SiC радиационными дефектами // 2018 г., ФТП, т.52, 12 страницы: 1532 – 1534.
7. В. В. Козловский, А. Э. Васильев, К. С. Давыдовская, А. А. Лебедев. // Роль подрешетки углерода в компенсации проводимости n-SiC. // 2019 г., Поверхность, т. 2 страницы 82-88.



8. A. A. Lebedev, K. S. Davydovskaya, V. V. Kozlovski, O. Korolkov, N. Sleptsuk, J. Toompuu. // Dependence of the carrier removal rate in 4H-SiC PN structures on irradiation temperature. // 2019 г., 12TH EUROPEAN CONFERENCE ON SILICON CARBIDE AND RELATED MATERIALS 2018 (ECSCRM 2018) Mater. Sci. Forum, v.963 страницы: 730-733; 2019 TRANS TECH PUBLICATIONS LTD ISSN: 0255-5476 ISBN: 978-3-0357-1332-9.

9. В. В. Козловский, О. Корольков, К. С. Давыдовская, А. А. Лебедев, М. Е. Левинштейн, Н. Слечук, А. М. Стрельчук, J. Toompuu. // Влияние температуры протонного облучения на характеристики мощных высоковольтных карбид-кремниевых диодов Шоттки // 2020 г., Письма ЖТФ, т.46, 6 страницы: 35-37.

10. К. С. Давыдовская, А. А. Лебедев, В. В. Козловский. // Перспективы использования карбида кремния и нитрида галлия для силовой электроники // 2020 г. // В книге (сборнике): инновации и перспективы развития горного машиностроения и электромеханики: IPDME-2020 (840 стр.) страницы: 497-500, 2020 г. Санкт-Петербургский Горный университет. VII Международная научно-практическая конференция “Инновации и перспективы развития горного машиностроения и электромеханики” IPDME-2020; Санкт-Петербург, Российская Федерация; 23-24 апреля 2020.

11. A. A. Lebedev, V. V. Kozlovski, K. S. Davydovskaya, M. E. Levinshtein. // Radiation hardness of silicon carbide upon high-temperature electron and proton irradiation. // 2021, Materials, v.14, 17 ArtNo: #4976.

12. A. A. Lebedev, V. V. Kozlovski, M. E. Levinshtein, A. E. Ivanov, K. S. Davydovskaya // Effect of high temperature irradiation with 15 MeV protons on characteristics of power SiC Schottky diodes. // Solid-State Electronics, Volumes 181–182, August 2021.

13. A. A. Lebedev, V. V. Kozlovski, M. E. Levinshtein, A. E. Ivanov, K. S. Davydovskaya, V. S. Yuferev, A. V. Zubov // Impact of high temperature electron

irradiation on characteristics of power SiC Schottky diodes\_Radiat. Phys. Chem., v.185, 2021.

14. А. А. Лебедев, В. В. Козловский, М. Е. Левинштейн, Д. А. Малевский, Г. А. Оганесян, А. М. Стрельчук, К. С. Давыдовская. // Отжиг высоковольтных 4H-SiC диодов Шоттки, облученных электронами при высокой температуре. // 2022, ФТП, т.56, 4 страницы: 441-445.

15. A. A. Lebedev, V. V. Kozlovski, K. S. Davydovskaya, R. A. Kuzmin, M. E. Levinshtein, A. M. Strelchuk. // Features of the Carrier Concentration Determination during Irradiation of Wide-Gap Semiconductors: The Case Study of Silicon Carbide. // Materials, v.15, 23, 2022, ArtNo: #8637.

### **Структура и объём диссертации.**

Диссертация состоит из введения, заключения, 3 глав, 54 рисунков, 17 таблиц, 143 страниц и список литературы из 132 источников.

## 1 глава. Литературный обзор.

### 1.1. История карбида кремния и приборов на его основе.

Традиционно потенциально радиационно-стойкими считаются полупроводники, имеющие большую энергию связи, например, алмаз, нитрид бора или карбид кремния (SiC).

В 60<sup>ые</sup> годы прошлого века казалось, что в области силовой электроники SiC сможет так же быстро заменить кремний, как кремний заменил германий. Однако значительные технологические сложности при производстве карбида кремния надолго затормозили процесс его внедрения в промышленность.

За последние десятки лет достигнутый прогресс в технике дал возможность разработать на основе карбида кремния приборы, которые смогли реализовать потенциальные преимущества данного материала в силовой электронике [1-3].

Первым, кому удалось синтезировать карбид кремния SiC, был шведский химик Йёнс Якоб Берцелиус. В 1849 г. это соединение было получено Дебре путем восстановления кремнезема углеродом. Независимо кристаллы SiC были обнаружены Генри Муассаном (Moissan), при исследовании метеоритов в каньоне Дьявола (Diablo Canyon) в Аризонской пустыне. В 1905 году минералу было присвоено имя открывателя – «муассанит». В настоящее время это название используется для ювелирных изделий из карбида кремния. В конце двадцатого века Ачесоном был предложен и запатентован метод промышленного получения карбида кремния, но выращенные этим методом кристаллы были сильно легированы (до  $10^{21}$  см<sup>-3</sup>), политипно неоднородны и малых размеров  $10 \times 10 \times 3$  мм<sup>3</sup> [4,5].

Подробно электролюминесценцию карбида кремния изучил О. В. Лосев в 1923-1940 гг. [6]. Им было установлено, что один тип свечения,

связан с существованием “активного слоя”, который находится на поверхности кристалла. Позднее Лосевым было продемонстрировано, что этот слой имеет электронную проводимость, в то время как объем образца – дырочную. Также, именно им была открыта связь между электролюминесценцией и выпрямлением. Таким образом, 2 наиболее важных явления в полупроводниковой электронике, а именно электролюминесценция и выпрямительные свойства в p-n структурах, были впервые обнаружены именно в кристаллах SiC. Однако из-за того, что вся промышленность того времени основывалась на электровакуумных лампах – на эти открытия научная общественность не обратила внимания.

Известно, что промышленный интерес к полупроводникам возник после того, как В. Шокли обнаружил в 1949 г. транзисторный эффект на кристаллах германия. Где-то в то же время J. Lely был предложен новый метод выращивания кристаллов карбида кремния [7]. В этом методе рост монокристаллов производился путем сублимации в результате перегонки карбида кремния через паровую фазу из более горячих областей в более холодные. Перегонка велась в инертной среде (аргоне) при температурах  $2500 \div 2650^\circ \text{C}$ . Этим методом можно было выращивать кристаллы площадью до  $4 \text{ см}^2$  с концентрацией нескомпенсированной примеси  $10^{16} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . К недостаткам данного метода можно было отнести высокие температуры роста, неуправляемость процессов зарождения и роста кристаллов.

В 1950х годах учеными был начат поиск полупроводниковых материалов, которые функционировали бы при более высоких температурах, нежели германий. В связи с этим кремний и карбид кремния вновь начали набирать популярность [4]. В следующие пару десятков лет было выполнено множество работ, посвященных свойствам карбида кремния, а также созданию на его основе полупроводниковых приборов. Однако и на этот раз популярность SiC быстро угасла, из-за недостаточно развитой технологии по

получению чистых кристаллов карбида. Особенно по сравнению с успехами в развитии технологий кремния и арсенида галлия.

В 1970 году для выращивания эпитаксиальных слоев SiC был предложен сублимационный “сэндвич-метод” [8]. Суть этого метода заключалась в том, что выращивание осуществлялось при сближении источника паров к подложке. Эпитаксия проводилась в условиях вакуума, что позволило снизить температуру процесса до 1810-1910° С.

В конце 70-х годов был также предложен метод выращивания объемных кристаллов SiC [9] - модифицированный метод Лели. Предложенный метод основан на конденсации пара на монокристаллическую подложку. Рост проводился при температурах около 2000° С. Диаметр выращиваемого слитка определялся размерами подложки (в настоящее время до 200 мм) [10].

Следующим этапом в развитии технологии SiC можно считать применение метода, газотранспортной (CVD) эпитаксии для получения пленок 3C-SiC на подложках из кремния [11]. Возможность применения стандартной техники и подложек больших площадей позволило перевести выращивание карбида кремния на промышленные коммерческие масштабы [12]. Однако температуры эпитаксии, ограниченные температурой плавления кремния, не позволяли выращивать структурно совершенные пленки SiC. Поэтому в дальнейшем метод CVD использовался для роста пленок карбида кремния на подложках SiC. Применение данной технологии роста позволило получить на основе карбида кремния практически все типы полупроводниковых приборов - ультрафиолетовые приемники, диоды Шоттки, выпрямительные диоды, биполярные транзисторы, полевые транзисторы и т. д. [13,14].

## 1.2. Политипизм карбида кремния.

SiC может существовать в нескольких различных модификациях, которых имеют, одинаковый химический состав, но отличаются строением кристаллической решётки (политипы) Рисунки 1, 2, а соответственно, и свойствами (Таблица 1) [15]. В настоящее время известно свыше 200 кристаллических модификаций SiC. Все известные политипы карбида кремния кристаллизуются по законам плотной шаровой упаковки и представляют собой бинарные структуры, построенные из идентичных слоёв, отличающиеся как порядком расположения квазикубических (С) или гексагональных (Н) слоёв, так и числом слоёв в элементарной ячейке. Для характеристики политипа обычно используют обозначения Рамсдела, состоящие из натурального числа, равного числу слоёв, соответствующему периоду решётки в направлении, перпендикулярном базовой плоскости ((111) для кубического SiC или (0001) для остальных политипов), и буквенного символа, характеризующего сингонию решётки Браве: С - кубическая, Н - гексагональная, R - ромбоэдрическая.

Таблица 1. Свойства политипов карбида кремния [15].

Материал	Ширина запрещенной зоны, эВ	Напряжение пробоя, $10^6$ В/см	Подвижность электронов, $\text{см}^2/(\text{В}\times\text{с})$
3C-SiC	2.36	1	$\leq 1200$
4H-SiC	3.23	3÷5	$\leq 900$
6H-SiC	3	3÷5	$\leq 400$

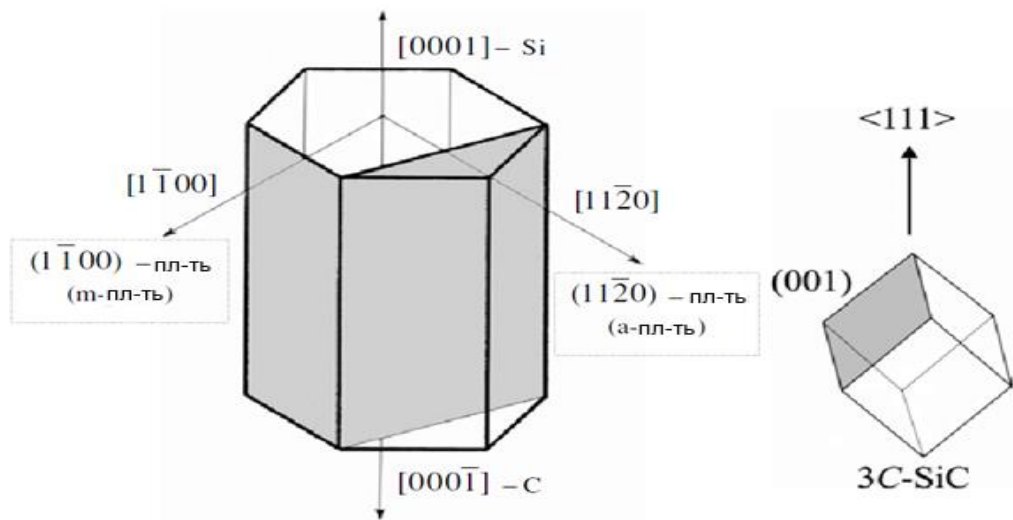


Рисунок 1. Схематическое изображение гексагональной и кубической элементарных ячеек SiC [15].

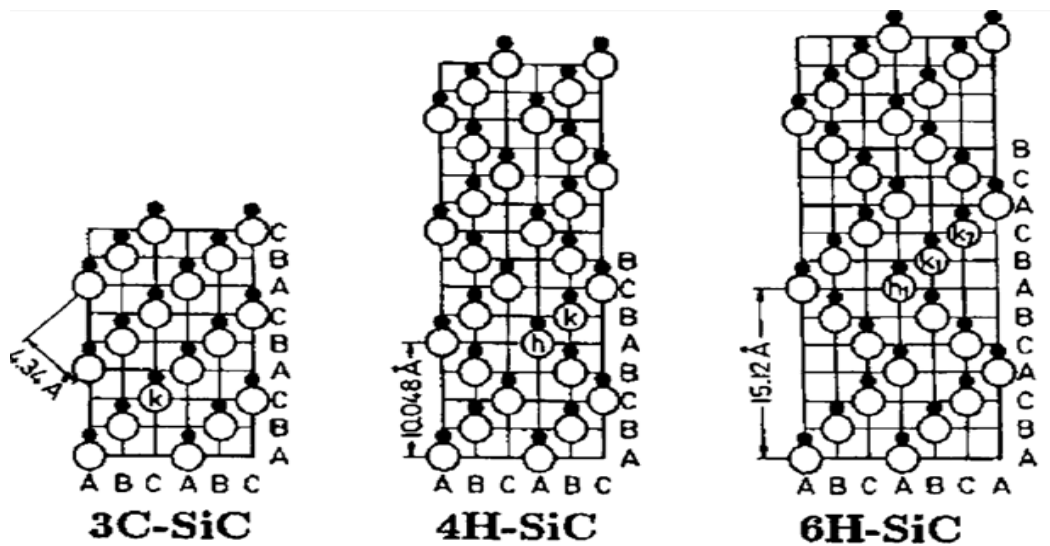


Рисунок 2. Положение атомов кремния и углерода (белый – кремний, черные - углерод) в плоскости  $(1120)$  для некоторых поли типов SiC [15].

### 1.3. Свойства карбида кремния, как материала для полупроводниковой электроники.

Потенциальные возможности широкозонных материалов для создания полупроводниковых приборов анализировались давно [1-3]. Большая ширина запрещенной зоны, чем у Si и GaAs, дает этим материалам следующие преимущества:

- большая рабочая температура;
- возможность создания на основе этих материалов светоизлучающих устройств видимого диапазона;
- высокие критические поля пробоя ( $E_{cr}$ );
- высокая радиационная стойкость.

Первые исследования радиационных дефектов в карбиде кремния, проведенные в 1950–1960-х годах, подтвердили высокую радиационную стойкость этого материала [16]. Следует отметить, что исследуемые в те годы кристаллы были сильно легированы и имели высокую плотность структурных дефектов. По мере получения все более совершенных и чистых образцов SiC их измеряемая радиационная стойкость постепенно снижалась. Появились даже сообщения, в которых указывалось, что SiC не только не превосходит кремний по радиационной стойкости, но даже уступает ему по ряду параметров [17–20, 21-24].

Разные политипы карбида кремния имеют разные характеристики, например, такие как ширина запрещенной зоны  $E_g$  [25]. Приборы на основе карбида кремния имеют большой диапазон рабочих температур (до  $\sim 1000^\circ\text{C}$ ).

Следует отметить, что хоть алмаз по своим параметрам и превосходит карбид кремния, но в его технологии по-прежнему существует ряд нерешенных проблем. Так, пока не удастся получить монокристаллические слои алмаза на основе подложек других материалов, а размер (при большой



цене) собственных подложек весьма небольшой. Также пока не существует сильно легированных слоев алмаза n-типа проводимости.

Среди свойств карбида кремния также важна высокая теплопроводность, благодаря которой упрощается теплоотвод. Если к этому всему прибавить еще и большие скорости насыщения носителей (большие токи насыщения полевых транзисторов), то это делает карбид кремния весьма перспективным для использования в области силовой электроники.

У SiC также большая температура Дебая – температура, при которой упругие колебания кристаллической решетки (фононы) имеют максимальную для данного материала энергию (Таблица 2). Температуру Дебая можно рассматривать как параметр, характеризующий термическую стабильность полупроводника. При превышении данной температуры колебания могут стать неупругими, что может привести к разрушению материала.

*Таблица 2. Параметры некоторых полупроводниковых материалов.*

	Si	GaAs	4H-SiC	GaN	Алмаз
$E_g$ , эВ	1.12	1.43	3.23	3.39	5.45
Прямая зонная структура		+		+	
Поле пробоя, МВ/см	0.3	0.6	3÷5	>3	10
Теплопроводность, Вт/см×К	1.5	0.46	4.9	1.3	11
Подвижность электронов, см <sup>2</sup> /В×с	1500	8500	≤ 900	1250	2200
Наличие собственной подложки	+	+	+	-	-
Температура Дебая, К	650	350	1200	600	1850
Диэлектрическая проницаемость	11.7	12.9	10	10	5.7

В таблице 2 также указана структура зон (прямая или непрямая) и наличие собственной подложки большого диаметра. Первый фактор во многом определяет перспективность применения данного материала для оптоэлектронных устройств.

Карбид кремния имеет собственную подложку большого диаметра (в настоящее время до 200 мм), что как и возможность получения SiC n- и p- типа проводимости, и наличие собственного окисла ( $\text{SiO}_2$ ), делает его перспективным материалом для создания различных типов полупроводниковых приборов.

Из этого можно заключить, что по всем главным критериям карбид кремния превосходит классические полупроводники, такие как кремний и арсенид галлия. Таким образом, в настоящее время для создания силовых приборов SiC является самым перспективным материалом среди наиболее разработанных и наиболее разработанным среди самых перспективных.

#### **1.4. Дефекты в кристаллической решетке.**

В природе кристаллы никогда не являются “идеальными”, то есть они имеют те или иные несовершенства в периодичности расположения своих атомов – дефекты.

Такие дефекты классифицируют, например, по пространственным характеристикам:

- точечные,
- линейные,
- поверхностные,
- объемные.

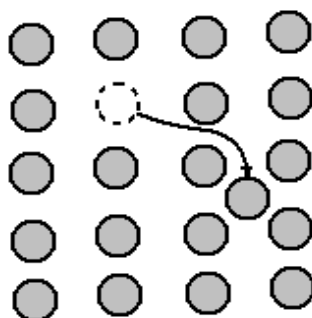
При точечных дефектах нарушения в кристалле соизмеримы с размерами атома. Обычно такие дефекты малы во всех 3 измерениях (не больше нескольких атомных диаметров).

Точечными дефектами являются:

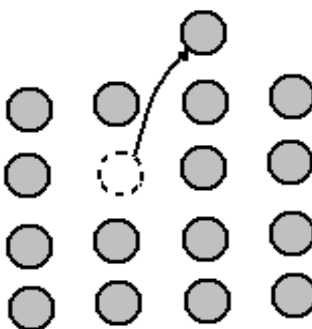
- межузельные атомы (находятся вне узлов кристаллической решетки),
- вакансии (узлы в кристаллической решетке, которые свободны от атомов),
- примесные атомы, замещающие основной атом или внедряющиеся в междоузлия.

При переходе атома из его равновесного положения в междоузлие образуется пара междоузельный атом – вакансия - это дефект Френкеля. На рисунке 3 показан его пример. Такой выход из равновесия может произойти из-за внешнего воздействия, такого как нагрев или облучение.

Дефектом же Шоттки считается дефект, образующийся при выходе атома из своего узла на поверхность кристалла (рисунок 4).



*Рисунок 3. Дефект Френкеля.*



*Рисунок 4. Дефект Шоттки.*

Линейные дефекты имеют ширину не свыше нескольких межатомных расстояний при длине, способной достичь размеров всего кристалла.

Если же дефект имеет большую протяженность в 2 измерениях при толщине в несколько межатомных расстояний, то такой дефект называется поверхностным (двумерным). Такими дефектами являются, например, двойниковые границы, дефекты упаковки, границы зерен, а также внешние поверхности кристалла. Под дефектами упаковки имеются в виду локальные изменения порядка плоскостей, плотно упакованных в кристалле.

Соответственно, у объемных (трехмерных) дефектов размеры относительно заметны во всех трех измерениях.

### **1.5. Радиационное дефектообразование.**

Под действием ионизирующего облучения радиационные дефекты образуются в 2 стадии.

На первой генерируются первичные радиационные дефекты. При получении от налетающей частицы энергии, достаточной для сдвига из узла, атом полупроводника смещается в междоузлье. Таким образом, возникают “первично выбитые атомы” (ПВА). Если у таких атомов достаточно энергии, то может возникнуть целый каскад смещений атомов полупроводника. Логично, что тяжелые частицы с большой энергией смогут повреждать полупроводник сложным каскадом соударений. В то же время легкие частицы с небольшими энергиями потеряют всю энергию всего за несколько столкновений.

Вторая стадия наступает при повышении температуры образца и является формированием вторичных радиационных дефектов. На этой стадии первичные дефекты взаимодействуют между собой, а также с дефектами и примесями полупроводника. В результате, формируются стабильные для данных условий радиационные дефекты, которые можно использовать в

технологии изготовления различных полупроводниковых приборов. Например, для контроля времени жизни носителей заряда или при создании локальных высокоомных областей материала.

Наиболее наглядным примером действия легких частиц с малой энергией являются электроны с энергией  $\leq 1$  МэВ. С такими параметрами атомам решетки передается энергия примерно равная пороговой энергии смещения, то есть энергии хватает лишь на создание одиночных пар Френкеля. Такой вид облучения называется модельным.

### **1.6. Пороговая энергия дефектообразования.**

Радиационной стойкостью обычно называют неизменность параметров материалов, а также приборов, которые были созданы на их основе, при облучении их разными видами излучения. Полупроводник считается тем более радиационно-стойким, чем больше нужна доза облучения, чтобы он перестал сохранять свои параметры. Обычно радиационная стойкость растет с увеличением энергии связи в решетке полупроводника (увеличение  $E_g$ ).

Для оценки радиационной стойкости ввели “пороговую энергию дефектообразования”  $E_d$ . Под ней понимается минимальная энергия, которую частице необходимо передать полупроводниковой матрице для того, чтобы в ней образовалась пара Френкеля [26, 27].

Существует определенный разброс в экспериментально определенных значениях  $E_d$ : Таблица 3 [27-30]. Это могло быть связано с тем, что в экспериментах использовались образцы с различным структурным совершенством. Структурные дефекты могли играть стоков для первичных радиационных дефектов, увеличивая определяемую величину  $E_d$ .

Таблица 3. Расчетные и экспериментальные значения пороговой энергии дефектообразования для некоторых полупроводников. [27-30]

Параметр	GaAs	Si	3C-SiC	Алмаз	6H- и 4H-SiC
Постоянная решетки $a_0, \text{Å}$	5.65	5.431	4.36	3.57	3.08
$E_d, \text{эВ}$ (расчет согласно ф-ле) [28]	9	12.8	37	80	153
$E_d, \text{эВ}$ (эксперимент)	8÷20	13÷20	106 54÷90	60÷80	97 30÷35

В работе [31] была введена эмпирическая формула, определяющая пороговую энергию дефектообразования через:

$$1.117 \times E_d = (10/a_0)^{4.363} \quad (1.6.1),$$

где  $E_d$  измеряется в эВ,  $a_0$  – в Å.

Можно отметить, что в данных работах  $E_d$  для кубического карбида кремния (3C-SiC) оказалась отличной от других политипов, но это можно списать на меньшее структурное совершенство кубического политипа на момент проведения тех экспериментов. Скорее всего у всех политипов  $E_d$  около 30-35 эВ. Это в 1.5-2 раза больше, чем у Si и GaAs, и в 2-2.5 раза меньше чем у алмаза.

Знание пороговой энергии дает возможность рассчитать количество первично создаваемых дефектов под воздействием радиационного излучения. В качестве примера приведены данные для алмаза, кремния и арсенида галлия по количеству возникающих первичных радиационных дефектов, нормированному на соответствующую величину для карбида кремния в Таблице 4 по данным [32]. Видно, что по этому параметру SiC незначительно уступает алмазу, но заметно превосходит кремний и тем более арсенид галлия.

*Таблица 4. Число возникающих первичных радиационных дефектов для ряда полупроводников, нормированное на соответствующую величину для карбида кремния. [32]*

Полупроводник	Протоны	Космические лучи
Алмаз	1.2	0.5
Кремний	2.4	3.3
Арсенид галлия	12	27.5

### **1.7. Скорость удаления носителей заряда.**

Формирование дефектов, находящихся глубоко в запрещенной зоне полупроводника, под воздействием радиации приводит к компенсации проводимости исходного материала. К примеру, в полупроводнике n-типа электроны в таком случае уходят из зоны проводимости на акцепторные радиационные дефекты. В итоге, проводимость уменьшается, а для случая больших доз радиационного облучения - полупроводник может стать изолятором.

Для описания процесса компенсации полупроводника введено понятие “скорость удаления носителей заряда”  $V_d$  [26]:

$$V_d = \frac{\Delta n}{D} = \frac{(n_0 - n)}{D} \quad (1.7.1),$$

где  $n_0$  и  $n$  – концентрации носителей в зоне проводимости до и после облучения,  $D$  – доза облучения (флюенс).

Авторы работы [33] описали особенности в определении скорости удаления носителей  $V_d$  для карбида кремния, а также широкозонных полупроводников, в общем. Дело в том, что полупроводники с широкой запрещенной зоной могут иметь глубокие радиационный центры с энергией ионизации  $\geq 1\text{эВ}$ . Эти центры не будут ионизованы при комнатной температуре, а величина  $V_d$  будет зависеть от температуры и будет уменьшаться с увеличением температуры измерения.

Скорость удаления носителей может быть отрицательной в случае образования глубоких РД в верхней половине зоны (для материала n-типа проводимости) при повышенных температурах.

В Таблице 5 представлены экспериментальные значения величины  $V_d$ , определенные при облучении политипов SiC различными видами заряженных частиц.

Таблица 5. Значение  $V_d$  для SiC и Si по данным разных авторов [34].

Полупроводник	$N_d^+ - N_a^-$ , $\text{см}^{-3}$	Частицы/Энергия/Доза	$V_d$ , $\text{см}^{-1}$
4H-SiC	$1 \times 10^{15}$	$\alpha$ / 1.7 МэВ / $2 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$	$4 \times 10^5$
	$2 \times 10^{18}$	$\text{H}^*$ / 350 кэВ / $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$	$2 \times 10^4$
		Протоны / 8 МэВ / $6 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$	130
6H-SiC		$\alpha$ / 5.5 МэВ / $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$	$7.8 \times 10^4$
		Нейтроны	4.5
	$4 \times 10^{16}$	Протоны / 8 МэВ / $6 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$	17
3C-SiC	$10^{16}$	Нейтроны / 1 МэВ / $10^{14} \text{ см}^{-2}$	7.2
		Электроны / 1 МэВ	0.014
		$\alpha$ / 1.7 МэВ / $2 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$	$5 \times 10^4$
Si		Нейтроны / 1 МэВ / $10^{14} \text{ см}^{-2}$	7.8
		Электроны / 1 МэВ	0.01-0.1
		Протоны / 8 МэВ / $6 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$	200-350

В случае малых доз облучения (обычно в этих условиях определяется  $V_d$ ) предполагают, что оно не создает большого изменения в положении уровня Ферми. Т.е. уровень Ферми находится на несколько кТ ниже, чем основные донорные уровни, при условии, что суммарная концентрация



вводимых РД значительно меньше, чем  $(N_d - N_a)$ . Стоит отметить, что разные радиационные дефекты вносят различный вклад в значение  $V_d$ .

Все образующиеся радиационные дефекты, с учетом их энергетического положения, условно можно разбить на три типа (для определенности рассмотрим материал n-типа проводимости):

1. Радиационные дефекты, которые расположены выше, чем уровень основных донорных уровней,

2. Радиационные дефекты, которые расположены в запрещенной зоне (ее верхней половине), но при этом ниже уровня основных донорных уровней, а также ниже уровня Ферми.

3. Радиационные дефекты, которые располагаются в нижней половине запрещенной зоны.

Важно отметить, что величина  $V_d$  может зависеть от метода измерения. В случае измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) или эффекта Холла из измерений определяется концентрация электронов после облучения с соответствии с выражением (1.7.1).

При измерении вольт-фарадных характеристик ( $C-V$  измерения), проводимых на обратно смещенных диодах Шоттки или p-n переходах, измеряется величина  $(N_d - N_a)$ . При этом скорость удаления  $\eta_N$  определится, как:

$$\eta_N = [(N_d - N_a)_0 - (N_d - N_a)_1] / D \quad (1.7.2),$$

где  $(N_d - N_a)_0$  – исходное значение концентрации нескомпенсированных доноров,  $(N_d - N_a)_1$  – значение  $(N_d - N_a)$  после облучения,  $D$  – доза облучения.

## 1.8. Дефекты и примеси в 4H-SiC.

Разрешенные состояния в запрещенной зоне полупроводников традиционно разделяются на “мелкие” и “глубокие”. Данное деление довольно условное, но стандартно “мелкими” считают уровни с энергией ионизации  $E_i < 0.1$  эВ, а “глубокими” с  $E_i \geq 0.1$  эВ. Для карбида кремния данное деление является еще более условным, т. к. даже основные донорные и акцепторные уровни могут иметь энергию ионизации  $\geq 0.1$  эВ.

Основными донорными и акцепторными примесями в SiC являются элементы V и III групп. А p-тип может быть получен путём легирования алюминием, бором, галлием, а также такими элементами II группы, как бериллий и скандий.

### Азот.

Нелегированные слои карбида кремния имеют проводимость n-типа. Это можно объяснить неконтролируемым легированием растущего слоя азотом. Более того азот обладает наименьшей энергией ионизации из всех примесных донорных уровней. Кроме того за счет имплантации ионов азота также есть возможность получить тонкие сильно легированные слои SiC для формирования омических контактов [35].

Исходя из исследований энергии ионизации уровней азота в 4H-SiC, можно сказать, что  $E_i$  составляет  $\leq 0.1$  эВ:  $E_c-0.052$  и  $E_c-0.092$  для двух неэквивалентных состояний [36].

Большинством исследователей принято считать, что азот занимает в решетке карбида кремния место углерода [37, 38]. Однако есть информация, что по крайней мере в политипе 3C- карбида кремния (особенно при концентрациях меньше  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>), азот замещает и кремний [39].

## Бор.

Большое количество работ посвящено диффузии Бора в карбид кремния [40-56].

Интерес к этой примеси вызван тем, что Бор образует в SiC акцепторные уровни, а, следовательно, его можно использовать для создания p-n переходов. Помимо этого, Бор имеет высокую растворимость  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> и является одной из наиболее быстродиффундирующих примесей в SiC.

Согласно холловским измерениям было получено, что энергия ионизации бора составляет  $E_v+0.35$  эВ [42, 43]. Также в работах [47, 48] говорится, что при легировании бором в 6H-SiC помимо мелкого бора образуется более глубокий D-центр ( $E_v+0.58$  эВ). В дальнейшем аналог D-центра был найден и в 4H-SiC [49, 50, 57].

Бор создает в карбиде кремния два акцепторных уровня:

- Мелкий с энергией  $E_v+(0.3\div 0.4)$  эВ
- И более глубокий с энергией  $E_v+(0.55\div 0.60)$  эВ [42, 58-60].

Интересно, что соотношение между двумя состояниями Бора сильно зависит от способа и условий получения образца.

Мелкий уровень соответствует атому бора, замещающий атомы кремния ( $V_{Si}$ ) [61,62]. С природой же глубокого уровня (D-центра) возникало много предположений. Одни считали, что глубокий уровень связан с атомом бора, замещающим углерод ( $V_C$ ) [61], другие - что он обусловлен межузельным бором ( $V_i$ ) [63].

Наиболее убедительные результаты были получены с помощью резонансных методов, например электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и двойного электронно-ядерного резонанса (ДЭЯР), при использовании образцов SiC<V>, специально обогащенных изотопом <sup>13</sup>C. Установлено, что глубокий бор связан с комплексом (ассоциатом) бора в кремниевой подрешетке с вакансией углерода ( $V_{Si}-V_C$ ) [52, 53, 64-66].

Кроме того, D-центр является характерным уровнем для карбида кремния и был обнаружен в материале, выращенном по различным технологиям [54, 55].

Исходя из работы [56], диффузия бора в карбид кремния из газовой фазы может описываться на основе двухкомпонентной модели. Медленным компонентом с высокой поверхностной концентрацией считается „мелкий“ бор - бор в узлах кремния. Быстрым компонентом - „глубокий“ бор (примесно-дефектные пары бор-углеродная вакансия).

### **Глубокие уровни в SiC.**

Не смотря на то, что глубокие уровни в SiC исследуются достаточно много лет, до сих пор существует множество споров об их структуре и природе.

Далее будут рассмотрены глубокие центры в 4H SiC, параметры которых определены достаточно надежно.

В экспериментах обычно используют облучение n-типа карбида кремния, так что большинство приведенных дефектов являются электронными ловушками.

#### **1. $E_0$ , $E_1$ , $E_2$ , $E_3$ , $E_4$ , $E_{H4}$ , $E_{H5}$ , $E_{H6}/E_{H7}$ .**

При облучении электронами 4H-SiC достаточно типичными являются электронные ловушки типа  $E_n$  ( $E_0$ ,  $E_1$ , ...,  $E_{H7}$ ) [67]. Причем ловушка  $E_{H6}/E_{H7}$  является настолько глубокой, что находится практически в середине запрещенной зоны карбида кремния ( $E_i = 1.58$  при ширине запрещенной зоны SiC 3.23 эВ).

Из-за того, что некоторые пики, такие как  $E_0/E_1$  и  $E_{H6}/E_{H7}$  чаще всего представляют собой неразрешенные (сдвоенные) пики в DLTS спектре, то в качестве энергии ионизации и сечения захвата указываются усредненные значения.

В работе [67] исследованы результаты радиационного облучения диодов Шоттки на основе 4H-SiC n-типа проводимости, выпускаемых Cree, Inc электронами 1.05, 2.1, 5 и 10 МэВ с дозами до 600 кГр, а также сравниваются с результатами облучения электронами с энергией 4,5 МэВ. Показано, что спектр вводимых ловушек достаточно схож для всех энергий облучения. Доминирующей является генерация простых, термически нестабильных дефектов, что подтверждается наличием акцепторных уровней, расположенных на уровне 0.25, 0.38, 0.60 и 0.72 эВ ниже края зоны проводимости 4H-SiC. С увеличением энергии электронов число простых дефектов насыщается, а появление более сложных дефектов, увеличивается. Большинство введенных дефектов оказались акцепторными центрами, которые компенсируют донорные уровни (азот).

В спектре типичных для эпитаксиальных слоев *n*-4H-SiC обнаружены три пика, связанных с глубокими уровнями [68]: Ti ( $E_v + 0.15 \div 0.17$  эВ) при  $T = 145$  К, рекомбинационный центр  $Z_1/Z_2$  ( $T = 285$  К) и  $EH_6/EH_7$  ( $T = 621$  К).

В [67] спектры DLTS, измеренные после облучения, показывают, что электронное облучение в диапазоне энергий от 1.05 до 10 МэВ приводит к появлению полосы уровней с локальными максимумами при температурах 150, 255 и 302 К. По-видимому такой спектр обусловлен перекрытием нескольких пиков (дефектов) с близкими энергиями активации. К сожалению, низкая температурная стабильность этих дефектов не позволила авторам детально понять их происхождение. Максимумы, обозначенные как  $E_0/E_1$ ,  $E_2$  и  $E_3$ , обычно появляются в разных пропорциях в спектрах DLTS, измеренных на 4H-SiC, облученном разными частицами (электронами, нейтронами, протонами и альфа-частицами) [69-71]. Они связаны с точечными дефектами. Например, в работе [72] они упоминаются как уровни  $S_1/S_2$ ,  $S_3$  и  $S_4$ . Максимальный по концентрации пик ( $E_2/E_3$ ) обычно разделяется на два пика  $E_2$  ( $E_C - 0.60$  эВ) и  $E_3$  ( $E_C - 0.72$  эВ) в сопровождении зависимого пика  $E_0/E_1$ , состоящего из двух уровней  $E_0$  ( $E_C - 0.25$  эВ) и  $E_1$  ( $E_C -$

0.38 эВ) с существенно разными сечениями захвата электронов. В то время как уровень  $E_1$  относится к межузельному атому углерода ( $C_i$ ), происхождение пика  $E_2$  все еще обсуждается.

Уровень, дающий максимум при  $T = 415$  К, идентичен уровню  $EN_4$ , описанному в [69,70]. Этот уровень связан с дефектным кластером более высокого порядка, так как он был обнаружен после облучения электронами с энергией 2.5 МэВ при дозе облучения (флюенсе) выше  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>, но отсутствовал в 4Н-SiC, облученном электронами низкой энергии (80–250 кэВ). Пик уровня при  $T = 480$  К имеет те же характеристики, что и центр  $EN_5$ , обнаруженный в облученном электронами или протонами 4Н-SiC, отожженном при 300° С [69,70]. Дефекты  $EN_4$  и  $EN_5$  стабильны при температурах ниже 200° С и отжигаются между 400 и 600° С [70].

В [73] DLTS пик уровня  $EN_6 / EN_7$  ( $E_C - 1.58$  эВ) был проанализирован с помощью преобразований Лапласа позволяющих разделить сигналы от уровней  $EN_6$  и  $EN_7$ . Результаты показывают, что уровни  $EN_6$  и  $EN_7$  на самом деле расположены на 1.30 и 1.49 эВ ниже минимума зоны проводимости, соответственно.  $EN_6/EN_7$  являются устойчивыми дефектами, которые отжигаются при температурах выше 1300° С [70].

Проблема систематизации глубоких уровней заключается еще и в том, что авторами все еще не введено точное обозначение получаемых дефектов. Так в [72] все ловушки нумеровались, как S0-S5 (Таблица 6). Работа посвящена наблюдению низкотемпературного отжига в диодах Шоттки 4Н-SiC, облученных электронами с энергией 8.6 МэВ.

Таблица 6. Энергия ионизации  $E_T$ , концентрация  $N_T$ , площадь сечение захвата  $\sigma$  и скорость введения электронных уровней  $\eta$ , наблюдаемые в 4H-SiC, облученном дозой электронов 40 Mrad. [72]

Название ловушки	$E_T$ (эВ)	$N_T$ (см <sup>-3</sup> )	$\sigma$ (см <sup>2</sup> )	$\eta$ (см <sup>-1</sup> )
S0	0.15	$1.4 \times 10^{13}$	$6 \times 10^{-16}$	~ 0
S1	0.23	$5.5 \times 10^{13}$	$9 \times 10^{-16}$	0.06
S2	0.39	$4.0 \times 10^{14}$	$2 \times 10^{-15}$	0.42
S3	0.65/0.5	$4.2/5.4 \times 10^{14}$	$10^{-16}/10^{-14}$	0.44
S4	0.75	$1.3 \times 10^{14}$	$6 \times 10^{-15}$	0.13
S5	0.89	$4.6 \times 10^{13}$	$7 \times 10^{-15}$	~ 0

Методом DLTS в необлученных диодах были обнаружены два электронных уровня, названные в дальнейшем S0 и S5, с энергиями ионизации  $E_T = 0.15$  эВ и  $E_T = 0.89$  эВ. В результате облучения электронами наблюдались появление новых уровней, обозначенные от S1 до S4, с энергиями  $E_T = 0.23$  эВ,  $E_T = 0.39$  эВ,  $E_T = 0.51$  эВ и  $E_T = 0.75$  эВ соответственно, концентрация которых линейно увеличивается с увеличением дозы облучения. Два из этих уровней, S1 и S2, были обнаружены и в необлученном диоде, хотя и с концентрациями, равными  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>, близкими к пределу чувствительности метода измерения. Исходя из этих данных, можно предположить, что пик S1 – это E0, S2 – E1, S3 – Z1/Z2, S4 – E3, а S5 – это RD<sub>1/2</sub>.

В основном работа [72] посвящена стадиям отжига дефектов. Авторами было выделено 2 стадии отжига дефектов в диодах Шоттки 4H-SiC: в первой (360–400 К) доминирующий пик S2 резко уменьшается, тогда как пик S3, значительно уширенный из-за наложения соседних уровней, демонстрирует

увеличение амплитуды, а вторая (400–470 К), связана с уменьшением амплитуды пика S3.

Начальное уменьшение свободных носителей является следствием введения акцепторных уровней в запрещенную зону, тогда как последующее увеличение свободных носителей могло быть связано с исчезновением пика S2.

Наиболее примечательными особенностями низкотемпературного отжига являются резкое уменьшение амплитуды уровня S2 после первой стадии отжига при 360 – 400 К и перестройка амплитуды пика S3 на протяжении двух стадий отжига в температурном интервале 360 – 470 К. Соответственно, после отжига возрастает концентрация свободных носителей заряда.

Возможное объяснение отмеченных выше результатов состоит в том, что дефекты, связанные с уровнем S2, исчезают при температурах между 360 и 400 К. Про отжиг в этом температурном интервале сообщалось при исследовании ЭПР 3C-SiC облученном электронами (при  $T = 323$  К) [74], и при исследовании обратного рассеяния Резерфорда на имплантированном алюминием 4H-SiC (интервал отжига от  $T = 250$  К до  $T = 420$  К) [75]. Кроме того, последние теоретические модели и численное моделирование [76] предсказывают рекомбинацию углеродных междоузлий и вакансий при  $T = 400$  К.

В работах [77, 78] сравнивались результаты электронного и протонного облучений 4H-SiC. В них облучались структуры 4H-SiC протонами с энергией 8 МэВ и электронами 900 кэВ, причем в [78] брались различные дозы облучения: как не приводящие к компенсации проводимости, так и вызывающие глубокую компенсацию.

Максимальные дозы в [77] составляли  $10^{14}$  и  $3 \times 10^{16}$  см<sup>-2</sup> соответственно. Если брать случай электронов, то дефекты оказывались близко расположенными парами Френкеля. В связи с различиями процессов



радиационного дефектообразования влияние электронного и протонного облучений на материал является разным. Поэтому в [77] посчиталось интересным экспериментально сравнить воздействие на свойства материала при модельном облучении с взаимодействием ускоренных до  $\sim 10$  МэВ протонов. В последнем случае большая часть дефектов создается первоначально выбитыми атомами Si и C на стадии их торможения.

При облучении протонами непосредственно емкость структуры не изменялась с приложенным обратным смещением, из чего делался вывод, что поле распространялось на всю глубину облученного детектора. Сопротивление материала в результате облучения возрастало до такой степени, что прилагаемое напряжение падало на базе диодной структуры. Последнее позволяло включать структуру детектора в нестандартном прямом направлении.

Относительно механизма радиационной компенсации SiC в литературе предложено 2 модели. Так, наблюдаемое в 4H-SiC уменьшение концентрации носителей заряда в [79] связывалось с деактивацией примеси азота. Образующиеся при облучении элементарные дефекты взаимодействуют с легирующей примесью азота с формированием нейтральных комплексов. Кремниевая вакансия  $V_{Si}$  была предложена в качестве вероятного кандидата на роль такого элементарного дефекта.

В работе [80] уменьшение концентрации носителей связывалось с возникновением глубоких акцепторных центров. Мелкие донорные уровни сохраняются, но электроны переходят на акцепторные состояния. Авторы работы придерживались этой точки зрения, поскольку согласно [81], при нагреве образцов концентрация свободных носителей восстанавливается. Это указывает на термическую ионизацию глубоких акцепторных уровней.

В [77] было еще раз замечено, что облучения электронами и протонами давали совершенно разные результаты. Они по-разному влияли на проводимость. К тому же после протонного облучения наступившая глубокая

компенсация позволила реализовать для поверхностно-барьерных детекторов режим прямого смещения. А при облучении электронами такого эффекта не наблюдалось даже при дозе  $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Это свидетельствует о различии типов дефектов, возникающих при электронном и протонном облучении.

В работе [77] в случае облучения электронами с энергией 900 кэВ были определены некоторые параметры глубоких центров (Таблица 7).

Радиационное легирование приводит, в большинстве случаев, к компенсации проводимости и к увеличению скорости рекомбинации носителей. Последнее проявляется в падении их времени жизни [79].

*Таблица 7. Параметры глубоких центров в образцах 4H-n-SiC до и после электронного облучения с энергией 900 кэВ дозой  $2.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$  [77].*

Глубокий центр	E, эВ	N, $\text{см}^{-3}$	$\sigma_n$ , $\text{см}^2$
E <sub>0</sub> , до облучения	0.16	$7.0 \times 10^{12}$	$9.0 \times 10^{-16}$
E1	0.24	$1.0 \times 10^{13}$	$9.0 \times 10^{-16}$
E2	0.30	$4 \times 10^{13}$	$2.0 \times 10^{-16}$
E3	0.38	$7.5 \times 10^{13}$	$1.7 \times 10^{-15}$
E4	0.45	$3.0 \times 10^{13}$	$2.0 \times 10^{-15}$
E5	0.52	$8.0 \times 10^{13}$	$5.0 \times 10^{-16}$
E <sub>6</sub> , до облучения	0.62	$2.3 \times 10^{13}$	$1.0 \times 10^{-15}$
E6	0.62	$5.5 \times 10^{13}$	$3.0 \times 10^{-15}$
E7	0.75	$4.0 \times 10^{13}$	$1.3 \times 10^{-14}$

## 2. Z<sub>1</sub>/Z<sub>2</sub>

В работе [72], посвященной стадиям отжига дефектов было отмечено 2 стадии отжига. Первый был связан с пиками S1-S3.

Вторая же стадия отжига проходила в интервале температур 400–470 К (при которой образец выдерживался около 30 минут) и характеризовалась

уменьшением амплитуды пика S3 и смещением в сторону более высоких температур. Следует отметить, что после последнего отжига параметры DLTS-пика S3 соответствуют уровню, известному в литературе как Z1/Z2 [82]. Этот уровень известен как "negative-U" центр и приписывается диуглеродному междоузлию рядом с атомом азота [83–85] или, альтернативно, с собственным дефектным комплексом с водородом [86].

Было продолжительное обсуждение происхождения этих двух уровней (см., например, [70]), однако недавние исследования [87] показали, что уровни Z1/Z2 и EN6/EN7 связаны с различными зарядовыми состояниями углеродной вакансии. Более мелкое состояние при  $E_C - 0.68$  эВ, центр Z1/Z2, представляет собой двойной акцепторный уровень. Первый переход Z2 очень быстрый, поэтому DLTS может зарегистрировать только второй переход Z1. В [88] было показано, что переходы Z1 и Z2 связаны с углеродной вакансией в гексагональном и кубическом узлах решетки соответственно. Как центры EN6/EN7, так и Z1 / Z2 являются устойчивыми дефектами, которые отжигаются при температурах выше  $1300^\circ\text{C}$  [70].

Как доказывалось ранее в [87] глубокий дефект EN7 — связан с одиночным донорным уровнем углеродной вакансии  $V_C$ .

### 3. $RD_{1/2}$

В [67] пики DLTS, появляющиеся в высокотемпературной области спектров, связаны с кремниевыми вакансиями и более сложными дефектами (кластерами). Пик при  $T = 380$  К, обозначенный как  $RD_{1/2}$ , объясняется положительно заряженной кремниевой вакансией  $V_{Si}^+$  [89] и представляет собой один из доминирующих дефектов в облученном нейтронами 4H-SiC. В [67] было показано, что количество дефектов растет с увеличением энергии электронов. Однако число точечных дефектов (о чем свидетельствуют пики E0 / E1, E2 и E3) начинает насыщаться при энергии электронов 10 МэВ, в то время как сигнал уровня  $RD_{1/2}$ , EN4 и, вероятно, уровня EN6, продолжает

расти. Это является доказательством того, что, как и в случае с кремнием [90], соотношение концентраций дефектов, связанных с кластерами, и точечных дефектов возрастает с увеличением энергии электронов.

*Таблица 8. Параметры некоторых примесных и глубоких центров в 4H-SiC.*

Название примеси или дефекта	Энергия ионизации, эВ	Донор или акцептор
Азот	0.052÷0.092 [36]	Д
Мелкий бор	0.3÷0.4 [42, 58]	А
Глубокий бор (D-центр)	0.55÷0.6 [58]	А
E0	0.25 [67]	А
E1	0.38 [67]	А
S1	0.43 [67]	А
E2	0.60 [67]	А
Z <sub>1</sub> /Z <sub>2</sub>	0.68 [67]	А
E3	0.72 ÷ 0.74 [67]	А
S2	0.75 [67]	А
RD <sub>1/2</sub>	0.88 [67]	А
EH4	1.03 [67]	А
EH5	1.08 [67]	А
EH6/EH7	1.58 [67]	А
EH6	1.30 [73]	А
EH7	1.49 [73]	А

## **2 глава. Методика измерений и облучений исследуемых образцов.**

### **2.1. Методы измерения концентрации носителей заряда. CV и DLTS.**

#### **Метод вольт-фарадных характеристик.**

Для измерения концентрацию носителей заряда используют несколько методов, которые можно применять как в лабораторных, так и в производственных условиях. Выбор метода зависит от геометрии и размера измеряемого объекта, а также требуемой точности измерений.

Наиболее эффективными методами исследования электрофизических свойств полупроводников считаются емкостные методы [91].

Эти методы позволяют определить:

- Контактную разность потенциалов;
- Концентрацию нескомпенсированной примеси;
- Толщину слоя объемного заряда и напряженность электрического поля в этом слое;
- Профиль распределения легирующей примеси и степень резкости p-n перехода;
- Концентрацию имеющихся в объеме полупроводника глубоких центров, их сечения захвата, а также энергию ионизации.

Для измерения профиля легирования эпитаксиальных слоев используются несколько способов. Наиболее распространенным на практике является метод вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Этот метод сочетает в себе и высокие метрологические показатели, и большое разрешение измеряемого профиля, а также, что очень важно, не разрушает изучаемый объект. Он основан на возможности определить концентрацию

нескомпенсированных доноров (акцепторов) из зависимости емкости барьера от обратного напряжения смещения, приложенного к нему.

Значение емкости у барьера обусловлено наличием области объемного заряда, который возникает в результате того, что она обедняется свободными носителями из-за воздействия внутреннего и внешнего электрического полей. В случае барьера Шоттки, образованного контактом металла и полупроводника, объемный заряд формируется в области полупроводника. В случае асимметричного р-п-перехода (если уровни легирования областей различаются на несколько порядков) – слой объемного заряда распространяется в сторону слаболегированной области полупроводника. В этой области метод вольт-фарадных характеристик и будет регистрировать профиль концентрации носителей заряда.

Связь ширины области объемного заряда  $x$  для барьера Шоттки или резкого асимметричного р-п-перехода с концентрацией легирующей примеси (доноров или акцепторов)  $N_{d,a}$  записывается следующим образом [92]:

$$x = \sqrt{\frac{2 \times \Delta U \times \epsilon \times \epsilon_0}{q \times N_{d,a}}} \quad (2.1.1),$$

где  $S$  – площадь барьера,  $\Delta U = (U_d + U)$  – сумма контактного и приложенного напряжения.  $N_{d,a} = (N_d - N_a)$  – концентрация нескомпенсированной примеси,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость (для карбида кремния  $\epsilon = 10.03$ ),  $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-2}$  пФ/см – диэлектрическая постоянная вакуума.

Ширину области объемного заряда можно представить как расстояние между обкладками плоского конденсатора. Соответственно, зависимость между емкостью барьера и шириной ООЗ можно записать как:

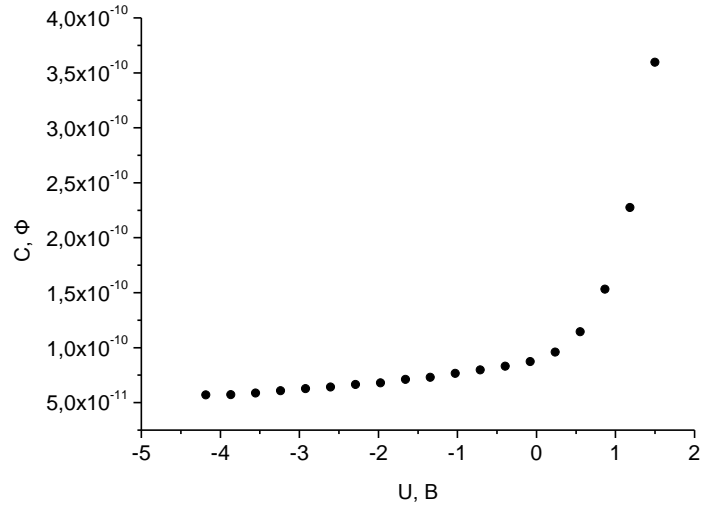
$$C_6 = \frac{\epsilon \times \epsilon_0 \times S}{x} \quad (2.1.2),$$

где  $S$  – площадь барьера.

В итоге емкость барьера выходит:

$$C_6 = S \times \sqrt{\frac{q \times \epsilon \times \epsilon_0 \times N_{d,a}}{2 \times \Delta U}} \quad (2.1.3).$$

На рисунке 5 представлена схематическая зависимость емкости от приложенного напряжения для случаев диода Шоттки и p-n-перехода.



*Рисунок 5. Пример вольт-фарадной зависимости для случаев диода Шоттки и p-n-перехода.*

Формулы (2.1.1. – 2.1.3) получаются из предположения, что барьер Шоттки или асимметричный p-n-переход находятся в однородном полупроводнике при условии электронейтральности и полностью ионизированных легирующих примесей. Следовательно, рассчитываемая концентрация свободных носителей равна концентрации ионизированных атомов:  $N(x) = N_{d,a}(x)$ . То есть таким способом можно количественно определять концентрацию в однородных полупроводниках.

Для изменения формулы профиля под неоднородную структуру полупроводника, необходимо рассмотреть общую зависимость емкости барьера:

$$C_b = \frac{dQ}{dU} = q \times N(x) \times S \left( \frac{dx}{dU} \right) \quad (2.1.4),$$

где изменение заряда  $dQ$  является изменением количества свободных носителей в области объемного заряда за счет того, что ширина этой области  $x$  совершает малые колебания. Соответственно:

$$N(x) = \frac{2}{q \times \varepsilon \times \varepsilon_0 \times S^2} \times \frac{dU}{dC_0^{-2}} \quad (2.1.5).$$

Эта зависимость является основной рабочей формулой вольт-фарадного метода, более того, она определяет концентрацию именно свободных носителей, а не легирующей примеси. Следует отметить, что экспериментальное соотношение  $N(x)$  будет эквивалентно  $N_{d,a}(x)$  исключительно при выполнении условия электронейтральности. Более того, когда проводник обладает обоими типами носителей, вычислить отдельно их концентрацию только с помощью данного метода не представляется возможным.



## Нестационарная емкостная спектроскопия (DLTS).

DLTS был предложен в 1974 году Д. В. Лангом и явился, по сути, весьма удачной попыткой развития метода изотермической релаксации емкости (ИРЕ) [93].

Метод DLTS состоит в измерении релаксации высокочастотной емкости, обусловленной перезарядкой глубоких центров, оказавшихся в слое объёмного заряда при приложении к образцу импульсов обратного напряжения, при температурном сканировании. Благодаря ему, возможно получить спектр ловушек в изучаемой структуре, представляющий собой набор положительных и отрицательных пиков. Высота пика пропорциональна концентрации ловушек, в то время как расположение пика на оси температур определяется термической эмиссии ловушки. Также из DLTS спектра, в итоге, можно определить энергию активации ловушки и сечения захвата электрона или дырки.

### Физические основы нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней.

$$\text{Согласно формуле (2.1.3), } C = S \times \sqrt{\frac{q \times \varepsilon_a \times N}{2 \times (U_d - U)}}$$

где  $\varepsilon_a = \varepsilon \times \varepsilon_0$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника; N - концентрация нескомпенсированной примеси в базе.

Если в слое объёмного заряда (СОЗ) кроме мелких уровней есть еще и глубокие уровни, то они также будут вносить вклад в величину общего заряда и, следовательно, ёмкости. В итоге формула переписется в виде

$$C = S \times \sqrt{\frac{q \times \varepsilon_a \times (N+M)}{2 \times (U_d - U)}} \quad (2.1.6)$$

где M - концентрация глубоких ионизированных центров. Формула (2.1.6) указана для n-типа полупроводника, в случае же p-типа, перед M будет минус.

$M$  учитывает заряд в слое объемного заряда (СОЗ), связанный с глубокими уровнями. Равновесное стационарное заполнение глубоких центров описывается уровнем непрерывности

$$\frac{dM}{dt} = -M \times c_n \times n + (M_0 - M) \times e_n + (M_0 - M) \times c_p - M \times e_p = 0 ,$$

(2.1.7)

где  $M$  – концентрация ионизированных глубоких центров,  $M_0$  – полная концентрация глубоких центров ( $(M_0 - M)$  – концентрация ГЦ, заполненных электронами),  $n$  – концентрация электронов в зоне проводимости,  $p$  – концентрация дырок в валентной зоне,  $c_n$  – скорость захвата электронов из зоны проводимости на глубокий уровень,  $c_p$  – скорость захвата дырок из валентной зоны на уровень,  $e_n$  – скорость тепловой эмиссии электронов с уровня в зону проводимости,  $e_p$  – скорость тепловой эмиссии дырок с уровня в валентную зону.

Если пренебречь вырождением глубоких уровней, то скорости захвата и эмиссии записываются следующим образом:

$$c_n = \sigma_n \times V_{tn} , (2.1.8)$$

$$c_p = \sigma_p \times V_{tp} , (2.1.9)$$

$$e_n = \sigma_n \times V_{tn} \times N_c \times e^{-\frac{E_c - E_T}{k \times T}} , (2.1.10)$$

$$e_p = \sigma_p \times V_{tp} \times N_v \times e^{-\frac{E_T - E_v}{k \times T}} , (2.1.11)$$

где  $\sigma_n, \sigma_p$  – сечения захвата на уровень электронов и дырок, соответственно;  $V_{tn}, V_{tp}$  – тепловая скорость носителей в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно;  $N_c, N_v$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне;  $E_c$  – энергия дна зоны проводимости;  $E_v$  – энергия потолка валентной зоны;  $E_T$  – энергетический уровень ГЦ;  $k$  – постоянная Больцмана.

При рассмотрении статистики заполнения глубоких центров, находящихся в верхней половине зоны  $n$ -базы (в отсутствие освещения), получаем, что:

1) при приложении обратного напряжения (расширения слоя объемного заряда) глубокие центры, оказавшиеся в слое объемного заряда, будут опустошаться с постоянной времени  $\theta$ :

$$\theta_1^{-1} = N_c \times V_T \times \sigma_n \times e^{\frac{-E_T}{k \times T}} \quad (2.1.12),$$

где  $N_c$  – плотность состояний в С-зоне,  $V_T$  – тепловая скорость носителей,  $\sigma_n$  – сечение захвата электрона на уровень,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура,  $E_T$  – энергия ионизации центра.

2) При уменьшении обратного напряжения (сужения СОЗ) глубокие центры, оказавшиеся в квазинейтральной области базы будут заполняться с постоянной времени  $\theta_2$ . В случае, если  $n \gg M$ , можно записать так:

$$\theta_2^{-1} = n \times \sigma_n \times V_T \quad (2.1.13),$$

где  $n$  – концентрация электронов в базе.

Аналогичные выражения можно получить и для перезарядки ГЦ, находящихся в нижней половине запрещенной зоны и в р-базе.

Таким образом, опустошая и заполняя глубокие уровни, можно изменять емкость р-п-перехода. Фиксируя затем скорость изменения емкости, можно определить постоянную времени перезарядки глубокого уровня  $\theta(t)$ , а из амплитуды его сигнала – его концентрацию. На этом общем принципе основаны такие емкостные методики, как ИРЕ (изотермическая релаксация емкости) и DLTS или НЕСГУ (нестационарная емкостная спектроскопия).

Для каждого из атомов примеси одного типа в данном полупроводнике имеется своя зависимость времени заполнения (опустошения) от температуры. Эти зависимости можно рассматривать как основной отличительный признак примеси.

Рассмотрим подробнее физические процессы, лежащие в основе метода нестационарной емкостной спектроскопии. Пусть для определенности, в п-области полупроводника имеется глубокий донорный уровень, лежащий в

верхней половине запрещенной зоны полупроводника. Пусть при температуре эксперимента в квазинейтральной области он будет заполнен электронами, а мелкий донор полностью ионизирован.

При переключении диода от 0 к  $U_{обр}$  уровни, попавшие в слой объемного заряда, начнут опустошаться. Как видно из формулы (2.1.12),  $\theta_1$  зависит от температуры. Соответственно и скорость перезарядки уровня будет увеличиваться с повышением температуры. Таким образом, если измерять разность между значением емкости р-п перехода в разные моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ , то эта разность

$$\Delta C = C(t_1) - C(t_2) \quad (2.1.14)$$

будет немонотонно зависеть от  $T$ , имея максимум (рисунок 6).

Действительно, в случае низких температур, когда  $\theta \gg t_2$ , емкость р-п перехода после включения обратного напряжения будет меняться медленно, т. е.

$$C(t_1) \approx C(t_2) \approx C(0)$$

$$\text{и } \Delta C \approx 0$$

При высоких температурах, когда  $\theta \ll t_1$ , ёмкость успевает в основном релаксировать за время  $< t_1$ :

$$C(t_1) \approx C(t_2) \approx C(\infty)$$

$$\text{и } \Delta C \approx 0$$

Максимум же зависимости  $\Delta C(T)$  будет достигать, когда  $\theta \approx t_2 - t_1$ .

Точную формулу зависимости  $\Delta C(T)$  можно определить, подставив (2.1.6) в (2.1.14):

$$\Delta C = A \times \sqrt{N + M(t_1)} - A \times \sqrt{N + M(t_2)} \quad (2.1.15)$$

$$\text{где } A = S \times \sqrt{\frac{q \times \epsilon_a}{2 \times (U_d - U)}}.$$

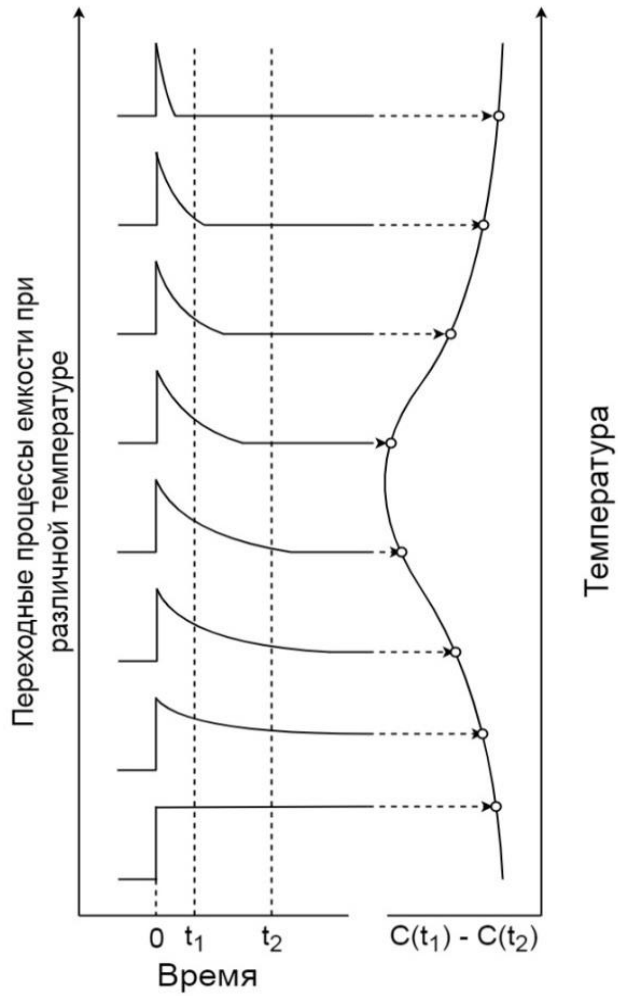


Рисунок 6. Схема, иллюстрирующая формирование DLTS спектра.  $t_1$  и  $t_2$  моменты регистрации емкости.

В случае  $M \ll N_d$ , в выражении (2.1.15) можно разложить радикал и тогда

$$\theta = \frac{1}{V_{tn} \times \sigma_n \times N_c} \times e^{-\frac{E_c - E_T}{k \times T}} \quad (2.1.16)$$

$$\Delta C = \frac{A}{2 \times N_d} \times (M_1 - M_2) = \frac{A \times M_0}{2 \times \sqrt{N_d}} \times (e^{-\frac{t_1}{\theta}} - e^{-\frac{t_2}{\theta}}) \quad (2.1.17),$$

где  $M_1$  – это  $M(t_1)$ ,  $M_2$  – это  $M(t_2)$ .

Более точное и простое выражение можно получить при использовании квадратов величин емкости:

$$\begin{cases} C_1^2 = A^2 \times (N_d + M_1) \\ C_2^2 = A^2 \times (N_d + M_2) \end{cases} \Rightarrow \Delta C^2 = C_1^2 - C_2^2 = A^2 \times M \times (e^{-\frac{t_1}{\theta}} - e^{-\frac{t_2}{\theta}})$$

(2.1.18)

Далее для обработки экспериментальных данных используется метод смещения максимума пика. Найдем положение максимума сигнала  $\Delta C = f(\theta)$ , т. е.

$$\frac{d\Delta C}{d(\theta^{-1})} = 0 \Rightarrow \theta_{\max} = \frac{t_1 \times (\xi - 1)}{\ln \xi} \quad (2.1.19),$$

где  $\xi = \frac{t_2}{t_1}$ .

Поскольку  $\theta = f\left(\frac{1}{T}\right)$ , то можно, меняя  $\xi$  на  $t_1$ , получить зависимость  $\theta_{\max} = f(T^{-1})$ . Из данной зависимости легко найти  $E_T$  и затем  $\sigma_n$ .

Этот метод был предложен еще Лангом, однако поначалу он казался слишком трудоемким, так как требовал неоднократного измерения спектра одной структуры при разных  $t_1$  и  $\xi$ . Однако существующие сейчас автоматизированные установки позволяют за одно температурное сканирование получить набор спектров с разными параметрами. Дальнейшую их обработку также автоматизировали и оцифровали. Кроме того, данный метод оказался весьма точным при исследовании нескольких уровней с близкими параметрами.

### **Обработка экспериментальных данных автоматизированным и оцифрованным методом.**

При измерении DLTS-характеристик применяется следующая методика.

Вначале к р-n-переходу или барьеру Шоттки одновременно с измерительным высокочастотным сигналом подается обратное электрическое смещение  $U < 0$ , а затем на время  $t_i$  уменьшается до нуля. После

этого в момент времени  $t_0$  резко восстанавливается обратное смещение  $U$  и держится постоянным в течении времени  $t_r$ . Емкость образца  $C$  при наличии в области пространственного заряда базовой области диода примесей с глубокими уровнями в запрещенной зоне будет изменяться по закону:

$$\Delta C(t) = \Delta C(0) \times e^{-\frac{t}{\theta}}, \quad (2.1.20)$$

где  $\theta$  – время релаксации емкости,  $\Delta C(0) < 0$  – изменение стационарного значения емкости в момент времени  $t = 0$ . Во время релаксации емкости напряжение на диоде  $U < 0$  поддерживается постоянным. Время опустошения центров  $t_0$  и время заполнения центров  $t_1$  независимые величины. Обозначим через  $C_0$  – стационарное значение высокочастотной емкости при текущей температуре.

Если произвести измерения нестационарной емкости  $\Delta C(t)$  в два момента времени  $t_1$  и  $t_2$  и образовать разность

$$S = \frac{\Delta C(t_2) - \Delta C(t_1)}{C_0} = - \frac{\Delta C(0)}{C_0} \times \left( e^{-\frac{t_2}{\theta}} - e^{-\frac{t_1}{\theta}} \right), \quad (2.1.21)$$

то при изменении величины  $\theta$  с температурой образованная разность как функция  $\theta$  имеет вид спектральной линии, которая называется DLTS-спектром.

Функция  $S(\theta)$  достигает максимума при

$$\theta_{\max} = \frac{t_2 - t_1}{\ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)} \quad (2.1.22)$$

Максимальное значение  $S_{\max} = S(\theta_{\max})$  выражается соотношением:

$$S_{\max} = - \frac{\Delta C(0)}{C_0} \times \left( e^{-\frac{t_2}{\theta_{\max}}} - e^{-\frac{t_1}{\theta_{\max}}} \right) = - \frac{\Delta C(0)}{C_0} \times \left( 1 - \frac{t_1}{t_2} \right) \times \left( \frac{t_2}{t_1} \right)^{\frac{-t_1}{t_2 - t_1}}. \quad (2.1.23)$$

Как видно из выражения (2.1.23), значение DLTS-сигнала в максимуме не зависит от времени релаксации  $\theta$ , а определяется только отношением времен  $t_2/t_1$ . Поэтому, если поддерживать отношение  $t_2/t_1$  постоянным, то максимальная амплитуда  $S_{\max}(T)$  сигнала DLTS будет всегда одинаковой.

Известно, что  $\theta$  зависит от энергии термической активации  $E_t$  ( $E_t = E_C - E_T$  для n-типа и  $E_t = E_T - E_V$  для p-типа) эмиссии электронов (или дырок) с ловушек в C-зону (или в V-зону) как

$$\theta = \frac{1}{V_* \times \sigma_t \times N_*} \times e^{-\frac{E_t}{k \times T}}, \quad (2.1.24)$$

где  $V_*$  ( $V_{tn}, V_{tp}$ ) - тепловая скорость электрона (или дырки);

$\sigma_t$  ( $\sigma_n, \sigma_p$ ) - сечение захвата электрона (или дырки) на глубокий центр,

$k$  - постоянная Больцмана,

$T$  — абсолютная температура,

$N_* \sim T^{3/2}$  ( $N_C, N_V$ ) - эффективная плотность состояний электронов в C-зоне полупроводника n-типа (или дырок в V-зоне полупроводника p-типа).

Из (2.1.24) следует: чтобы получить значение термической энергии активации эмиссии  $E_t$  и сечение захвата  $\sigma_t$ , необходимо иметь несколько измеренных значений  $\theta_{\max}$ , соответствующих различным температурам. Для этого необходимо согласно выражению (2) либо изменять только  $t_1$ , либо только  $t_2$ . Однако для расчета концентрации ловушек  $N_t$  необходимо знать также амплитуду  $\Delta C(0) < 0$ , которая однозначно связана с амплитудой DLTS-сигнала, только если  $t_1/t_2 = \text{const}$ .

Рассмотренный метод измерения мгновенных значений емкости  $\Delta C(t)$  в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$  с образованием разности емкостей  $S = \frac{\Delta C(t_2) - \Delta C(t_1)}{C_0}$  получил название дифференциального метода DLTS.

Если поддерживается постоянным отношение  $(t_2 - t_1)/t_2$  и  $t_1/t_2$ , то амплитуда сигнала  $S(T)$  в максимуме  $S_{\max}$  также остается постоянной, а  $\theta_{\max}$ , однозначно связано с величиной  $t_2$ , т. е.

$$\theta_{\max} = k_1 \times t_2, S_{\max} = k_2 > 0, \quad (2.1.25)$$

где коэффициенты  $k_1$  и  $k_2$  могут быть рассчитаны только численно.

Энергия термической активации основного носителя заряда с глубокого центра  $E_t$  и сечение захвата  $\sigma_t$  рассчитывается из построенной зависимости  $\lg(\theta_{\max} \times T^2)$  от обратной тепловой энергии  $1/kT$  по формуле



$$\ln(\theta_{\max} \times T^2) = -\ln(\sigma_t \times b_{n(p)}) + \frac{E_t}{k \times T}, \quad (2.1.26)$$

где  $b_n = 6.6 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-2}$  для диода с базой из карбида кремния n-типа,  $b_p = 2 \times 10^{-21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-2}$  для диода с базой из карбида кремния p-типа.

Концентрация центров  $N_t$  с глубокими энергетическими уровнями в запрещенной зоне полупроводника

$$N_t = 2 \times N \times S_{\max} \times \left( e^{-\frac{t_1}{\theta_{\max}}} - e^{-\frac{t_2}{\theta_{\max}}} \right)^{-1}$$

$$N_t = 2 \times N \times S_{\max} \times \left( \frac{t_2}{t_2 - t_1} \right) \times \left( \frac{t_2}{t_1} \right)^{\frac{t_1}{t_2 - t_1}}, \quad (2.1.27)$$

где  $N$  - определенная CV-методом концентрация легирующей примеси,  $S_{\max} > 0$  определяется по формуле (2.1.25).

При выводе (2.1.27) была использована следующая известная формула:

$$\Delta C(0) = \frac{N_t \times C_0}{2 \times N} \quad (2.1.28).$$

### **Достоинства и недостатки DLTS метода.**

Хотя метод DLTS не дает новой информации по сравнению с методом изотермической релаксации ёмкости (ИРЁ), он оказался очень удачной модификацией ИРЁ. В настоящее время DLTS и его разновидности является одним из наиболее распространенных методов для исследования глубоких центров в полупроводниках. В качестве преимуществ данного метода можно указать следующее:

- наличие единой теории при исследовании различных полупроводниковых материалов;
- неразрушающий метод исследований;
- возможность исследования глубоких центров как в тестовых образцах, так и в приборных структурах;
- применимость метода как к диодам Шоттки, так и к p-n структурам.

Также метод имеет и некоторые недостатки:

- минимальная измеряемая концентрация ГУ составляет  $10^{-4} - 10^{-5}$  от концентрации основной легирующей примеси
- сложно разделять сигналы от двух ГУ с близкими параметрами;
- при отсутствии инжекции можно исследовать ГУ только в верхней половине запрещенной зоны полупроводника n- типа проводимости или в нижней половине зоны полупроводника p – типа проводимости;
- в случае высокого сопротивления полупроводника возможно искажение измеряемого спектра DLTS и ошибки при определении параметров ГУ. Этот недостаток можно преодолеть при использовании метода токового DLTS.

## 2.2. Описание установки для вольт-фарадных измерений.

### Измеритель иммитанса E7-14.

В работе для вольт-фарадных измерений использовался измеритель иммитанса E7-14.

Измеритель иммитанса или измеритель RLC является прибором для нахождения параметров полного сопротивления (импеданса) или проводимости (адмиттанса) электрической цепи.

Измеритель E7-14 рассчитан на измерение иммитансов различных электрорадиокомпонентов: резисторов, конденсаторов, катушек индуктивности полупроводниковых приборов. Четырехпарное включение исследуемых объектов в измерительную цепь обеспечивает высокие метрологические характеристики устройства. Погрешность измерения у измерителя иммитанса E7-14 равна 0.1 %.

В данном приборе предусмотрена возможность по смещению по напряжению на измеряемый объект от внутреннего (до 40 В) и от внешнего (до 120 В) источников. Также этот прибор способен усреднять результаты последовательных измерений для того, чтобы увеличить свою разрешающую способность.

Измеритель E7-14 может работать на трех частотах: 100 Гц, 1 и 10 кГц.

Диапазон измерений:

- Индуктивности:  $10^{-9} - 10^4$  Гн;
- Сопротивления:  $10^{-4} - 10^9$  Ом;
- Емкости:  $10^{-15} - 1$  Ф;
- Проводимости:  $10^{-10} - 10$  См.

### **2.3. Описание установки для DLTS измерений.**

В работе для DLTS измерений используется установка на основе емкостного спектрометра CE-8C, разработанного компанией Omnitel по принципам, предложенным Лангом [93].

Рассматриваемый емкостный спектрометр предназначен для проведения измерений в следующих режимах:

- Измерение статических вольт-емкостных характеристик (CV);
- Измерение динамических вольт-емкостных характеристик (DLTS) позволяющих записывать спектры ловушек в запрещенной зоне полупроводника.

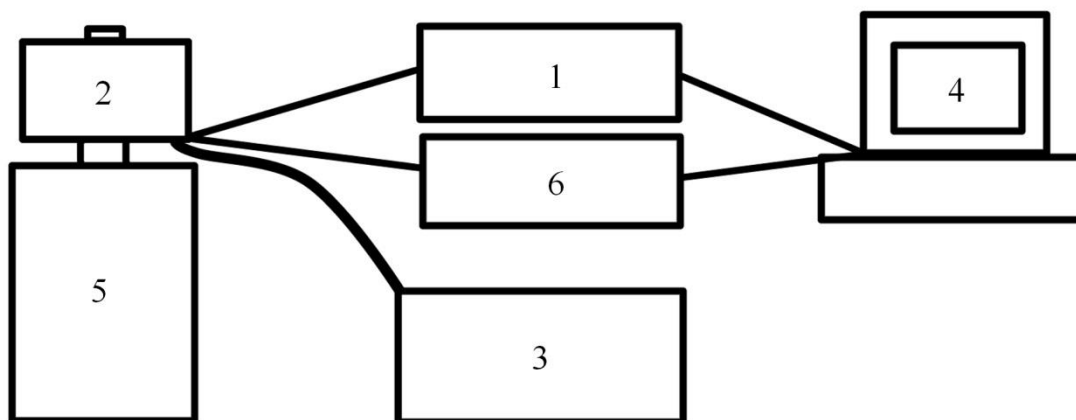
#### **Общее описание DLTS установки.**

Емкостный спектрометр CE-8C представляет собой аппаратно-программный комплекс, который предназначен для изучения физических параметров p-n-переходов, диодов Шоттки и МДП структур емкостными методами.

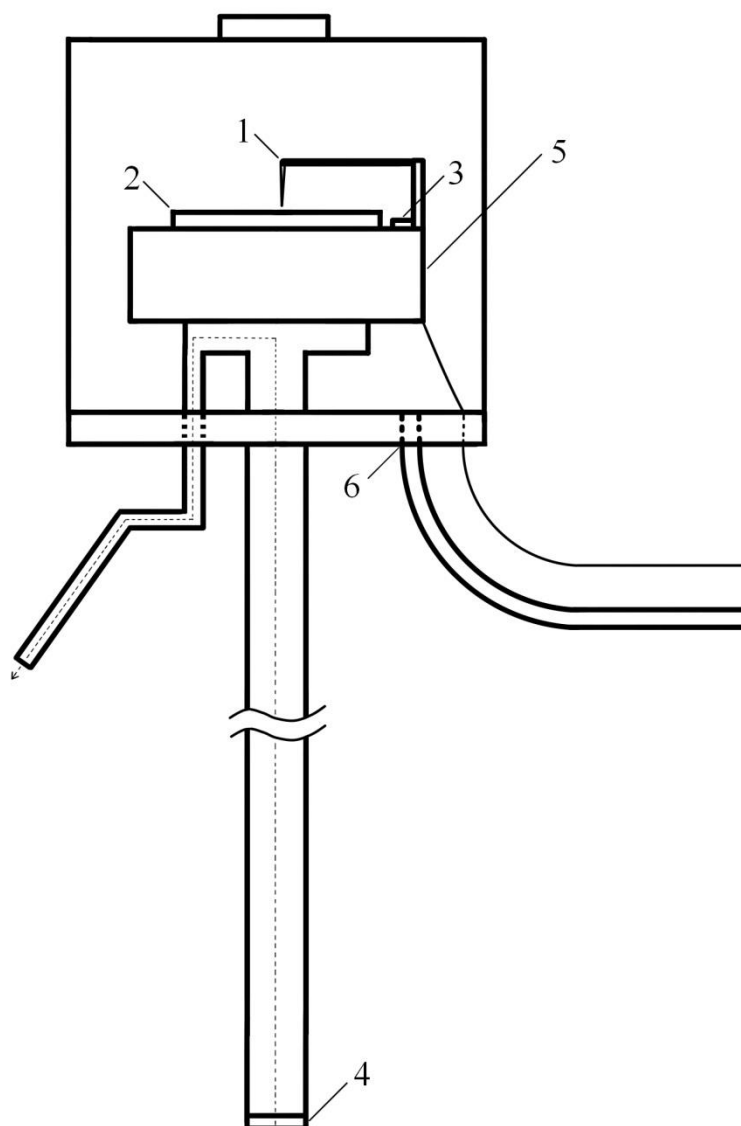
Прибор содержит: блок регистрации CE-8C (1), инерционный вакуумный криостат (2) с автономным источником питания, форвакуумный насос (3), и персональный компьютер (4) (Рисунок 7). Также для поддержания низких температур при измерении криостат помещается в дюар с жидким азотом (5).

Криостат с прижимным контактом сверху (1) и измерительным токопроводящим столиком (2), на который помещается изучаемый образец, оснащен датчиком температуры (платиновый термометр сопротивления) (3) и двумя нагревательными элементами (4 и 5) (Рисунок 8).

При использовании инерционного криостата, применяется внешний источник питания нагревательного элемента APS-3605L (6) с программным управлением от CE-8C без стабилизации температуры.



*Рисунок 7. Структурная схема установки для измерения DLTS-спектров. 1 - блок регистрации CE-8C, 2 - инерционный вакуумный криостат, 3 - форвакуумный насос, 4 - персональный компьютер, 5 – дюар с жидким азотом, 6 - внешний источник питания нагревательного элемента APS-3605L.*



*Рисунок 8. Структурная схема криостата. 1 – прижимной контакт, 2 – токопроводящий обратный контакт, 3 – датчик температуры, 4 – нагревательный элемент для жидкого азота, 5 – нагревательный элемент для образца, 6 – вывод для создания форвакуума.*

**Блок регистрации** имеет:

- **Аналоговый высокочастотный модуль.** Он включает в себя высокочастотный мост полной проводимости, селективный программируемый усилитель высокой частоты, квадратурный детектор, а также генератор высокой частоты для питания высокочастотного моста и квадратурного детектора. На выходах

этого модуля формируются два сигнала –  $U_c$  (он пропорционален величине разбаланса моста по емкости) и  $U_g$  (пропорционален проводимости образца), которые подаются на аналого-цифровые преобразователи в микропроцессорном модуле.

- **Микропроцессорный модуль.** Модуль включает в себя микропроцессор, принимающий от персонального компьютера установку режимов измерений. Он задает на генераторах накачки исследуемого образца требуемые уровни напряжений и токов, создает временную шкалу, а также автоматически проводит измерения при указанной температуре. После окончания измерений в заданной температурной точке микропроцессор передает результаты измерений в персональный компьютер и, по команде программы, переходит к измерениям в следующей температурной точке.

Измерения осуществляются без стабилизации температуры с заданным шагом по  $T$ .

### **Краткое описание модулей DLTS установки.**

1. **Инерционный криостат** предназначен для проведения измерений в диапазоне температуры от 78 до 770 К. Образец помещается на предметный столик криостата, служащий одновременно подводющим электродом на который подается напряжение к образцу и прижимается сверху подпружиненным контактом, который является вторым электродом к образцу. Рядом с образцом на предметном столике установлен платиновый термометр сопротивления С-416 фирмы Heraeus. Нагревательный элемент размещен под предметным столиком. Для лучшего теплового контакта он залит высокотемпературным герметиком одновременно защищая спираль нагревателя от контакта с воздухом.

Поскольку постоянная времени у этого криостата около 15 мин., то при работе с ним стабилизация температуры не производится, а процедура изменения запускается через заданные интервалы температуры. Второй нагревательный элемент находится в нижней части криостата, которая помещается в дюар с жидким азотом. Более того, поскольку криостат также предназначен для высоких температур, то с помощью масляного насоса через вывод 6 в криостате создается форвакуум.

2. **Аналоговый модуль** включает в себя:

- высокочастотный генератор на частоту 1000 кГц со стабилизированным значением выходного напряжения для питания моста и формирования опорных напряжений для квадратурного детектора.
- Высокочастотный мост полной проводимости имеет диапазоны измерения емкости 0-800 пФ, дифференциального сопротивления -  $> 10$  кОм. Компенсация емкостной проводимости исследуемого образца в мосту осуществляется варикапом. Баланс моста реализовывается выходным напряжением цифро-аналоговым преобразователем 1, подаваемым через усилитель на варикап. Баланс по проводимости реализуется оптроном от напряжения цифро-аналогового преобразователя 2. С выхода моста сигнал разбаланса передается в программируемый усилитель высокой частоты.
- Узкополосный усилитель высокой частоты УВЧ с центральной частотой 1000 кГц усиливает сигнал разбаланса моста. Коэффициент усиления УВЧ задается программно. С выхода УВЧ сигнал разбаланса поступает на квадратурный детектор.



- Квадратурный детектор выделяет сигналы по емкости и проводимости, которые подаются в микропроцессорный модуль на АЦП.
  - Широкополосный усилитель постоянного тока формирующий напряжения смещения на образце. Амплитуда и длительность импульсов задается микропроцессором из программы верхнего уровня.
  - Модуль вакуумметра для среднего вакуума (22 Па...0,1 Па).
  - Модуль коммутации нагревательных элементов инерционного криостата.
3. **Форвакуумный насос** серии VRD. Поскольку карбид кремниевые образцы при измерении DLTS спектра греются до температуры 600-700 К, криостат работает в режиме откачки воздуха.
4. **Аппаратно-программный комплекс** представляет собой персональный компьютер с операционной средой Windows 7/10 и специальное программное обеспечение для его управления. Оно включает в себя в том числе выбор методов и режимов измерений статических и динамически вольтфарадных характеристик, измерения температуры исследуемого образца, температурную развертку, первичную обработку сигналов и их хранение в базе данных для дальнейшей обработки.

## 2.4. Ускоритель электронов РТЭ-1В.

Облучение полупроводниковых приборов электронами с энергией 0.9 МэВ проводилось на импульсном ускорителе электронов РТЭ-1В. Частота импульсов составляла 490 Гц, а длительность импульса - 330 мкс. Облучение проводилось на охлаждаемой проточной водой мишени.

Пробег электронов, энергия которых 0.9 МэВ, составляет  $\sim 1.0$  мм в карбиде кремния. Средняя плотность тока пучка электронов составляла  $12.5 \text{ мкА} \times \text{см}^{-2}$ . Поскольку длина пробега электронов значительно больше толщины, которая была у облучаемых образцов, можно считать, что при таком облучении дефекты вводились равномерно по всему объему образцов.

Ускоритель электронов РТЭ-1В относится к классу высоковольтных трансформаторных ускорителей. Резонансный трансформатор с газовой изоляцией, который питается током с повышенной частотой от машинного преобразователя, является источником высокого напряжения. Индуктивность вторичной обмотки такого трансформатора образует с распределенной емкостью на землю длинную линию, связанную с первичной обмоткой индуктивной связью. В случае совпадения частоты питания первичной обмотки с резонансной частотой трансформатора – трансформатор может развить напряжение вплоть до  $10^6$  В, которое сохраняет синусоидальную форму и при работе электронной трубки. Эта трубка находится во вторичной обмотке, а высокое напряжение распределено по ее секциям. Электроны, которые испускаются катодом прямого накала, ускоряются при напряжении, которое близко к максимуму отрицательной полуволны, электронная пушка оказывается отперта управляющим электродом. Таким образом, уменьшается разброс по энергии для ускоряемых электронов, однако импульс электронного тока длится  $1/6$  часть периода, что при рабочей частоте

ускорителя 450 Гц составляет 370 мкс. Амплитуда тока электронного пучка в 6 раз больше его среднего значения.

Ускоритель состоит из сосуда с диаметром 0.9 м и высотой 1.5 м, в которой под давлением газа 10 атмосфер располагается трансформатор с электронной трубкой. Ее анод выведен из сосуда и присоединен к раструбу выводного устройства, у которого выпускное окно имеет длину 500 мм, ширину 40 мм и оно закрыто тонкой (~ 50 мкм) титановой фольгой для того, чтобы выпускать в атмосферу ускоренные электроны. Отклоняющие катушки сканируют по фольге выпускного окна сфокусированной магнитной линзой до диаметра 10-12 мм пучок ускоренных электронов.

Устройство для перемещения объектов в зону облучения находится между фланцем выпускного окна и полом. Это устройство имеет вид стола, совершающего возвратно-поступательные движения со скоростью 1 м/мин. Столом можно управлять или непосредственно из зала ускорителей, или дистанционно - из пультовой.

Для облучения полупроводниковых образцов на ускорителе электронов РТЭ-1В были разработаны и изготовлены специальные мишенные камеры, позволяющие проводить облучения при температурах от 20 до 700° С.

## 2.5. Малогабаритный циклотрон МГЦ-20.

Облучение полупроводниковых приборов протонами с энергией 15 МэВ проводилось на циклотроне МГЦ-20.

Малогабаритный циклотрон типа МГЦ-20 предназначен для создания ускоренных ионов водорода, дейтерия, гелия-3 и гелия-4 с возможностью регулировать их энергию в пределах от  $5 Z^2/A$  до  $20 Z^2/A$  МэВ, где  $Z$  заряд, а  $A$  - массовое число ускоренного иона. Резонансное ускорение в циклотроне создается за счет электрического поля заряженных частиц высокой частоты. Этими частицами являются ионы, которые движутся в магнитном поле. В итоге из ускорительной камеры выпускается пучок этих частиц на внешние мишени. Фокусировка и подведение пучка к внешним мишеням осуществляется с помощью системы транспортировки, а измерение и анализ пучка по его энергии проводится за счет анализирующего магнита.

Схема расположения оборудования циклотрона с трактом транспортировки пучка представлена на рисунке 9.

В зазоре между полюсами установленного распределения магнитного поля обеспечивается с помощью электромагнита (1), который включает в себя ярмо, основную обмотку и корректирующие обмотки. Полюса этого электромагнита имеют диаметр 103 см. Магнитная структура - трехсекторная, слабоспиральная. Для того, чтобы создать изохронное магнитное поле, применяют 4 группы концентрических обмоток, имеющих независимое стабильное питание. Внешние и внутренние гармонические обмотки позволяют корректировать азимутальные неоднородности поля.

Ускоряющая система состоит из ускорительной камеры (2), резонансной системы и системы высокочастотного питания. Благодаря этой системе обеспечивается создание ускоряющего напряжения в зазоре между дуантами. Резонансная система состоит из бака резонатора (3) с дуантными истоками и панелями, дуантов, подстроечных конденсаторов и триммеров.

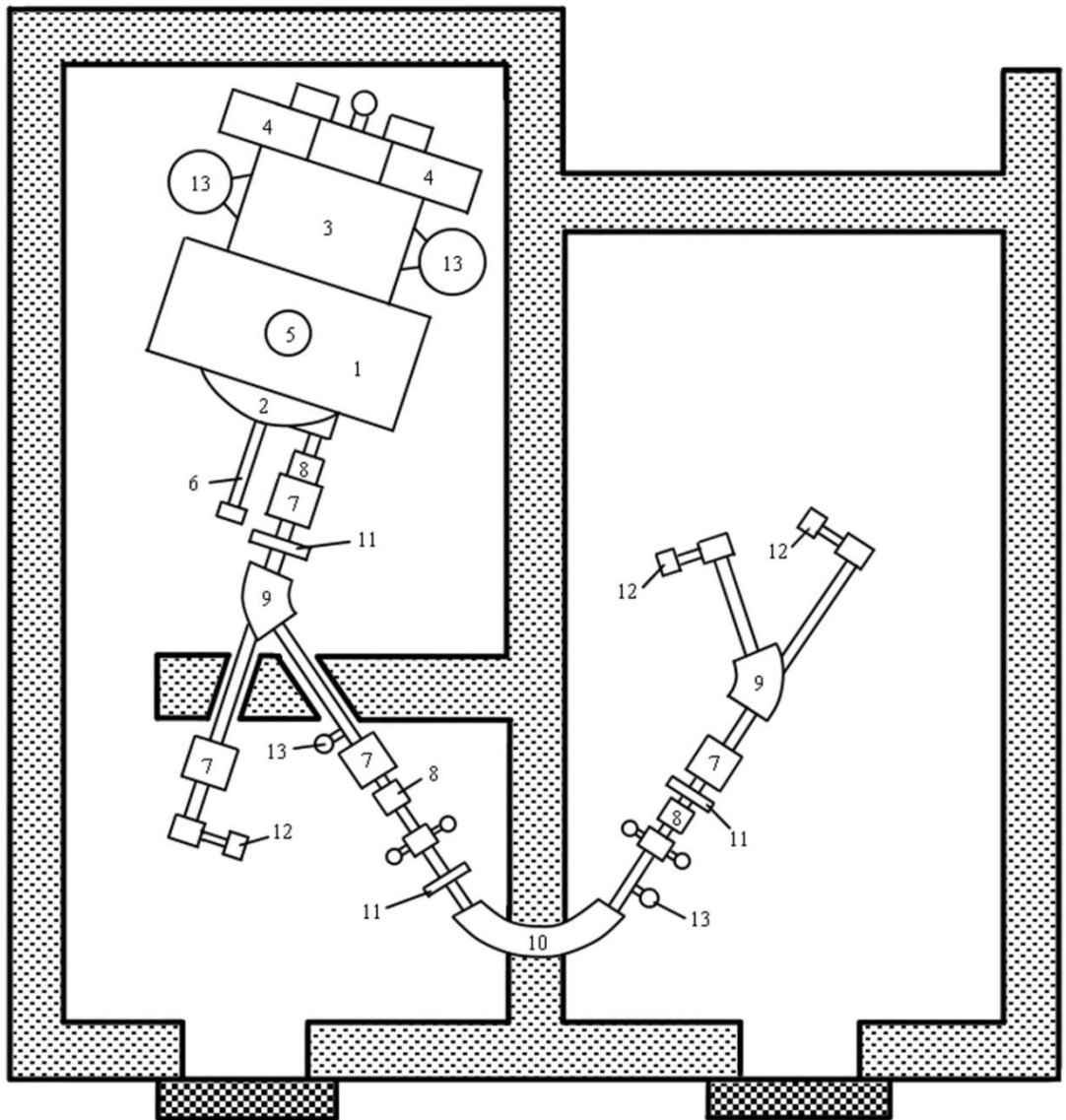
Четвертьволновая резонансная система возбуждается противофазно с помощью 2 мощных оконечных каскадов (4) генератора высокой частоты. При помощи панелей система настраивается в резонанс с частотой задающего генератора. Для создания заданного перекрытия и грубой подстройки по частоте используют подстроечные конденсаторы, для точной же подстройки частоты - триммера. Ускоряющее напряжение стабилизируют с помощью систем поддержания собственной частоты резонансной системы, а также за счет автоматической стабилизации амплитуды.

Использование ионного источника (5) - аксиального закрытого типа, дает возможность получить интенсивные пучки протонов и дейтронов - до 1000 мкА, двухзарядных ионов гелия-3 и гелия-4 - до 200 мкА.

Внутренний пробник (6) используют для того, чтобы диагностировать пучок в ускоряющей камере на радиусах от 200 до 500 мм. Есть возможность установить мишень внутри камеры.

Пучок выпускается из ускорительной камеры с использованием электростатического дефлектора и радиально-фокусирующего магнитного канала.

Система транспортировки пучка к мишеням создана с использованием дублетов квадрупольных линз (7), электромагнитных корректоров (8), поворотных магнитов (9) и анализирующего магнита (10). Для конкретной мишени (M1, M2 или M3) включаются нужные в конкретном случае элементы системы транспортировки. Прохождение пучка по ионопроводу контролируется датчиком положения пучка (11).



*Рисунок 9. Схема расположения оборудования циклотрона МГЦ-20 с трактом разводки пучка.*

*1 - электромагнит, 2 - ускорительная камера, 3 - бак резонатора, 4 - окончательный каскад, 5 - источник ионов, 6 - внутренний пробник, 7 - квадрупольная линза, 8 - электромагнитный корректор, 9 - поворотный магнит, 10 - анализирующий магнит, 11 - датчик положения пучка, 12 - внешний пробник, 13 - высоковакуумный агрегат.*

Для облучения полупроводниковых образцов на циклотроне были разработаны и изготовлены специальные мишенные камеры, аналогичные указанным на рисунках 10 и 11.

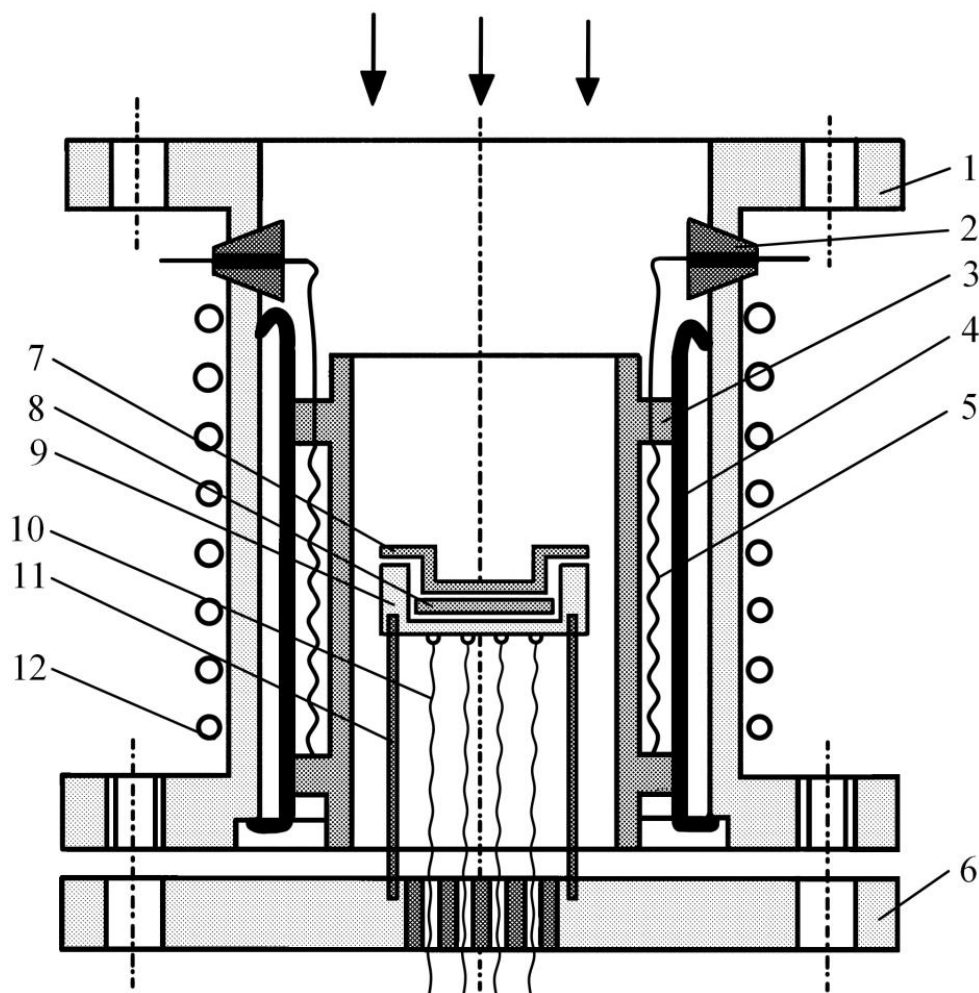
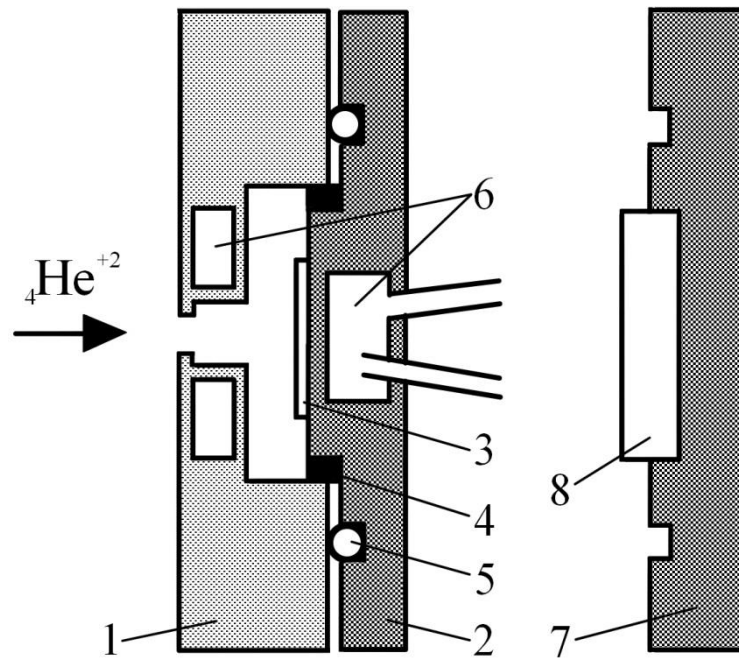


Рисунок 10. Мишенная камера для высокотемпературных облучений: 1 - корпус камеры, 2 - диэлектрический проходник, 3 - кварцевый цилиндр, 4 - танталовый отражатель, 5 - спираль нагревателя, 6 - термопарный фланец, 7 - маска, 8 - облучаемый образец, 9 - держатель образца, 10 - термопары, 11 - керамические стойки, 12 - охлаждение камеры.



*Рисунок 11. Схема охлаждаемого мишенного устройства: 1 - коллиматор, 2 - держатель образца, 3 - образец, 4 - изолятор, 5 - уплотнение, 6 - канал охлаждения, 7 - держатель с кварцем 8 для визуального наблюдения формы пучка.*



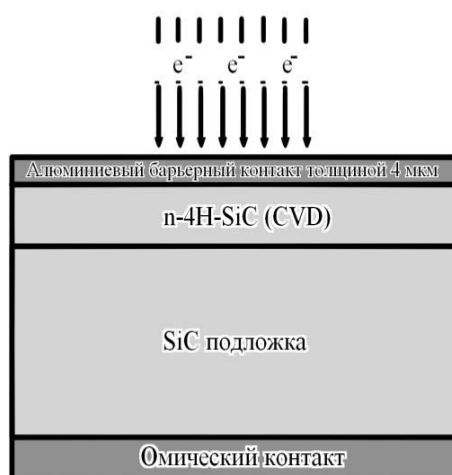
### **3 глава.**

#### **Введение.**

Первые исследования радиационных дефектов в карбиде кремния, проведенные в 1950–1960-х годах, подтвердили высокую радиационную стойкость этого материала [16]. Следует отметить, что исследуемые в те годы кристаллы были сильно легированы и имели высокую плотность структурных дефектов. Однако по мере получения все более совершенных и чистых образцов SiC их измеренная радиационная стойкость постепенно снижалась. Даже появились исследования, в которых указывалось, что SiC не только не превосходит кремний по радиационной стойкости, но даже уступает ему по ряду параметров [17–20]. Следует отметить, что уменьшение радиационной стойкости с улучшением качества материала было характерно и для других полупроводников. Различные структурные дефекты и неконтролируемые примеси могли служить стоками для радиационных дефектов и замедлять процесс деградации параметров материала.

### 3.1. Облучение электронами при комнатной температуре.

Для исследования были использованы промышленные 4H-SiC интегральные диоды Шоттки (JBS - Junction Barrier Schottky, “контакт Шоттки – p-n-переход”) n-типа проводимости с блокирующим напряжением 600, 1200 и 1700 В производства компании CREE. Концентрация нескомпенсированной донорной примеси ( $N_d - N_a$ ) в исходных приборах до облучения составляла  $\sim 6.5 \times 10^{15}$ ,  $\sim 4.5 \times 10^{15}$  и  $\sim 3.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Дозы облучения электронами достигали  $7 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Облучение проводилось электронами с энергией 0.9 МэВ при 300 К. Схема облучения диода представлена на рисунке 12.



*Рисунок 12. Схематическое изображение процесса облучения исследованных диодов Шоттки на SiC.*

Линейность изменения концентрации  $N_d - N_a$  от дозы облучения является важным отличием компенсации карбида кремния от кремния.

Рассмотрим вначале возможные механизмы радиационной компенсации проводимости [94-95].

Предположим, что основными дефектами, генерируемыми быстрыми электронами, являются вакансии в одной из подрешеток SiC. Если в этом случае образование мультивакансионных комплексов считается маловероятным, имеем

$$\frac{dV}{dt} = \eta_{FP} \times G - \frac{V}{\tau} - \beta \times V \times N \quad (3.1.1)$$

где  $V$  - концентрация вакансий;

$G$  - поток заряженных частиц;

$\eta_{FP}$  - вероятность образования вакансии одной частицей;

$\tau$  - время жизни вакансии, определяемое стоками;

$\beta$  - вероятность захвата вакансии свободным (без захваченной вакансии) атомом примеси азота;

$N$  - концентрация свободных атомов азота

Начальные условия:  $t = 0$ ;  $V = 0$ ;  $N = N_0$ .

Концентрация комплексов вторичных дефектов (вакансия – атом примеси) рассчитывается по формуле

$$N_k = N_0 - N \quad (3.1.2)$$

и в начальный момент равна нулю.

Концентрация носителей заряда - электронов ( $n$ ) является разностью концентраций примесей (мелких доноров) и комплексов (в случае глубоких акцепторов)

$$n = N - N_k = 2 \times N - N_0 \quad (3.1.3)$$

Предположим, что время жизни вакансии, определяемое как стоками, так и примесным захватом, значительно превышает время облучения и составляет десятки минут. Тогда членом  $V/\tau$  в уравнении (3.1.1) можно пренебречь.

Для компенсации полупроводника возможны два механизма компенсации.

В первом случае радиационные дефекты создают глубокие акцепторные уровни, на которые переходят электроны с мелких донорных уровней. При этом образования комплексов вакансия-донорный уровень не происходит.

В этом случае концентрация вакансий линейно растет с дозой облучения

$$V = \eta_{FP} \times D \quad (3.1.4),$$

а концентрация НЗ линейно спадает:

$$N = N_0 - \eta_{FP} \times D \quad (3.1.5).$$

Таким образом, при реализации этого механизма компенсации концентрация носителей заряда будет уменьшаться линейно с увеличением дозы облучения.

В случае второго механизма происходит взаимодействие радиационного дефекта (вакансии) с атомом мелкой примеси с образованием электрически нейтрального (или акцепторного) центра. Это имеет место, когда время жизни вакансии значительно меньше времени облучения, и при этом определяется стоками. Концентрацию вакансий, в этом случае, можно считать стационарной и определить из уравнения (3.1.1) равной

$$V = \eta_{FP} \times G \times \tau \quad (3.1.6).$$

В этом случае зависимость концентрации неосновных зарядов от дозы облучения определяется взаимодействием вакансии с примесью. Таким образом, в этой модели преобладает вклад вторичных радиационных дефектов - комплексов (вакансия - примесный атом). При этом концентрация неосновных зарядов равна концентрации свободных атомов примеси (N),  $n = N$ .

Кинетика изменения N при механизме №2 описывается уравнением:

$$-\frac{dN}{dt} = \eta_{FP} \times \beta \times G \times \tau \times N \quad (3.1.7)$$

Решением этого уравнения будет:

$$N = N_0 \times e^{-\eta_{FP} \times \beta \times \tau \times G \times t} \quad (3.1.8)$$

В этом случае концентрация электрически активной примеси будет уменьшаться экспоненциально с увеличением дозы облучения.

На рисунке 13 представлены экспериментальные данные  $N_d - N_a = F(\Delta D)$  для SiC, Si и GaAs.

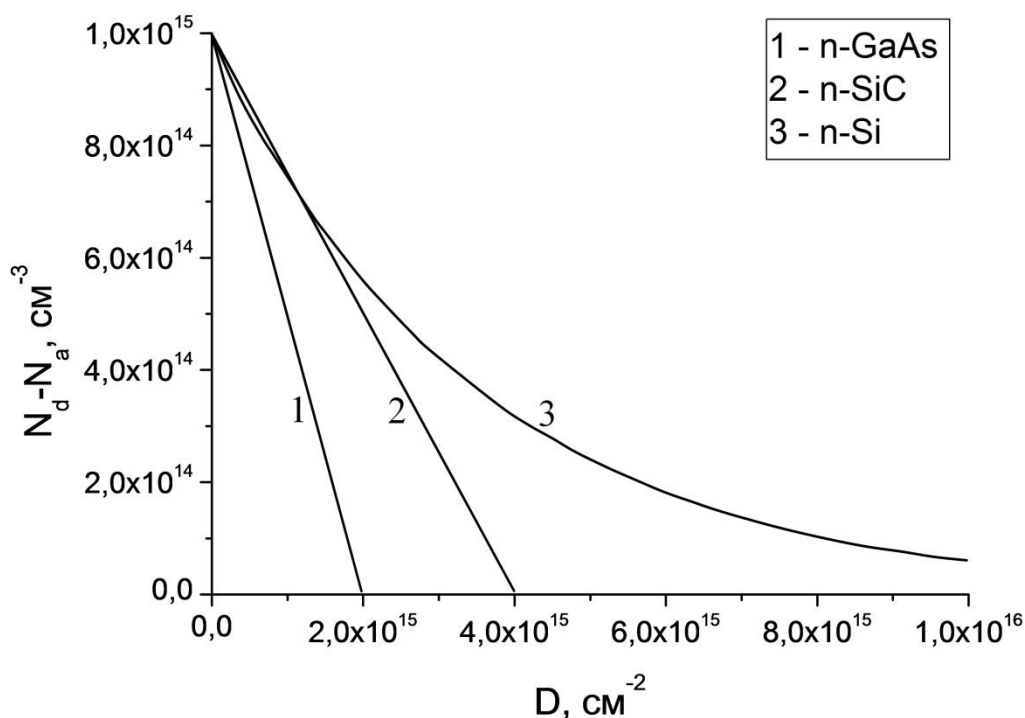


Рисунок 13. Компенсация проводимости n-GaAs (1), n-SiC (2) и n-Si (3) при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ (расчет) [94].

Как видно из рисунка, для карбида кремния, также как и для GaAs, наблюдается линейное уменьшение концентрации носителей заряда от дозы облучения. Это означает, что в SiC реализуется первый механизм компенсации, связанный с образованием глубоких акцепторных уровней и переходом на них электронов с мелких доноров. Линейная зависимость концентрации носителей от дозы облучения наблюдалась также и в работах других авторов, см. например [95].

Облучение в работе проводилось последовательно, постепенно увеличивая суммарную дозу облучения. После каждого облучения проводились измерения CV-характеристик, из которых рассчитывались концентрации нескомпенсированных носителей заряда  $N_d-N_a$  и затем – скорости удаления носителей заряда (Рисунки 14 - 19).

Из рисунков 14, 16 и 18 для JBS с блокирующим напряжением 600, 1200 и 1700 В можно сделать вывод, что при увеличении дозы облучения уменьшается рассчитываемая концентрация  $N_d-N_a$ . Итог этих расчетов можно видеть на рисунках 15, 17 и 19. Точками отмечены экспериментальные данные, а прямыми – усредненные значения. Из них видно, что для диодов Шоттки всех типов наблюдалось линейное уменьшение концентрации  $N_d-N_a$ , что подтверждает описанный выше механизм компенсации в карбиде кремния.

Скорости удаления носителей заряда составили  $0.095 \text{ см}^{-1}$  для JBS600,  $0.073 \text{ см}^{-1}$  для JBS1200 и  $0.06 \text{ см}^{-1}$  для JBS1700.

Стоит отметить, что на рисунках 14 и 16 кривые (4), соответствующие максимальным дозам облучения имеют огромные напряжения отсечки. Это говорит о том, что сопротивление образцов на этих этапах уже слишком велико, и измерения емкости нельзя считать полностью корректными. Более того, на рисунках 15, 17 и 19 считается, что облучением достигалась практически полная компенсация образцов, однако проблема более корректного описания результатов высоких облучений будет подниматься далее в пункте 3.7.

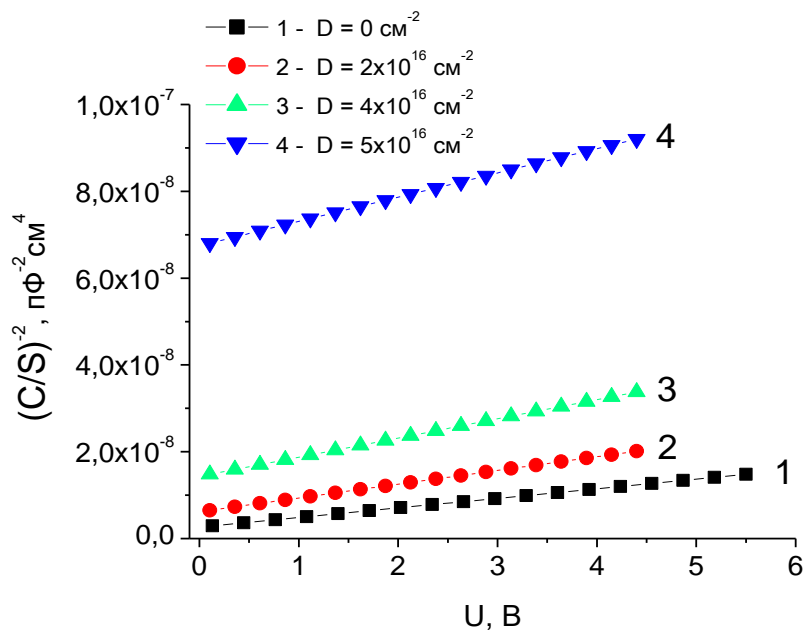


Рисунок 14. Зависимость  $(C/S)^{-2}$  от приложенного напряжения для JBS с блокирующим напряжением 600 В при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ,  $T = 300$  К.

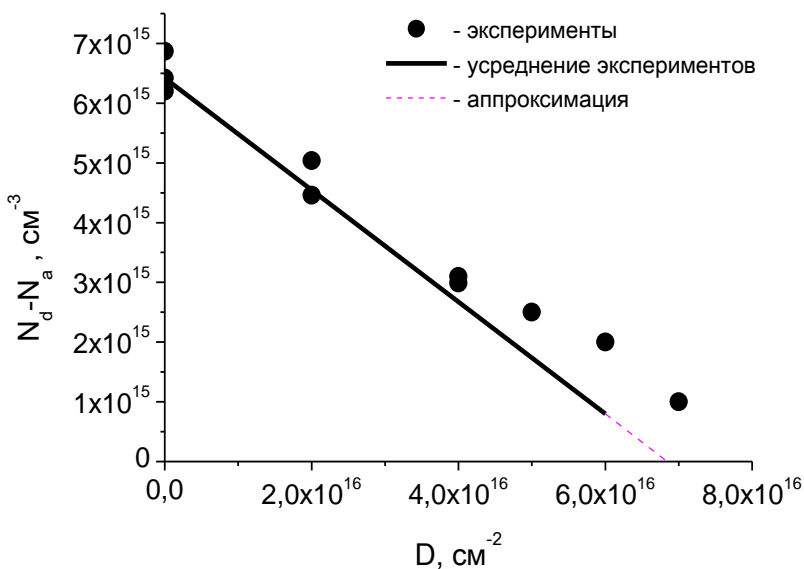


Рисунок 15. Зависимость концентрации  $(N_d - N_a)$  от дозы облучения  $D$  для JBS с блокирующим напряжением 600 В при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ,  $T = 300$  К.  $V_d = 0.095$  см<sup>-1</sup>.

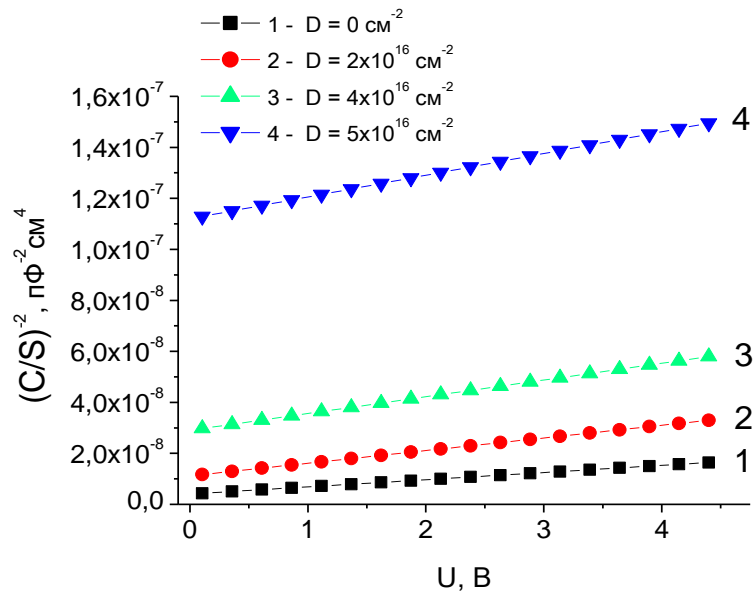


Рисунок 16. Зависимость  $(C/S)^{-2}$  от приложенного напряжения для JBS с блокирующим напряжением 1200 В при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ,  $T = 300$  К.

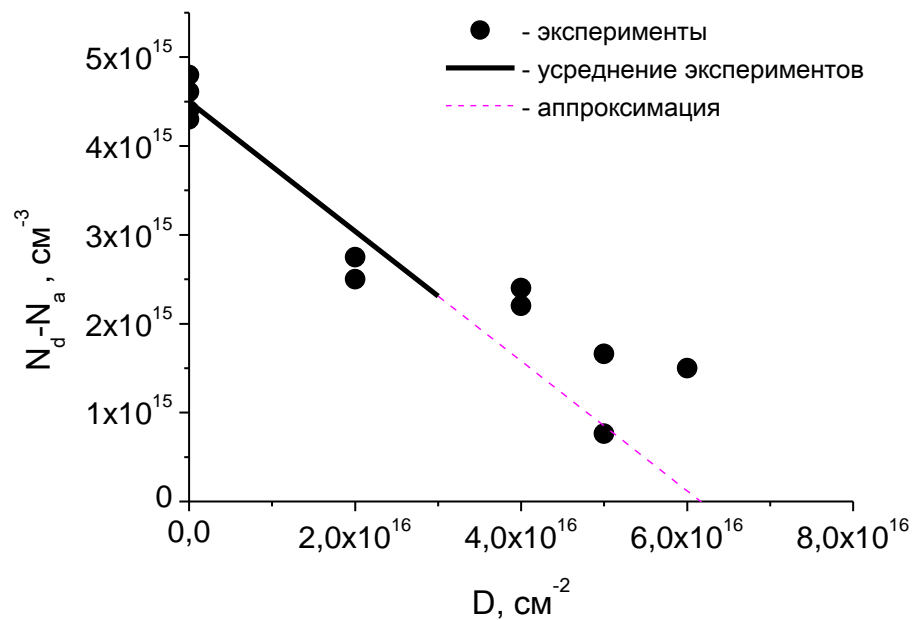


Рисунок 17. Зависимость концентрации  $(N_d - N_a)$  от дозы облучения  $D$  для JBS с блокирующим напряжением 1200 В при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ,  $T = 300$  К.  $V_d = 0.073$  см<sup>-1</sup>.



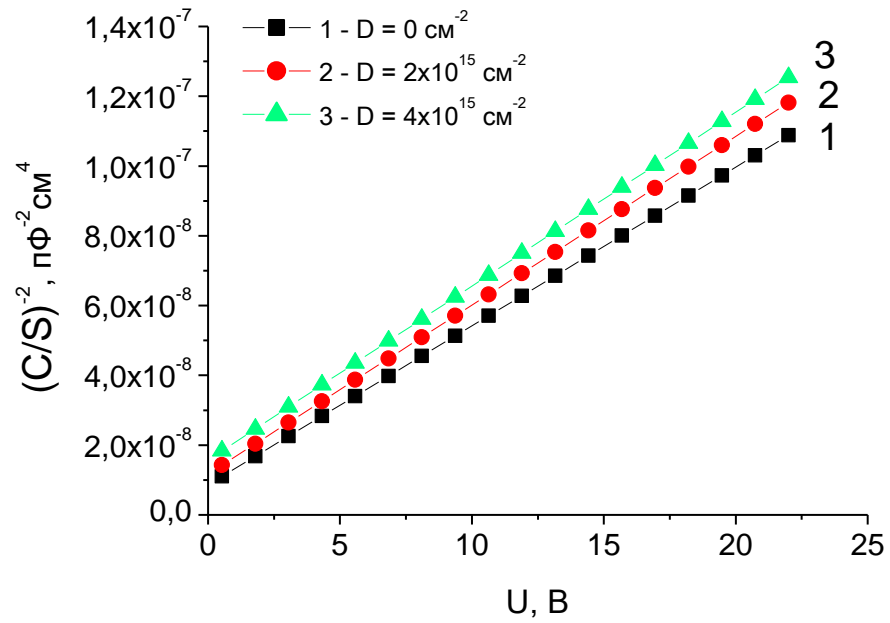


Рисунок 18. Зависимость  $(C/S)^{-2}$  от приложенного напряжения для JBS с блокирующим напряжением 1700 В при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ,  $T = 300$  К.

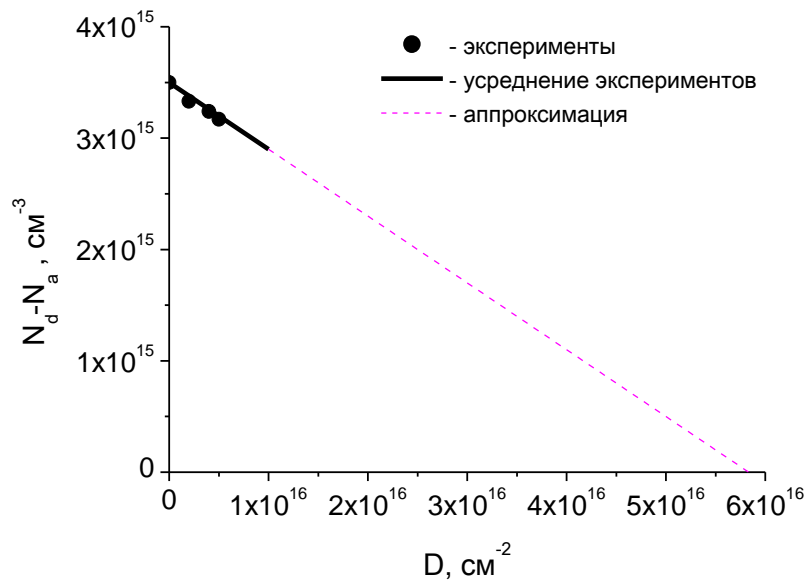


Рисунок 19. Зависимость концентрации  $(N_d - N_a)$  от дозы облучения  $D$  для JBS с блокирующим напряжением 1700 В при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ,  $T = 300$  К.  $V_d = 0.06$  см<sup>-1</sup>.

На рисунке 20 приведено обобщение облучений электронами при комнатной температуре трех типов диодов JBS с блокирующим напряжением 600, 1200 и 1700 В.

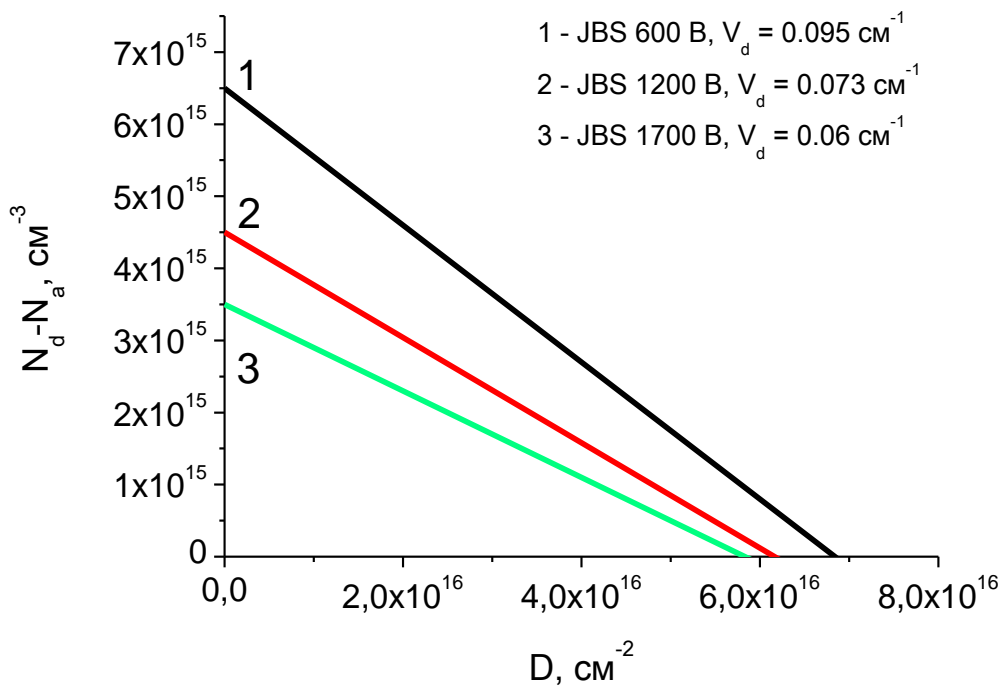


Рисунок 20. Зависимость концентрации ( $N_d - N_a$ ) от дозы облучения  $D$  для JBS с блокирующим напряжением 600, 1200 и 1700 В при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ,  $T = 300 \text{ К}$ .

### 3.2. Облучение протонами при комнатной температуре.

Для исследования были использованы промышленные 4H-SiC интегральные диоды Шоттки (JBS - Junction Barrier Schottky, “контакт Шоттки – p-n-переход”) n-типа проводимости с блокирующим напряжением 600, 1200 и 1700 В производства компании CREE. Концентрация нескомпенсированной донорной примеси ( $N_d - N_a$ ) в исходных приборах до облучения составляла  $\sim 6.5 \times 10^{15}$ ,  $\sim 4.5 \times 10^{15}$  и  $\sim 3.5 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Облучения проводились протонами с энергией 15 МэВ при 300 К. Дозы облучения протонами достигали  $1 \times 10^{14}$  см<sup>-2</sup>.

Облучение проводилось последовательно, постепенно увеличивая суммарную дозу облучения. После каждого облучения проводились измерения CV-характеристик, из которых рассчитывались концентрации нескомпенсированных носителей заряда  $N_d - N_a$  и затем – скорости удаления носителей заряда (Рисунки 21 - 26).

Из рисунков 21, 23 и 25 для JBS с блокирующим напряжением 600, 1200 и 1700 В можно сделать вывод, что при увеличении дозы облучения уменьшается рассчитываемая концентрация  $N_d - N_a$ . Итог этих расчетов можно видеть на рисунках 22, 24 и 26. Точками отмечены экспериментальные данные, а прямыми – усредненные значения. Из них видно, что для диодов Шоттки всех типов наблюдалось линейное уменьшение концентрации  $N_d - N_a$ , что подтверждает описанный выше механизм компенсации в карбиде кремния, как и в случае облучения электронами.

Скорости удаления носителей заряда составили 63 см<sup>-1</sup> для JBS 600 В, 59 см<sup>-1</sup> для JBS 1200 В и 54 для JBS 1700 В.

В обоих случаях наблюдается уменьшение скорости удаления носителей с уменьшением величины  $N_d - N_a$ .

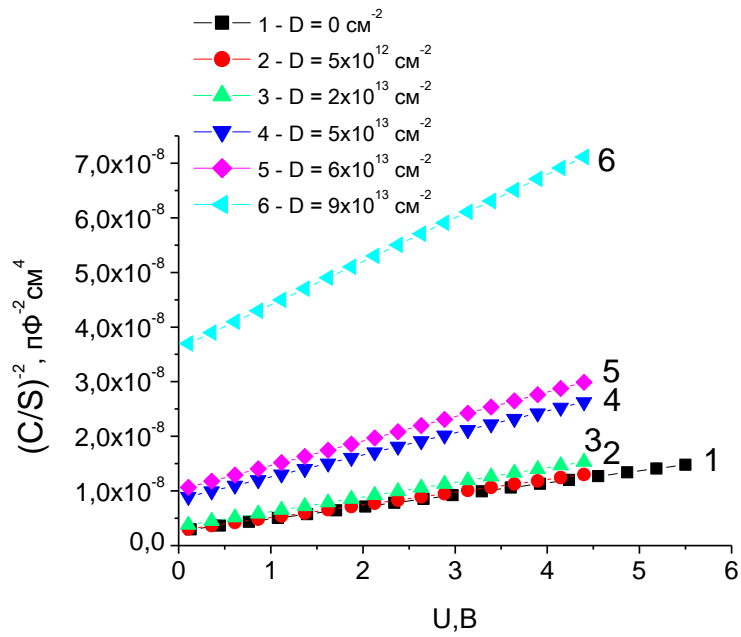


Рисунок 21. Зависимость  $(C/S)^{-2}$  от приложенного напряжения для JBS с блокирующим напряжением 600 В при облучении протонами с энергией 15 МэВ,  $T = 300$  К.

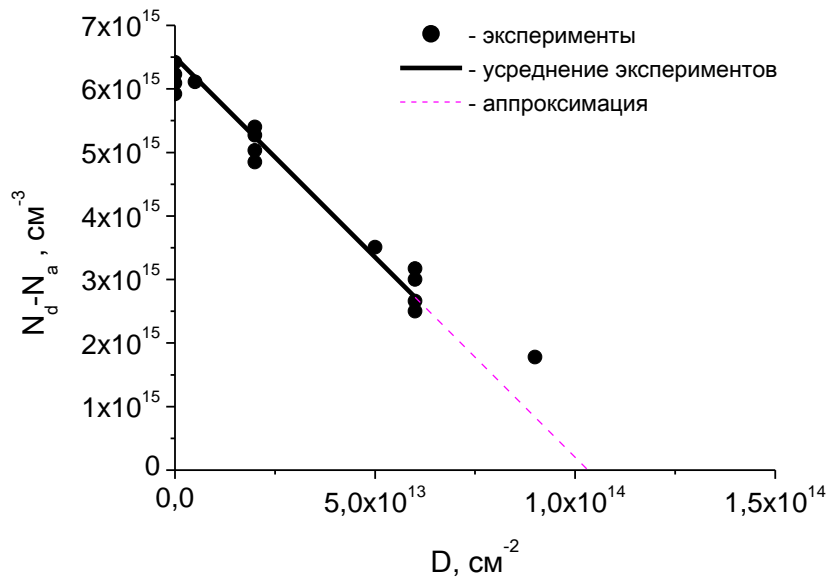


Рисунок 22. Зависимость концентрации  $(N_d - N_a)$  от дозы облучения  $D$  для JBS с блокирующим напряжением 600 В при облучении протонами с энергией 15 МэВ,  $T = 300$  К.  $V_d = 63$  см<sup>-1</sup>.

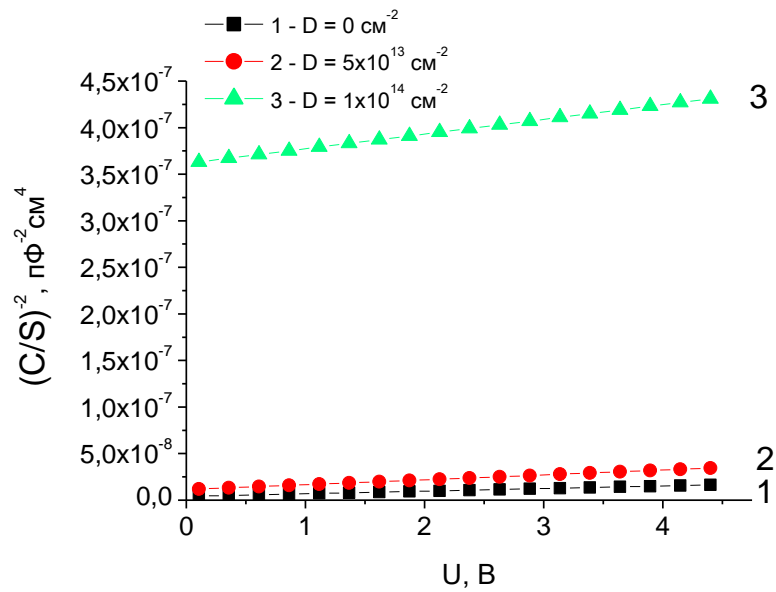


Рисунок 23. Зависимость  $(C/S)^{-2}$  от приложенного напряжения для JBS с блокирующим напряжением 1200 В при облучении протонами с энергией 15 МэВ,  $T = 300$  К.

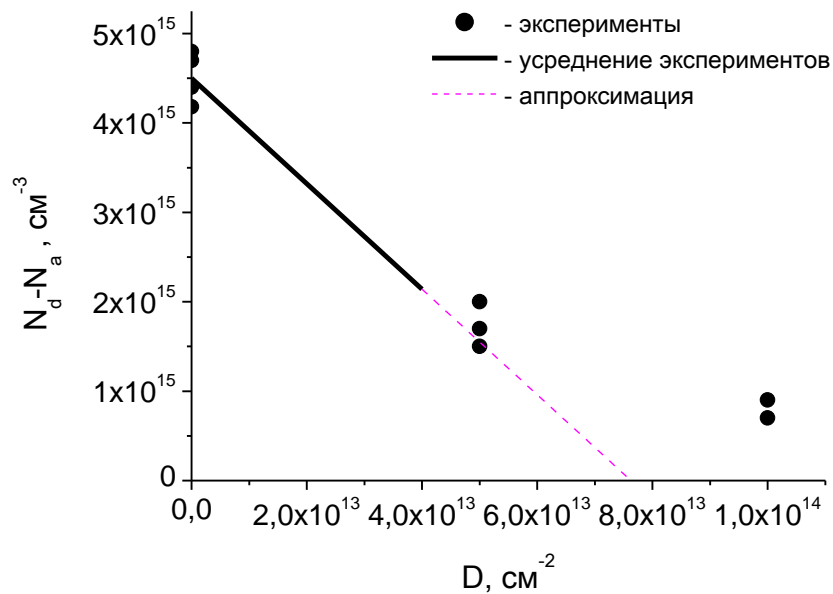


Рисунок 24. Зависимость концентрации  $(N_d - N_a)$  от дозы облучения  $D$  для JBS с блокирующим напряжением 1200 В при облучении протонами с энергией 15 МэВ,  $T = 300$  К.  $V_d = 59$  см<sup>-1</sup>.

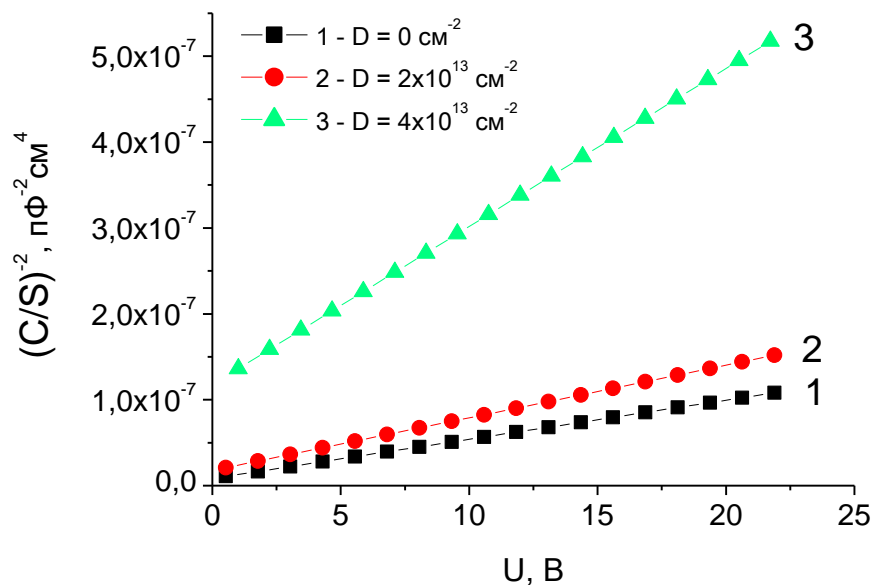


Рисунок 25. Зависимость  $(C/S)^{-2}$  от приложенного напряжения для JBS с блокирующим напряжением 1700 В при облучении протонами с энергией 15 МэВ,  $T = 300$  К.

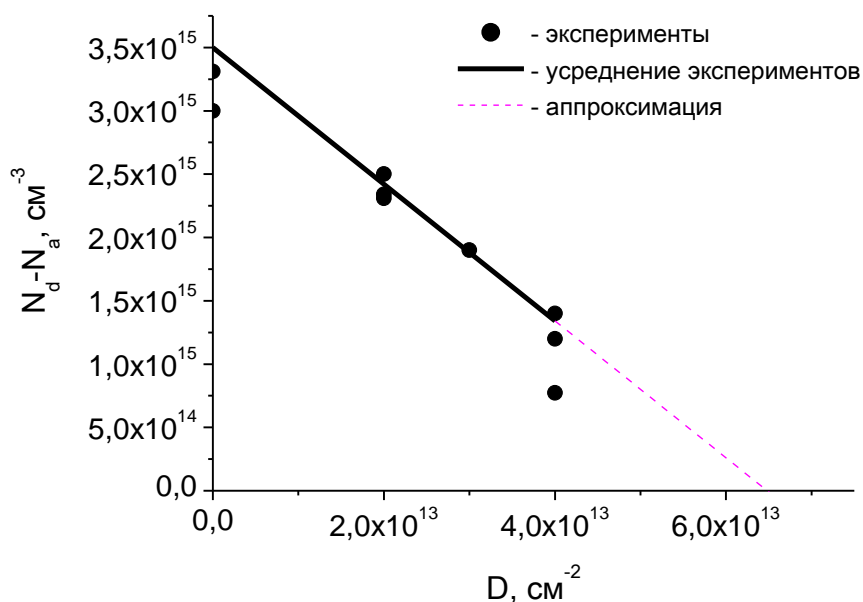


Рисунок 26. Зависимость концентрации  $(N_d - N_a)$  от дозы облучения  $D$  для JBS с блокирующим напряжением 1700 В при облучении протонами с энергией 15 МэВ,  $T = 300$  К.  $V_d = 54$  см<sup>-1</sup>.

На рисунке 27 приведено обобщение облучений протонами при комнатной температуре трех типов диодов JBS на 600, 1200 и 1700 В.

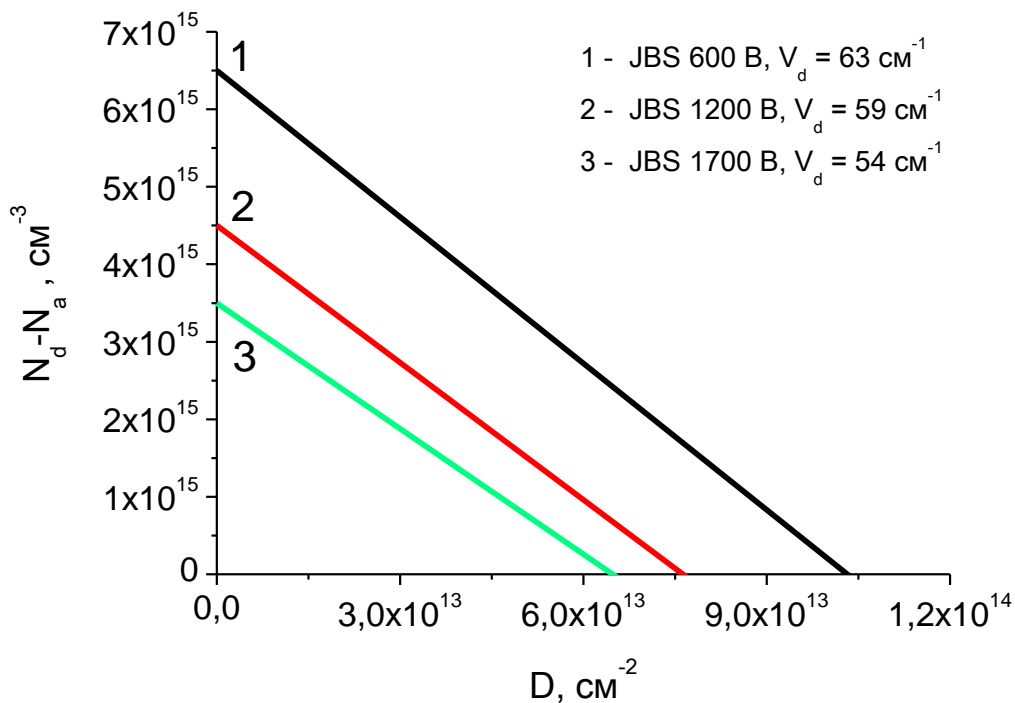


Рисунок 27. Зависимость концентрации ( $N_d - N_a$ ) от дозы облучения  $D$  для JBS с блокирующим напряжением 600, 1200 и 1700 В при облучении протонами с энергией 15 МэВ,  $T = 300 \text{ К}$ .

### 3.3. Сравнение радиационной стойкости Si и SiC.

Так как карбид кремния часто рассматривается как возможная замена кремния для создания силовых приборов, то представляется интересным и полезным провести сравнения радиационной стойкости этих двух материалов. На наш взгляд возможны два подхода к этой задаче.

Во-первых, можно сравнить два диода с одинаковым напряжением пробоя на основе SiC и Si.

Полученные в прошлых параграфах скорости удаления носителей заряда составляли  $0.006 \div 0.095 \text{ см}^{-1}$  при электронном, и  $54 \div 63 \text{ см}^{-1}$  при протонном облучении. Они примерно в 2 раза меньше, чем для JBS на основе кремния при таких же концентрациях до облучения (Таблица 9).

Таблица 9. Скорости удаления носителей заряда в приборах на основе SiC и Si.

Тип прибора	SiC JBS 600 В	SiC JBS 1200 В	SiC JBS 1700 В	Si
Nd-Na в базе, $\text{см}^{-3}$	$6.5 \times 10^{15}$	$4.5 \times 10^{15}$	$3.5 \times 10^{15}$	$\sim 10^{15}$
$V_d$ (0.9 МэВ электроны), $\text{см}^{-1}$	0.095	0.073	0.06	0.23 [96]
$V_d$ (15 МэВ протоны), $\text{см}^{-1}$	63	59	54	110 [97]

$$V_{d\text{SiC JBS}} = \frac{1}{2} \times V_{d\text{Si}} \quad (3.3.1).$$

Для того чтобы сравнить результаты при равных напряжениях пробоя следует уточнить, что в кремнии критическое поле пробоя примерно в 10 раз меньше чем в SiC, а, следовательно, значение концентрации легирующей примеси для SiC надо брать на 2 порядка меньше. Для того чтобы объяснить



это заключение, рассмотрим два диода, имеющими равные напряжения пробоя:

$$U_{прSi} = U_{прSiC} \quad (3.3.2).$$

Из формулы выходит, что:

$$0.5 \times E_{крSi} \times W = 0.5 \times E_{крSiC} \times W \quad (3.3.3),$$

где  $E_{кр}$  – критическая напряженность электрического поля,  $W$  – толщина слоя объемного заряда при  $U_{пр}$ . А поскольку

$$E_{крSiC} \sim 10 \times E_{крSi} \quad (3.3.4),$$

$$W \sim \sqrt{N_d - N_a} \quad (3.3.5),$$

где  $(N_d - N_a)$  – концентрация нескомпенсированных доноров в базе диода, выходит, что:

$$N_{d-a Si} = 100 \times N_{d-a SiC} \quad (3.3.6).$$

То есть, даже при равных значениях  $V_d$  для компенсации SiC-диодов требуются в 100 раз большие дозы излучения, чем для Si-диодов.

В итоге, для компенсации примеси в базе SiC диодов Шоттки потребуются приблизительно в 2 раза большая доза облучения, чем для компенсации примеси в базе Si диода с равной начальной концентрацией, и примерно в 200 раз больше для того, чтобы компенсировать примесь в базе р-п-диода с таким же напряжением пробоя.

$$V_{dSiCJBS} = \frac{1}{2} \times V_{dSi(N)} = \frac{1}{200} \times V_{dSi(U)} \quad (3.3.7).$$

Получается, что радиационная стойкость устройств на основе SiC значительно превосходит радиационную стойкость кремниевых как диодов Шоттки с равными начальными концентрациями, так и кремниевых р-п диодов с аналогичными напряжениями пробоя.

Во-вторых, можно сравнивать радиационную стойкость SiC и Si диодов с одинаковым уровнем легирования базы. Это важно для изготовления детекторов заряженных частиц, где подаваемое обратное напряжение ограничено, и требуется получить максимальную толщину слоя

объемного заряда. В этом случае происходит прямое сравнение скоростей удаления носителей. Как видно из таблицы 9, величина  $V_d$  для SiC всего в два раза меньше чем для Si. Так как величина запрещенной зоны ( $E_g$ ) SiC почти в три раза больше чем  $E_g$  для кремния, то возникает вопрос – чем обусловлена столь незначительная разница в величинах  $V_d$  для этих двух материалов?

Прошлые эксперименты показали, что температуры отжига первичных дефектов, возникающих в 4H-SiC, находятся в температурном диапазоне 200-900° С, а вторичных дефектов на 1000-1200° С [98, 99]. В то же время в кремнии первичные дефекты отжигаются при температуре ~ 80 К, а вторичные при температурах 150-350° С [100].

Такая ситуация характерна и для других полупроводниковых материалов. На первом этапе отжига большинство первичных радиационных дефектов рекомбинируют, а оставшиеся образуют значительно более температурно-стойкие комплексы, которые отжигаются уже при существенно больших температурах. Однако положение этих стадий отжигов на шкале температур зависит от свойств полупроводника, в том числе и от величины его запрещенной зоны.

Схематично можно представить стадии отжига этих двух материалов на Рисунке 28.

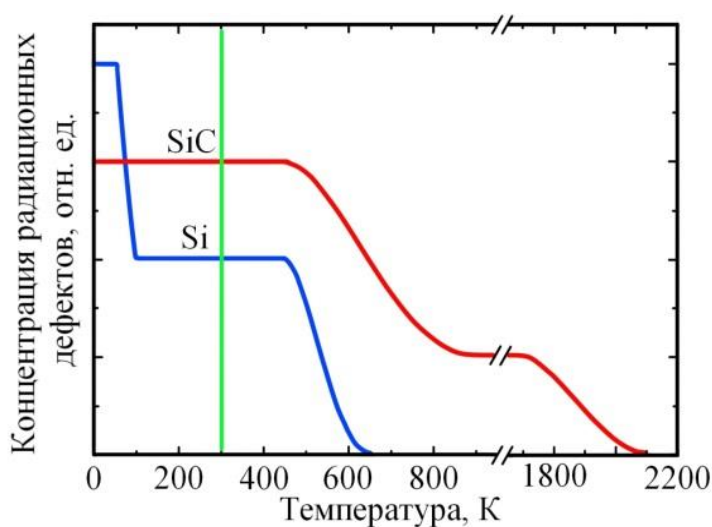


Рисунок 28. Схематическое изображение отжига радиационных дефектов в кремнии и карбиде кремния. [101]

Таблица 10. Температуры отжига для кремния и карбида кремния.

Отжиг	Si	4H-SiC
	$T_{\text{отжига}}, \text{K}$	$T_{\text{отжига}}, \text{K}$
Первичных дефектов	80	473 - 1173
Вторичных дефектов	423 - 623	1200 - 2000

В таблице 10 представлены температуры отжига для Si и SiC.

Как видно из рисунка 28 и таблицы 10, при комнатной температуре Si и SiC находятся в существенно отличающихся состояниях. В кремнии уже закончился отжиг первичных дефектов, а в карбиде кремния он еще не начался.

Таким образом, даже если сразу после облучения (температура облучения условно 0 К) концентрация введенных радиационных дефектов в SiC была меньше, то после нагрева до комнатной температуры в кремнии концентрация дефектов стала меньше чем в SiC.

В итоге измеренная при 300 К величина  $V_d$  в SiC может оказаться такой же или даже выше, чем в Si.

Это может объяснить столь малую разницу в величинах  $V_d$  для SiC и Si. Также возникает интерес проверить сделанное предположение и провести облучение карбида кремния при повышенных температурах.

### 3.4. Облучение электронами при повышенных температурах.

Влияние электронного облучения при комнатной температуре на свойства высоковольтных диодов Шоттки 4H-SiC изучалось во многих работах [102-108, 67].

Однако, эффект электронного облучения, проводимого при повышенных температурах, до сих пор остается неизученным. Между тем работы, проведенные в 90-х годах прошлого века по изучению облучения электронами полупроводников AlN при повышенных температурах, показали, что радиационная стойкость может значительно возрастать с повышением температуры, при которой проводится облучение [109]. В настоящей работе впервые исследовано одновременное воздействие электронного облучения и повышенной температуры («горячее» электронное облучение) на полупроводниковые приборы на основе карбида кремния на примере высоковольтных интегрированных диодов Шоттки.

Для исследования горячего облучения электронами с энергией 0.9 МэВ использовались JBS с блокирующим напряжением 600 В с площадью барьера  $4 \text{ мм}^2$  с концентрацией в базовой области диода  $3.2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , а также JBS с блокирующим напряжением 1700 В с концентрацией в базовой области диода  $3.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Облучения проводились при температурах от 23 до  $500^\circ \text{C}$  в диапазоне доз от  $1 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  до  $1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ .

В случае исследования горячего облучения ( $200^\circ \text{C}$ ) электронами JBS с блокирующим напряжением 600 В концентрация нескомпенсированного заряда осталась неизменной по сравнению с изначальной даже при дозе облучения  $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  (Рисунки 29, 30).

На рисунке 30 можно видеть, что при температуре  $200^\circ \text{C}$  даже дозы  $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  не хватило, чтобы уменьшить начальную концентрацию. Однако, разумеется, при больших дозах она может уменьшиться, но в таком случае

возникают проблемы с регистрацией измеренных величин, о чем будет говориться в пункте 3.7.

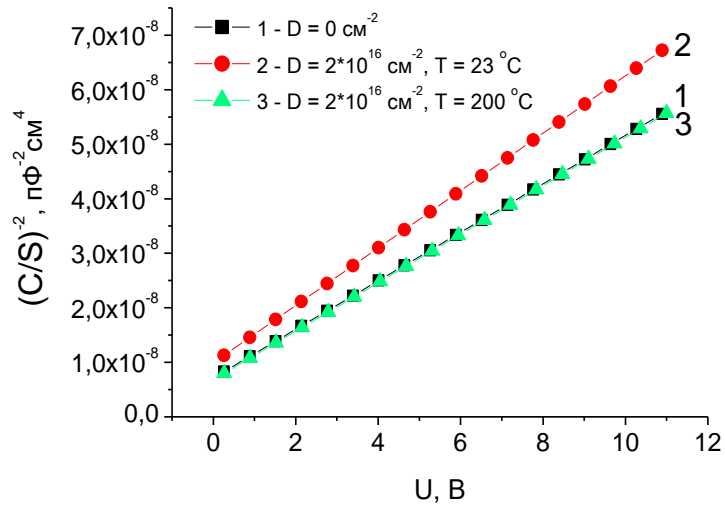


Рисунок 29. Зависимость  $(C/S)^{-2}$  от приложенного напряжения для JBS с блокирующим напряжением 600 В при горячем облучении электронами с энергией 0.9 МэВ.

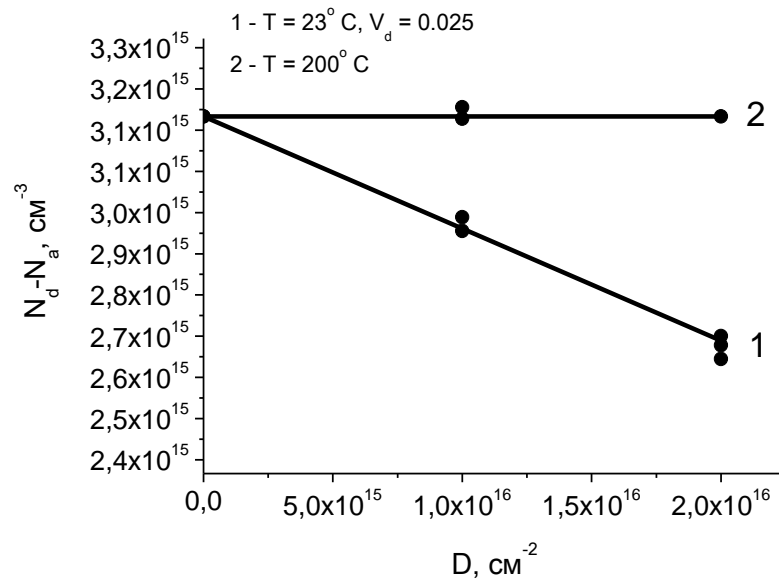


Рисунок 30. Зависимость концентрации  $(N_d - N_a)$  от дозы облучения  $D$  для JBS с блокирующим напряжением 600 В при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ.  $V_{d23} = 0.025 \text{ cm}^{-1}$ .

Более подробно результаты облучений электронами при разных повышенных температурах изучалось на JBS с напряжением пробоя 1700 В (Рисунки 31 - 33).

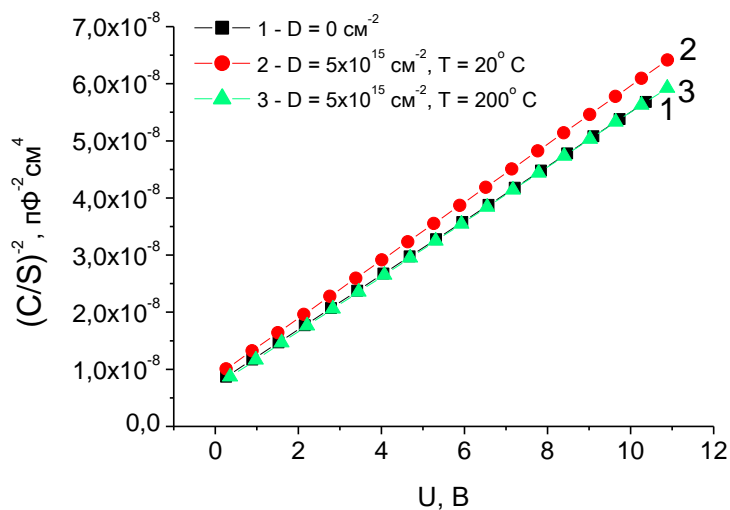


Рисунок 31. Зависимость  $(C/S)^{-2}$  от приложенного напряжения для JBS с блокирующим напряжением 1700 В при горячем облучении электронами с энергией 0.9 МэВ при дозе  $D = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ .

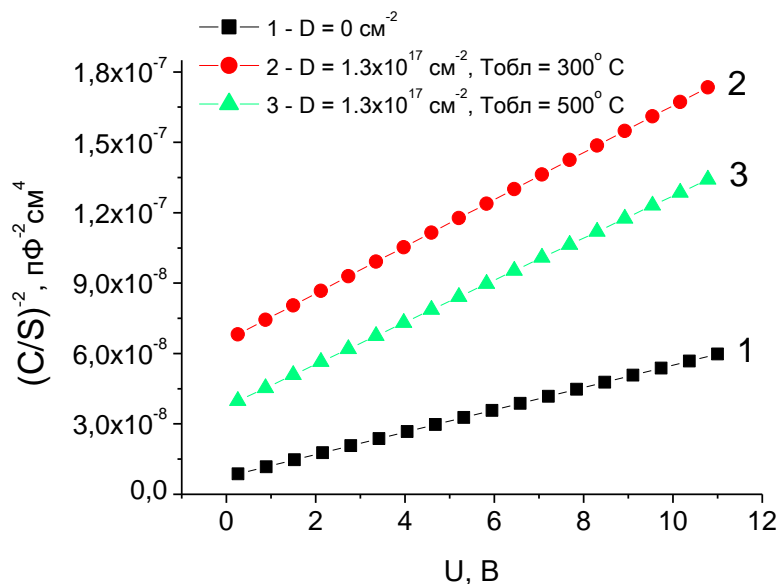
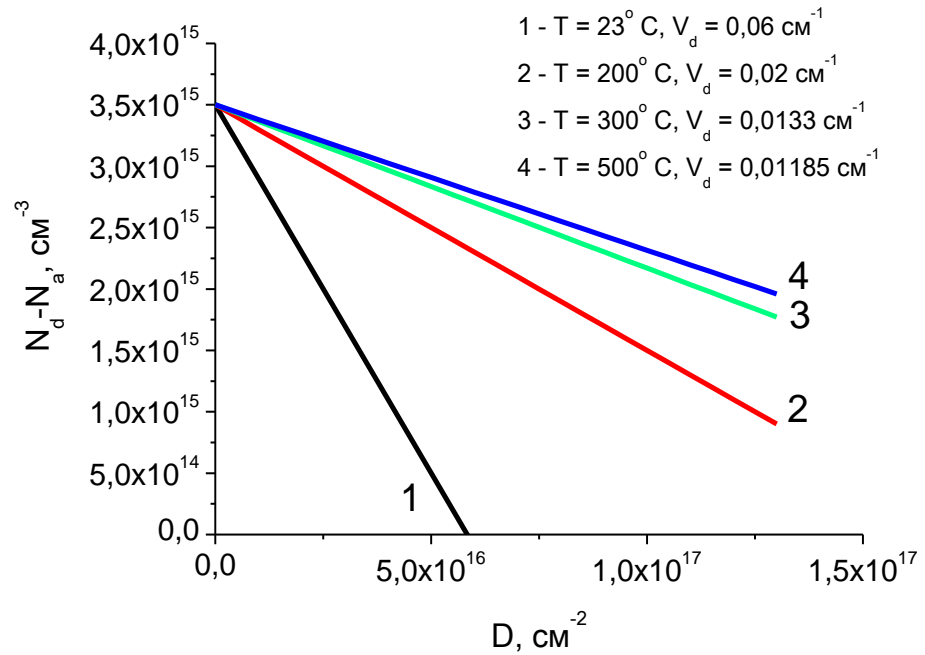


Рисунок 32. Зависимость  $(C/S)^{-2}$  от приложенного напряжения для JBS с блокирующим напряжением 1700 В при горячем облучении электронами с энергией 0.9 МэВ при дозе  $D = 1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ .

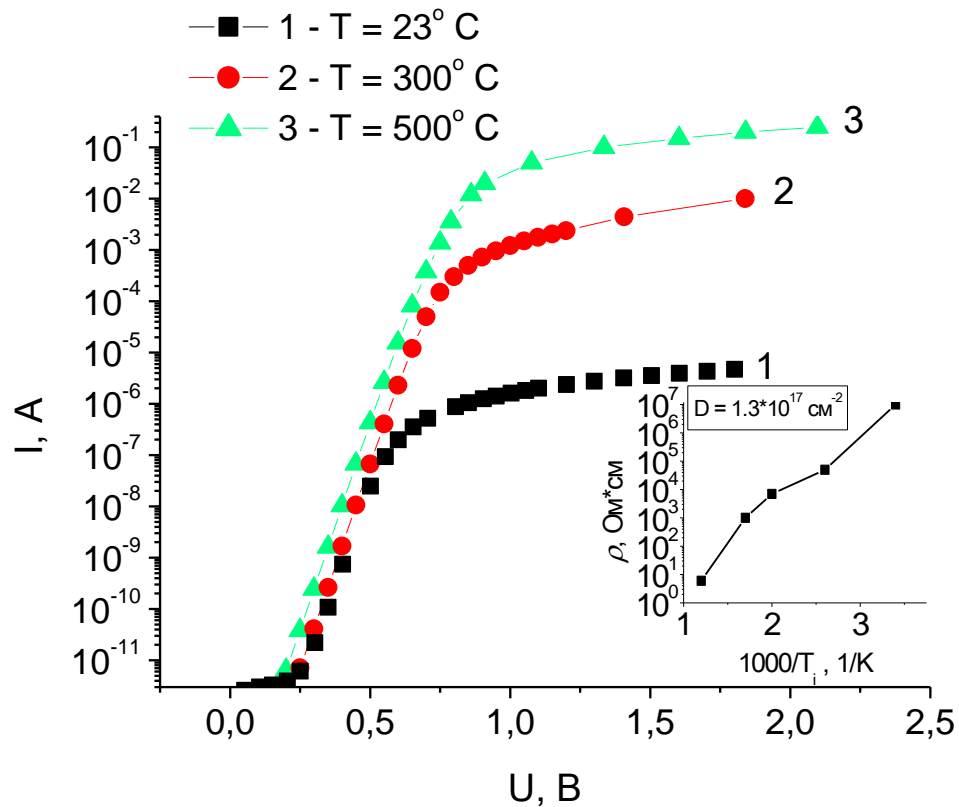
В итоге выяснилось, что при облучении электронами радиационная стойкость тем больше, а скорость удаления носителей заряда меньше, чем выше температура облучения образцов. Это показано на рисунке 33:  $V_d$  при комнатной температуре равна  $0.06 \text{ см}^{-1}$ , при температуре  $200^\circ \text{ C}$  -  $0.02 \text{ см}^{-1}$ , при температуре  $300^\circ \text{ C}$  -  $0.0133 \text{ см}^{-1}$ , при температуре  $500^\circ \text{ C}$  -  $0.01185 \text{ см}^{-1}$ .



*Рисунок 33. Зависимости концентрации нескомпенсированных носителей заряда ( $N_d - N_a$ ) в JBS-структурах с блокирующим напряжением 1700 В от дозы облучения электронами при разных температурах.  $V_{d23} = 0.06 \text{ см}^{-1}$ ,  $V_{d200} = 0.02 \text{ см}^{-1}$ ,  $V_{d300} = 0.0133 \text{ см}^{-1}$ ,  $V_{d500} = 0.01185 \text{ см}^{-1}$ .*

Аналогичные выводы можно сделать и по сравнению вольт-амперных характеристик. Участок «насыщения» на зависимости  $\lg I(U)$  (рисунок 34) соответствует линейному росту тока с ростом напряжения  $U$  и определяется базовым сопротивлением  $R_b$ . Значение  $R_b$  в необлученных диодах составляет  $\sim 0.1 \text{ Ом}$  [110-111]. Как видно из рисунка 34, после облучения с дозой облучения  $D = 6 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  при комнатной температуре сопротивление

составляет  $\sim 10^6$  Ом. Этот результат полностью согласуется с данными работы [108]. Как показано в [108], такая ситуация соответствует случаю, когда мелкий донорный уровень, отвечающий за начальную концентрацию электронов в базе необлученных диодов, полностью обеднен, а «остаточная» концентрация электронов определяется генерацией электронов с уровня  $Z1/2$  с энергией активации  $\sim 0.65$  эВ (вставка к рисунку 34).



*Рисунок 34. Прямые вольт-амперные характеристики диодов после облучения электронами с энергией 0.9 МэВ при трех различных температурах  $T_i$ . Измерения проводились при комнатной температуре. Доза облучения  $D = 6 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . На вставке показана зависимость удельного сопротивления  $\rho$  от обратной температуры  $T_i$  после облучения дозой  $D = 1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ .*



После облучения образцов той же дозой при температуре  $300^\circ \text{C}$  характерное значение базового сопротивления составляет  $\sim 10^2 - 10^3 \text{ Ом}$ . Увеличение  $T_i$  до  $500^\circ \text{C}$  снижает значение  $R_b$  до  $\sim 1 \text{ Ом}$ .

На вставке к рисунку 34 представлена зависимость удельного сопротивления основания  $\rho$  от обратной температуры  $T_i$  после облучения дозой  $D = 1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . Видно, что эту зависимость с достаточной точностью можно считать экспоненциальной.

Следует отметить, что даже если предположить, что каждый электрон, поглощенный в базе, создает заряженный дефект, то общая концентрация таких дефектов составляет  $\sim D/\lambda \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . В этом случае подвижность электронов будет уменьшаться с относительно исходного значения в необлученных образцах всего в несколько раз [112]. Между тем диапазон изменения  $\rho$  на вставке к рисунку 34 составляет  $\sim 6$  порядков. Таким образом, приведенная на вставке зависимость с хорошей точностью характеризует зависимость концентрации электронов проводимости от температуры облучения (при дозе  $D = 1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ).

При этом видно, что наклон экспоненциальной части вольт-амперной характеристики, следуя обычной зависимости

$$I = I_s \times e^{\frac{q \times U}{n \times k \times T}} - 1 \quad (3.4.1)$$

не зависит от  $T_i$ . Здесь  $q$  — заряд элементарного элемента,  $T$  — заряд абсолютная температура,  $n$  — фактор идеальности,  $k$  — постоянная Больцмана,  $I_s$  — ток насыщения. Значение фактора идеальности  $n \approx 1.03$  совпадает со значением  $n$  в необлученных диодах. Значения тока насыщения  $I_s \approx 10^{-13} \text{ А}$  для  $T_i = 23$  и  $300^\circ \text{C}$  практически совпадают. Облучение образцов при  $T_i = 500^\circ \text{C}$  приводит лишь к незначительному увеличению тока насыщения.

На рисунке 35 представлены вольт-амперные характеристики диодов в области относительно больших прямых смещений после облучения электронами дозой  $D = 1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$  при двух значениях  $T_i$ .

Зависимости  $I(U)$  линейны с хорошей точностью в диапазоне  $1 \text{ В} \leq U \leq 2 \text{ В}$ . Базовые сопротивления для двух значений  $T_i$  различаются на  $\sim 6$  порядков.

То есть концентрации свободных носителей заряда, рассчитывающиеся по формуле:

$$n = \frac{L}{R \times e \times \mu \times S} \quad (3.4.2),$$

где  $L$  – длина базы диода,  $e$  – заряд электрона,  $\mu$  – подвижность электронов,  $S$  – площадь контакта; так же различаются на  $\sim 6$  порядков.

Тем не менее напряжения отсечки для обоих значений  $T_i$  практически одинаковы и равны  $\sim 0.6 \text{ В}$ . Поскольку напряжение отсечки определяется высотой барьера Шоттки, следует сделать вывод, что облучение электронами практически не влияет на спектр поверхности состояний на границе металл-полупроводник. Этот факт служит дополнительным подтверждением того, что основным эффектом электронного облучения при любой температуре облучения является увеличение базового сопротивления  $R_b$ .

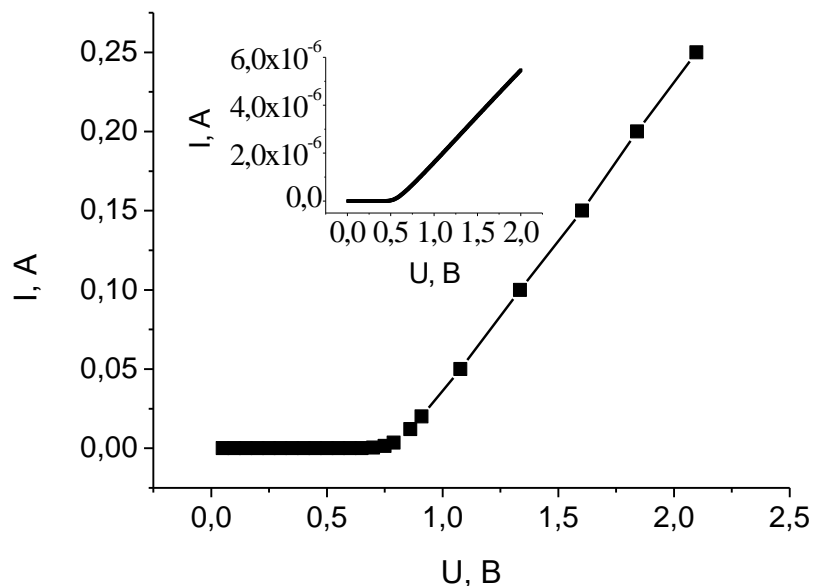


Рисунок 35. Прямая вольт-амперная характеристика диода после электронного облучения при  $T_i = 500^\circ \text{C}$ . На вставке аналогичная зависимость для  $T_i = 23^\circ \text{C}$ .  $D = 1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ .

На рисунке 36 представлены прямые ВАХ диода в области относительно большого прямого смещения после облучения при  $T_i = 300^\circ \text{C}$  для трех доз  $D$ .

При  $D = 3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  дифференциальное сопротивление диода на линейной части зависимости  $I(U)$   $dU/dI \approx 10 \text{ Ом}$ . Для сравнения, можно указать, что при облучении диодов такой же плотностью энергии при комнатной температуре ( $23^\circ \text{C}$ )  $R_d = dU/dI \approx 2 \times 10^3 \text{ Ом}$ . Следует отметить, что с ростом дозы  $D$  очень сильно возрастает влияние температуры облучения на изменение сопротивления базы (рисунке 37).

При относительно низких значениях  $D \leq 10^{16} \text{ см}^{-2}$  повышение температуры облучения от комнатной до  $300^\circ \text{C}$  относительно слабо влияет на скорость удаления электронов. С увеличением дозы разница в сопротивлении после облучения при комнатной температуре и при повышенной температуре монотонно возрастает и  $D \approx 6 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  превышает три порядка. При облучении при комнатной температуре зависимость  $\rho(D)$  с достаточно хорошей точностью следует закону  $\rho \sim D^8$ . Этот результат удовлетворительно согласуется с данными, полученными в работе [108].

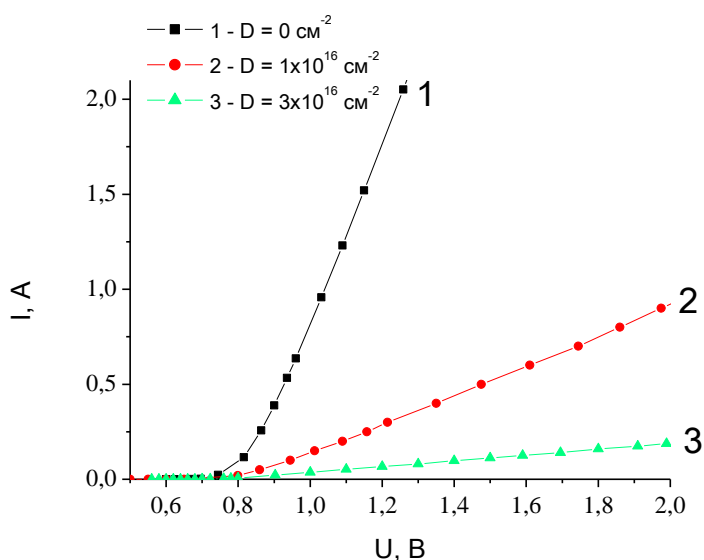


Рисунок 36. Прямые вольт-амперные характеристики диодов после электронного облучения при  $T_i = 300^\circ \text{C}$  для трех доз облучения.

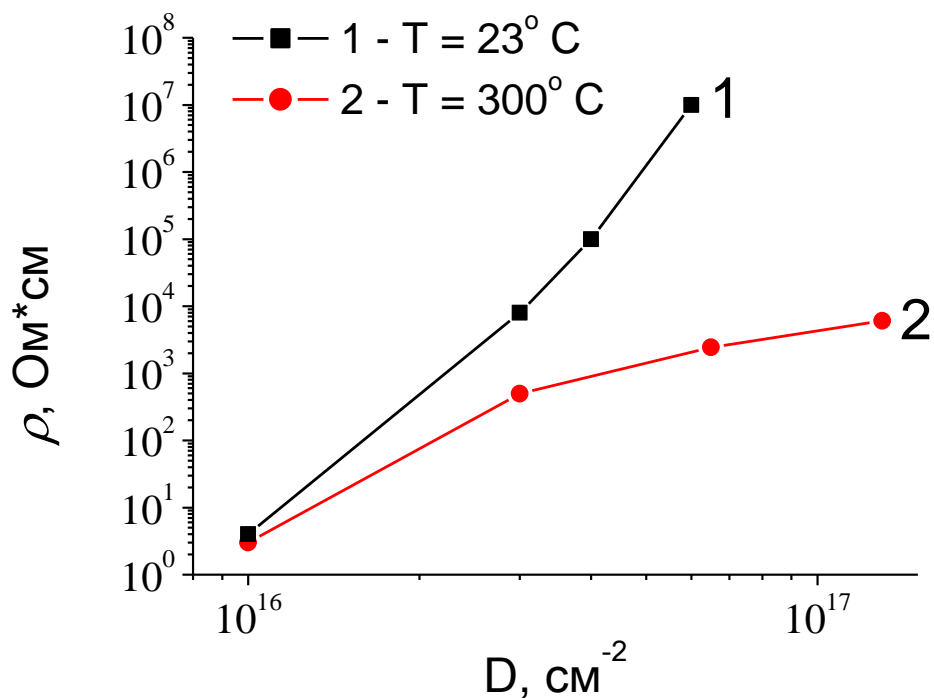


Рисунок 37. Зависимости удельного сопротивления базы  $\rho$  от дозы облучения  $D$  для двух значений температуры облучения  $T_i$ .

Таким образом, показано, что стойкость диодов при высокотемпературном («горячем») облучении значительно превышает стойкость диодов при комнатной температуре («холодном») облучении. При повышении температуры облучения от 23 до 500° С изменение сопротивления базы при дозе  $1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$  уменьшается на 6 порядков. Во всем исследованном диапазоне температур облучения и доз облучение не изменяет высоту барьера металл-полупроводник даже при максимальной дозе  $D$ .

### 3.5. Облучение протонами при повышенных температурах.

Исследованию влияния различных типов излучения, включая облучение протонами при комнатной температуре («холодное» протонное облучение), на свойства 4H-SiC и приборов на его основе посвящено довольно много работ (см., например, [113–121] и ссылки в них). В настоящей работе впервые исследовано одновременное воздействие протонного облучения и повышенной температуры («горячее» протонное облучение) на полупроводниковые приборы на основе карбида кремния на примере высоковольтных интегрированных диодов Шоттки.

Для исследования горячего облучения протонами с энергией 15 МэВ использовались JBS с блокирующим напряжением 1700 В с концентрацией в базовой области диода  $3.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Облучения проводились при температурах от 23 до 400° С дозами до  $4 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (Рисунок 38).

Заметно, что при облучении протонами, как и в случае электронов, радиационная стойкость тем больше, а скорость удаления носителей заряда меньше, чем выше температура облучения образцов. Это показано на рисунке 38:  $V_d$  при комнатной температуре равна  $54 \text{ см}^{-1}$ , при температуре 300° С -  $13 \text{ см}^{-1}$ , при температуре 400° С -  $9 \text{ см}^{-1}$  (Таблица 11).

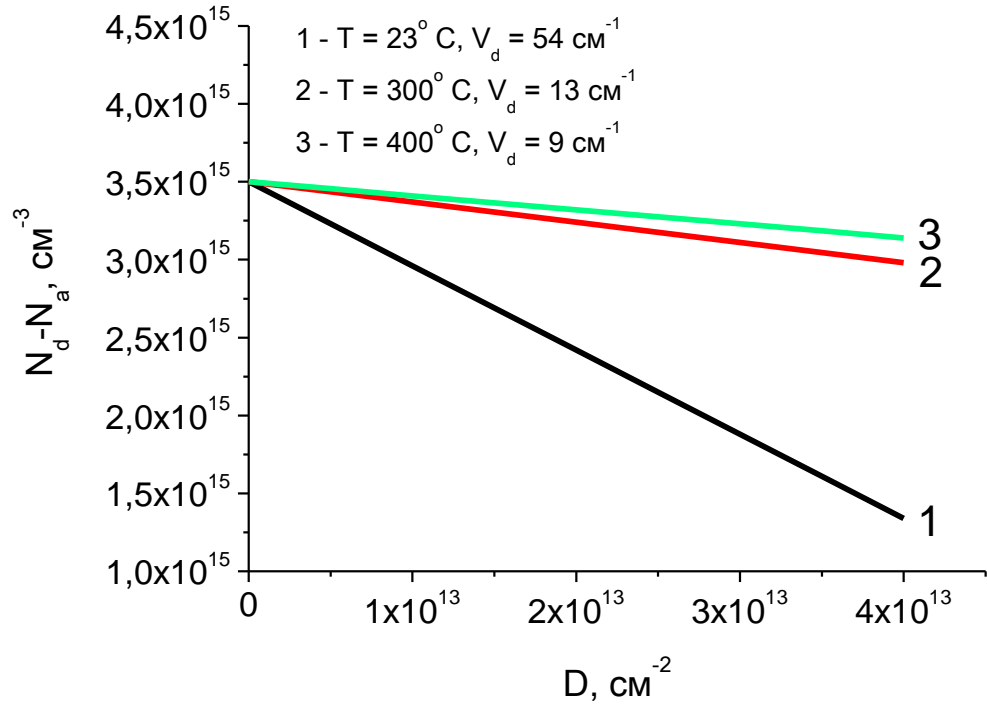


Рисунок 38. Зависимости концентрации нескомпенсированных носителей заряда ( $N_d - N_a$ ) в JBS-структурах с блокирующим напряжением 1700 В от дозы облучения электронами при разных температурах.

$$V_{d23} = 54 \text{ см}^{-1}, V_{d300} = 13 \text{ см}^{-1}, V_{d400} = 9 \text{ см}^{-1}.$$

То есть при «горячем» облучении радиационная стойкость диодов существенно превышает стойкость диодов при низкотемпературном («холодном») облучении. Соответственно, с ростом температуры облучения уменьшается скорость образования глубоких центров в верхней половине запрещенной зоны карбида кремния.

В итоге для JBS с блокирующим напряжением 1700 В можно свести в таблицу все скорости удаления носителей заряда для разных температур и видов облучения.

Таблица 11. Скорости удаления носителей заряда для разных температур и видов облучения для JBS с блокирующим напряжением 1700 В.

Температура облучения	$V_d, \text{см}^{-1}$
<b>Облучение электронами с энергией 0.9 МэВ</b>	
$T = 23^\circ \text{C}$	0.06
$T = 200^\circ \text{C}$	0.02
$T = 300^\circ \text{C}$	0.0133
$T = 500^\circ \text{C}$	0.01185
<b>Облучение протонами с энергией 15 МэВ</b>	
$T = 23^\circ \text{C}$	54
$T = 300^\circ \text{C}$	13
$T = 400^\circ \text{C}$	9

На рисунке 39 представлены прямые вольт-амперные характеристики исследуемых диодов после облучения протонами в дозе  $D = 1 \times 10^{14} \text{см}^{-2}$  при трех температурах облучения  $T_i$ .

В необлученных диодах прямой ток  $I$  при эталонном прямом напряжении  $U = 2 \text{ В}$  составляет  $I \approx 12 \text{ А}$  [122]. Как видно из рисунка 39, после облучения дозой  $D = 1 \times 10^{14} \text{см}^{-2}$  при комнатной температуре ток  $I$  при  $U = 2 \text{ В}$  составляет  $\approx 10^{-8} \text{ А}$ , т. е. уменьшается примерно на 9 порядков.

При  $T_i = 300^\circ \text{C}$  прямой ток при  $U = 2 \text{ В}$  составляет  $8 \times 10^{-5} \text{ А}$ . При повышении  $T_i$  до  $500^\circ \text{C}$  прямой ток даже примерно в  $\sim 80$  раз больше.

Как показано ниже, участок «насыщения» кривых на рисунке 39 фактически соответствует линейной зависимости прямого тока от прямого смещения. В необлученных диодах напряжение перехода от экспоненциальной части зависимости  $I(U)$  к линейной ВАХ (напряжение

отсечки  $U_c$ ) составляет  $U_c \sim 0.6$  В. Напряжение отсечки в облученных диодах не зависит от температуры облучения (Рисунок 40).

То есть, как и в случае с электронами, облучение протонами практически не влияет на спектр поверхностных состояний на границе металл-полупроводник. Соответственно, основным эффектом протонного облучения также является увеличение базового сопротивления  $R_b$  при любой температуре облучения.

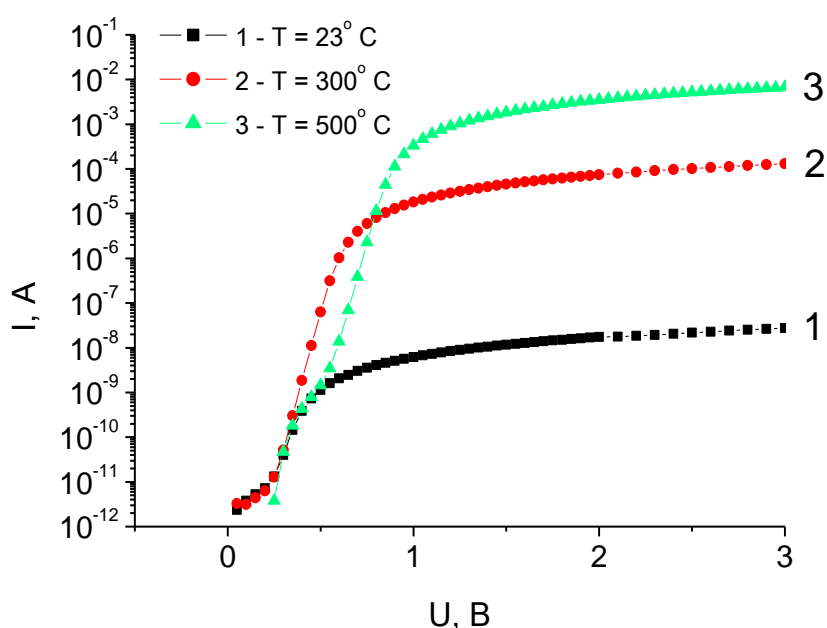


Рисунок 39. Прямые вольт-амперные характеристики диодов после облучения протонами с энергией 15 МэВ при трех различных температурах облучения  $T_i$ . Доза  $D = 1 \times 10^{14}$  см<sup>-2</sup>.

На рисунке 40 представлена прямая ВАХ при  $U \geq U_c$  после облучения дозой  $D = 1 \times 10^{14}$  см<sup>-2</sup> при комнатной температуре. На вставке показана аналогичная зависимость для  $T_i = 500^\circ$  С.

На линейном участке прямой ВАХ дифференциальное сопротивление  $R_d \approx 9.5 \times 10^7$  Ом. Начальное значение  $R_d$  в необлученных диодах при прямом



смещении  $\sim 1$  В составляет  $\sim 0.2$  Ом [122,123]. Так, облучение дозой  $D = 1 \times 10^{14}$  см $^{-2}$  при комнатной температуре увеличивает  $R_d$  более чем на 8 порядков.

На вставке к рисунку 40 представлена зависимость  $I(U)$  после облучения дозой  $D = 1 \times 10^{14}$  см $^{-2}$  при  $T_i = 500^\circ$  С. Сопротивление  $R_d \approx 300$  Ом в этом случае. Напряжение отсечки  $U_c$  составляет  $\approx 0.8$  В, т. е. заметно выше, чем  $U_c$  в необлученных приборах.

Поскольку напряжение отсечки определяется высотой барьера Шоттки, следует сделать вывод, что протонное облучение большими дозами протонов заметно влияет на спектр поверхностных состояний на границе металл–полупроводник. Заметное влияние протонного облучения на поверхностные состояния на границе оксид–полупроводник было получено для латеральных SiC MOSFET [124,125].

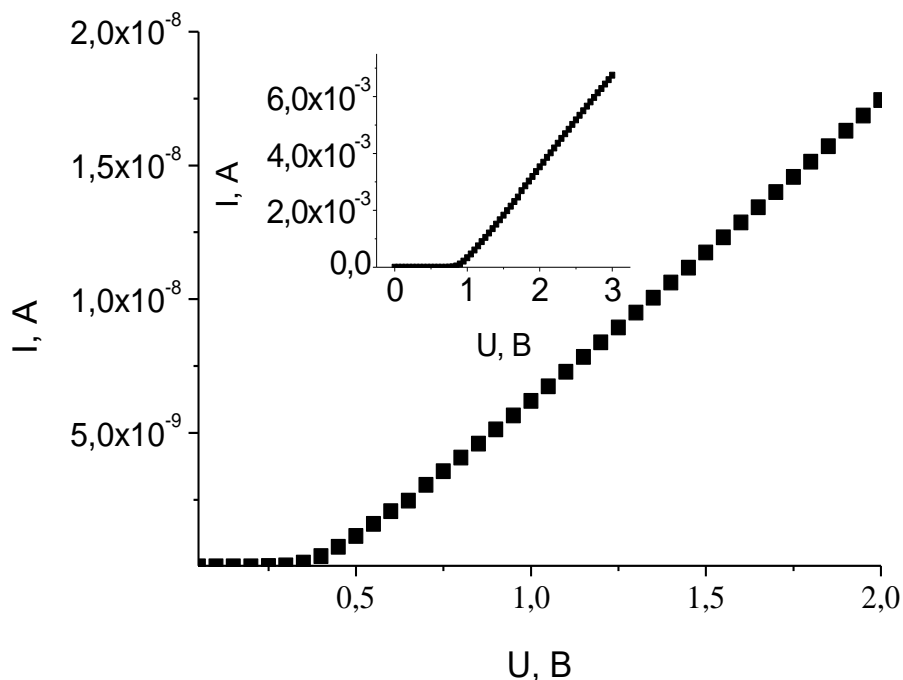


Рисунок 40. Прямая ВАХ диода после облучения протонами с энергией 15 МэВ при  $T_i = 23^\circ$  С. На вставке показана аналогичная зависимость для  $T_i = 500^\circ$  С.  $D = 1 \times 10^{14}$  см $^{-2}$ .

На рисунке 41 сравниваются зависимости удельного сопротивления базы  $\rho$  от обратной температуры  $1/T_i$  для диодов, облученных протонами с энергией 15 МэВ (доза  $D = 1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) и электронами с энергией 0.9 МэВ (доза  $D = 1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ). Кривая 2 (электронное облучение) построена по данным работы [126].

Обе кривые на рисунке 41 соответствуют дозам, при которых мелкий донорный уровень, определяющий концентрацию электронов в базе необлученных диодов, полностью опустошен за счет созданных облучением акцепторных уровней.

Остаточная концентрация электронов, обуславливающая величину удельного сопротивления базы, определяется тепловой генерацией электронов с уровней, созданных облучением (см., например, [127] и ссылки в ней).

Хотя и электронное, и протонное облучение создают в запрещенной зоне SiC многочисленные (и частично идентичные) локальные уровни, остаточная концентрация электронов для обоих типов облучения определяется, по-видимому, в основном, тепловой генерацией с уровня  $Z_{1/2}$  с энергией активации  $\sim 0.6 \text{ эВ}$  [104, 108, 128].

То обстоятельство, что кривые 1 и 2 на рисунке 41 практически параллельны, служит дополнительным убедительным аргументом в пользу того, что и при электронном, и протонном облучении остаточная концентрация электронов в базе определяется тепловой генерацией с одного и того же уровня.

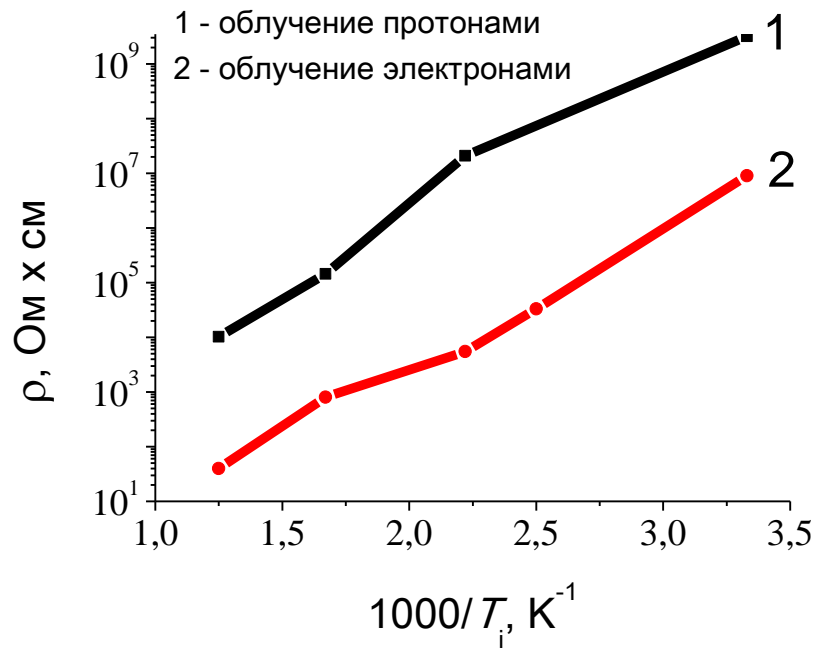


Рисунок 41. Зависимости удельного сопротивления базы  $\rho$  от обратной температуры  $1/T_i$  после облучения протонами с энергией 15 МэВ (доза  $D = 1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) и электронами с энергией 0.9 МэВ (доза  $D = 1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ).

### **3.6. DLTS спектры при холодном и горячем облучении электронами и протонами.**

#### **3.6.1. DLTS спектры после холодного облучения электронами.**

Для исследования холодного облучения электронами DLTS спектров использовались JBS на 600 В с площадями барьера  $4 \text{ мм}^2$  и  $0.554 \text{ мм}^2$  с концентрацией в базовой области диода  $3.2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $4.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , а также JBS с блокирующим напряжением 1700 В с концентрацией в базовой области диода  $3.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

При исследовании методом DLTS в нижней половине запрещённой зоны JBS на основе 4H-SiC до  $\sim 700 \text{ К}$  было обнаружено  $\sim 6$  глубоких центров. Отметим, что определение параметров некоторых пиков является трудно выполнимой задачей из-за их плохого разрешения.

На рисунках 42 - 44 представлены спектры DLTS до и после облучения электронами с энергией 0.9 МэВ при комнатной температуре. Наблюдающиеся на них пики соответствуют глубоким уровням – дефектам, большинство из которых образовались в процессе деградации образцов под воздействием облучения. Из зависимостей Аррениуса были определены энергии ионизации данных глубоких центров.

В дальнейшем все обнаруженные пики и их параметры были сведены в таблицы 12 и 13.

Идентификация пиков проводилась в соответствии с литературными данными других авторов, например [34, 56, 67, 72, 103-105, 129].

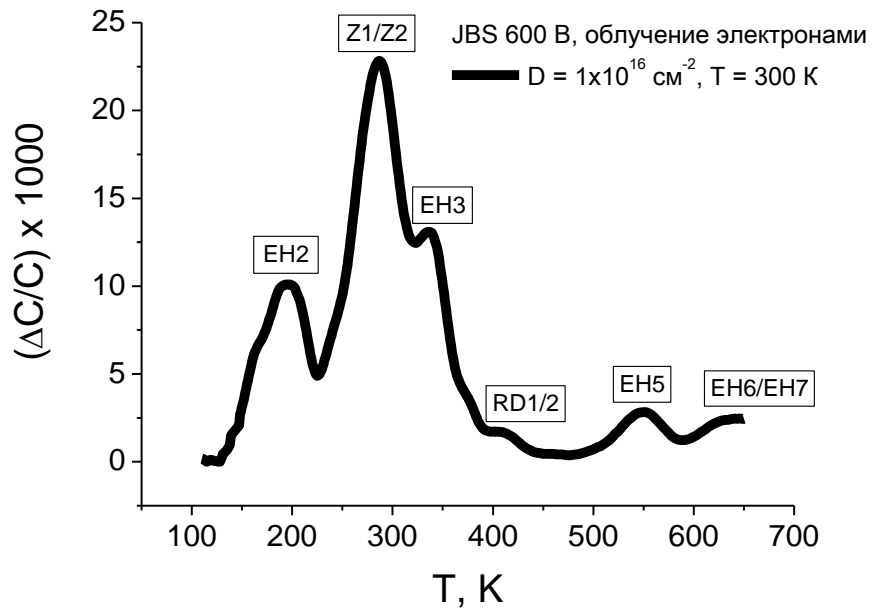


Рисунок 42. DLTS спектр для JBS с блокирующим напряжением 600 В ( $S = 0.554 \text{ мм}^2$ ) при холодном облучении электронами с энергией 0.9 МэВ при дозе  $D = 1 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ .

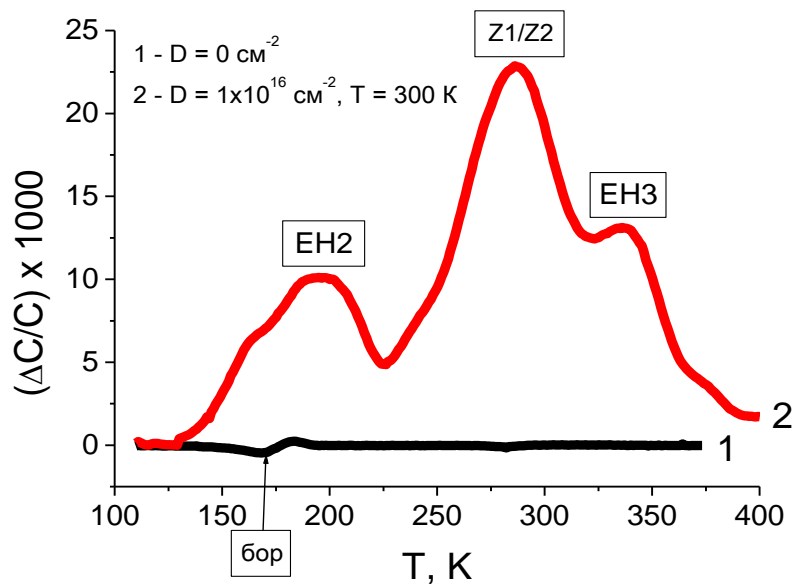


Рисунок 43. DLTS спектр для JBS с блокирующим напряжением 600 В ( $S = 4 \text{ мм}^2$ ) при холодном облучении электронами с энергией 0.9 МэВ при дозах 0 и  $1 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ .

Таблица 12. Параметры обнаруженных глубоких центров в JBS на 600 В после облучения электронами при комнатной температуре.

Т, К	169	195	286÷292	417	530÷552	650
Et, эВ	~ 0.57	~ 0.6	0.689	0.82	1.13÷1.26	1.58
Пик	бор	EH2	Z1/Z2	RD1/2	EH5	EH6/EH7

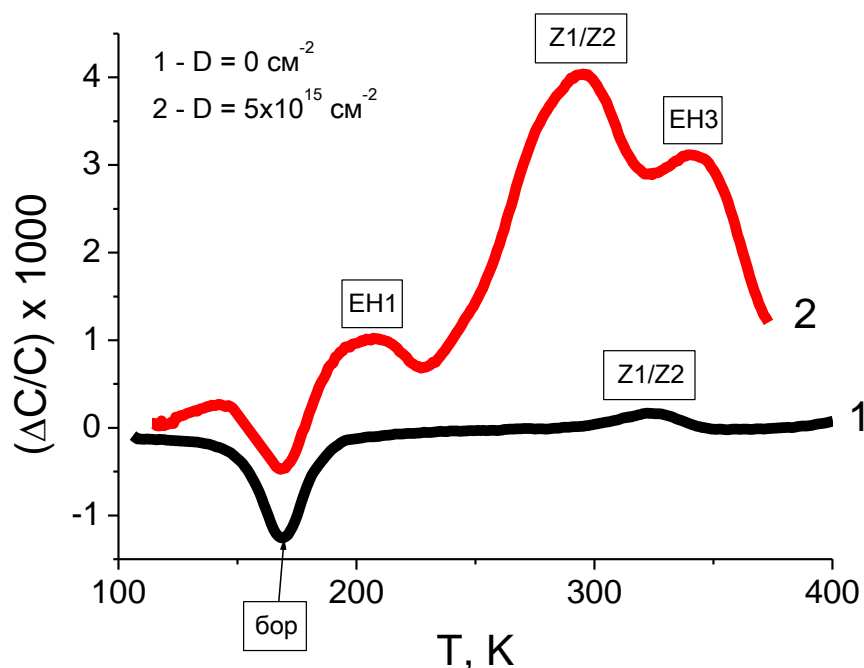


Рисунок 44. DLTS спектр для JBS с блокирующим напряжением 1700 В при холодном облучении электронами с энергией 0.9 МэВ при дозах 0 и  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ .

Таблица 13. Параметры обнаруженных глубоких центров в JBS с блокирующим напряжением 1700 В после облучения электронами при комнатной температуре.

Т, К	169	207	295	343
Et, эВ	0.57	0.366	0.63	0.73
Пик	бор	EH1	Z1/Z2	EH3

### 3.6.2. DLTS спектры после холодного облучения протонами.

Для исследования холодного облучения протонами DLTS спектров использовались JBS с блокирующим напряжением 1200 В и 1700 В.

На рисунках 45 - 46 представлены спектры DLTS до и после облучения протонами с энергией 15 МэВ при комнатной температуре. Рисунок 47 представляет собой обобщение DLTS спектров для холодного облучения и электронами и протонами.

При исследовании методом DLTS в верхней половине запрещённой зоны JBS на основе 4H-SiC до ~700 К было обнаружено 4 глубоких центра, таких же как и при облучении электронами (Таблица 14). Следует отметить, что, как и в случае с облучением электронами, определение параметров некоторых пиков является трудно выполнимой задачей из-за их плохого разрешения.

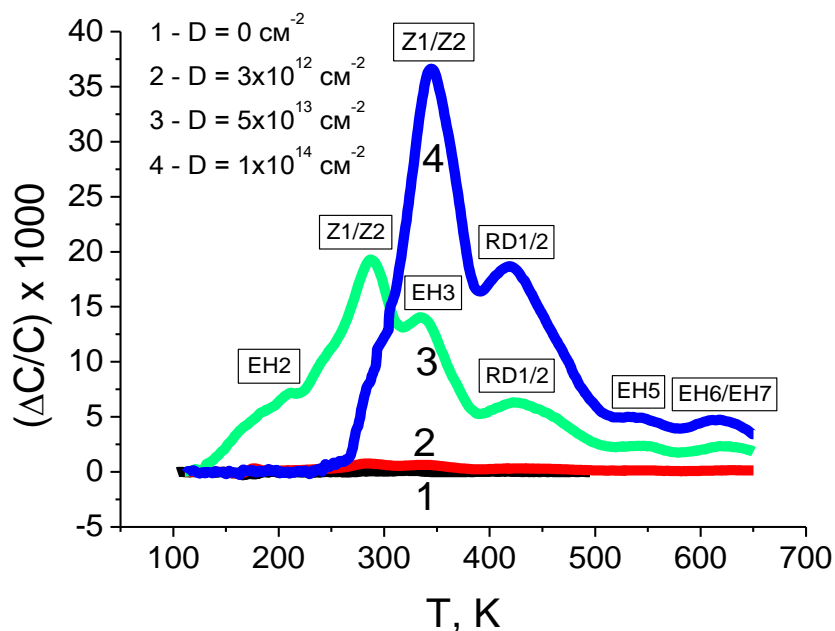


Рисунок 45. DLTS спектр для JBS с блокирующим напряжением 1200 В при холодном облучении электронами с энергией 0.9 МэВ при дозах  $0, 3 \times 10^{12}, 5 \times 10^{13}$  и  $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ .

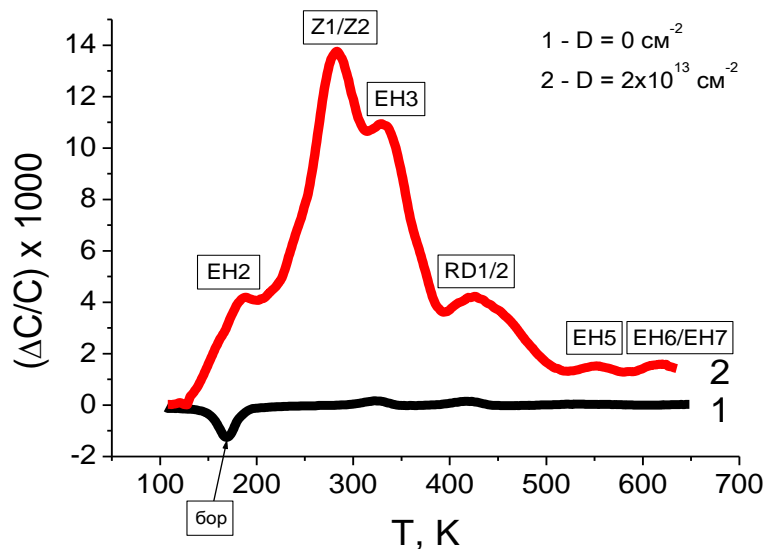


Рисунок 46. DLTS спектр для JBS с блокирующим напряжением 1700 В при холодном облучении электронами с энергией 0.9 МэВ при дозах 0 и  $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ .

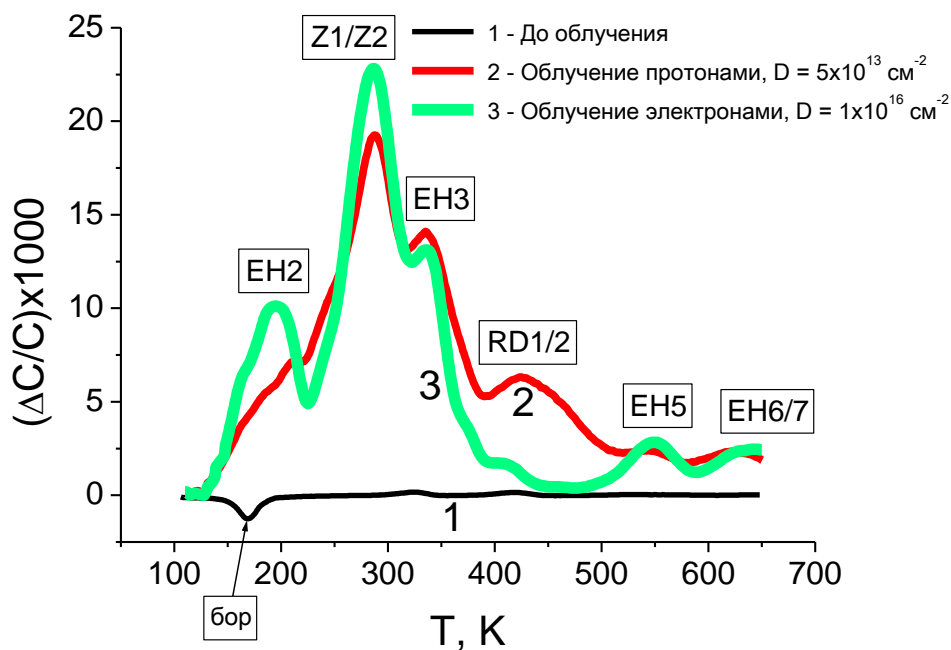


Рисунок 47. DLTS спектр для JBS с блокирующим напряжением 1700 В при холодном облучении протонами с энергией 15 МэВ дозой  $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  и электронами с энергией 0.9 МэВ дозой  $1 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ .



До облучения у JBS обычно наблюдаются 3 пика:

- бор с энергией активации  $E_t = \sim 0.57$  эВ,
- Z1/Z2 с  $E_t = \sim 0.68$  эВ
- и RD1/2 с  $E_t = \sim 0.88$  эВ.

После же облучения, как правило, становятся видны как для электронов, так и для протонов:

- EN2 с энергией активации  $E_t = \sim 0.6$  эВ,
- EN3 с  $E_t = \sim 0.72$  эВ,
- EN5 с  $E_t = \sim 1.08$  эВ
- И EN6/7 с  $E_t = \sim 1.58$  эВ.

Также значительно повышаются концентрации Z1/Z2 и RD1/2.

Бор, как акцепторная примесь в SiC, используется при создании защитных колец в технологии изготовления JBS структур. Бор также является характерной фоновой примесью для карбида кремния, его источником является графитовая арматура реактора.

Можно заметить, что при облучении интенсивность пиков изменяется неоднородно, что свидетельствует о различной скорости введения радиационных дефектов.

Также можно предположить, что при облучении не образуются новые ГЦ, а увеличивается концентрация уже существующих в образцах структурных дефектов, концентрация которых до облучения ниже предела обнаружения установки.

Таблица 14. Параметры обнаруженных ГЦ для 4H-SiC, облученного электронами с энергией 0.9 эВ или протонами с энергией 15 МэВ.

Энергия ионизации ГЦ $E_a$ , эВ	0.57	0.6	0.65	0.73
Сечение захвата электрона на ГЦ $\sigma_n$ , $\text{см}^2$	$6.75 \times 10^{-8}$	$2.45 \times 10^{-10}$	$6.75 \times 10^{-14}$	$1.94 \times 10^{-16}$
Сравнение с литературой [34, 56, 67, 72, 103-105, 129] (энергия ионизации, эВ)	бор (0.55÷0.6)	ЕН2 (0.66)	Z1/2 (0.68)	ЕН3 (0.72÷0.74)

Таблица 14. Параметры обнаруженных ГЦ для 4H-SiC, облученного электронами с энергией 0.9 эВ или протонами с энергией 15 МэВ. 2 часть.

Энергия ионизации ГЦ $E_a$ , эВ	0.82	1.14	1.67
Сечение захвата электрона на ГЦ $\sigma_n$ , $\text{см}^2$	$4.15 \times 10^{-16}$	$2.5 \times 10^{-14}$	$4.4 \times 10^{-13}$
Сравнение с литературой [34, 56, 67, 72, 103-105, 129] (энергия ионизации, эВ)	RD1/2 (0.88)	ЕН5 (1.08)	ЕН6/ЕН7 ( 1.58)

### 3.6.3. Отжиг в процессе измерения DLTS спектров.

Поскольку карбид кремния является весьма термостойким материалом, то и DLTS спектр можно снимать до весьма больших температур ( $\sim 650\div 670$  К). В связи с этим возник вопрос, является ли само измерение спектра частичным отжигом образцов (в среднем, от температуры жидкого азота до 650 К образец постепенно нагревается и параллельно измеряется за 5-6 часов).

Как выяснилось - отжиг завершается уже при температуре порядка 400 К. Как видно из рисунка 48, при температурах измерения  $> 450$  К DLTS спектр практически не изменяется.

Третье измерение DLTS на этом же образце повторило 2 спектр, что означает, что уже произошел отжиг менее температурно-стойких радиационных дефектов. Основная же концентрация нескомпенсированных носителей заряда при таком “отжиге” увеличилась на  $\Delta N = 0.28 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Можно заметить, что при таком “отжиге” происходит практически полное исчезновение сигнала от глубоких центров (ГЦ), расположенных по оси температур DLTS спектра до центра Z1/2.

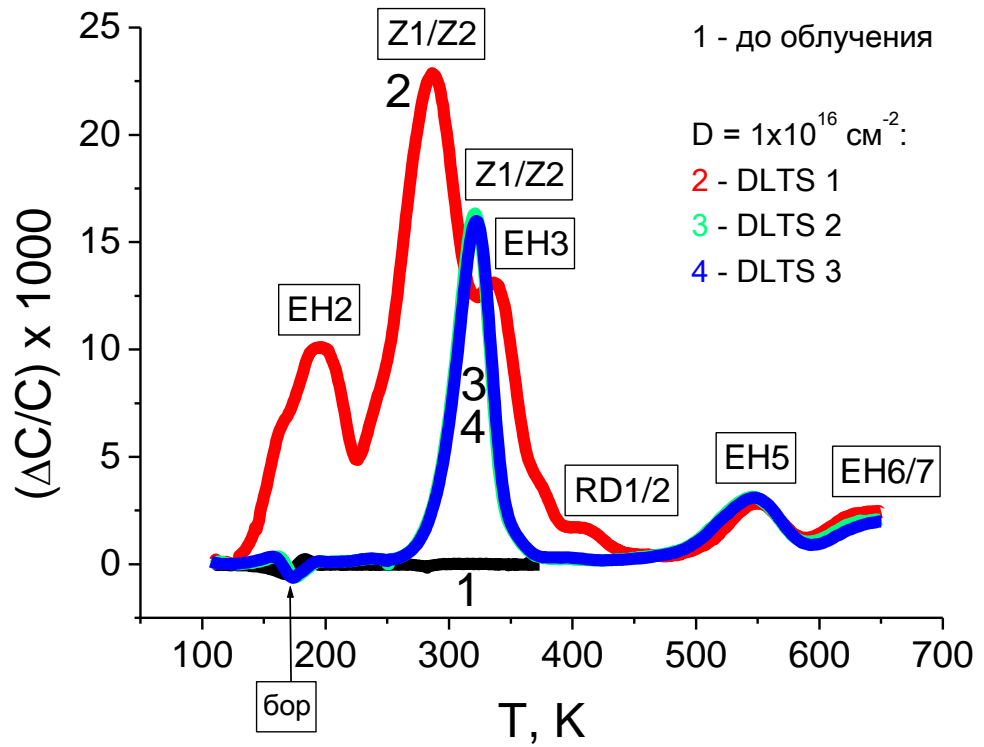


Рисунок 48. DLTS спектр для JBS с блокирующим напряжением 1700 В, облученного электронами с энергией 0.9 МэВ и дозой  $D=1 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ .

1 – спектр, снятый сразу после облучения; 2 – вторично измеренный спектр. 3 – спектр, снятый третий раз (повторяет второй).

### 3.6.4. DLTS спектры после горячего облучения электронами.

На рисунках 49 - 51 продемонстрированы DLTS спектры после горячего облучения электронами JBS структур с блокирующим напряжением 600 и 1700 В. Можно заметить, что, по сравнению с холодным облучением, горячее производит меньшее количество дефектов, если судить по пикам DLTS спектра.

Рабочими гипотезами являются 2 предположения:

- 1) Либо во время горячего облучения вводится иной спектр радиационных дефектов,
- 2) Либо непосредственно во время горячего облучения вводящиеся радиационные дефекты “частично отжигаются”.

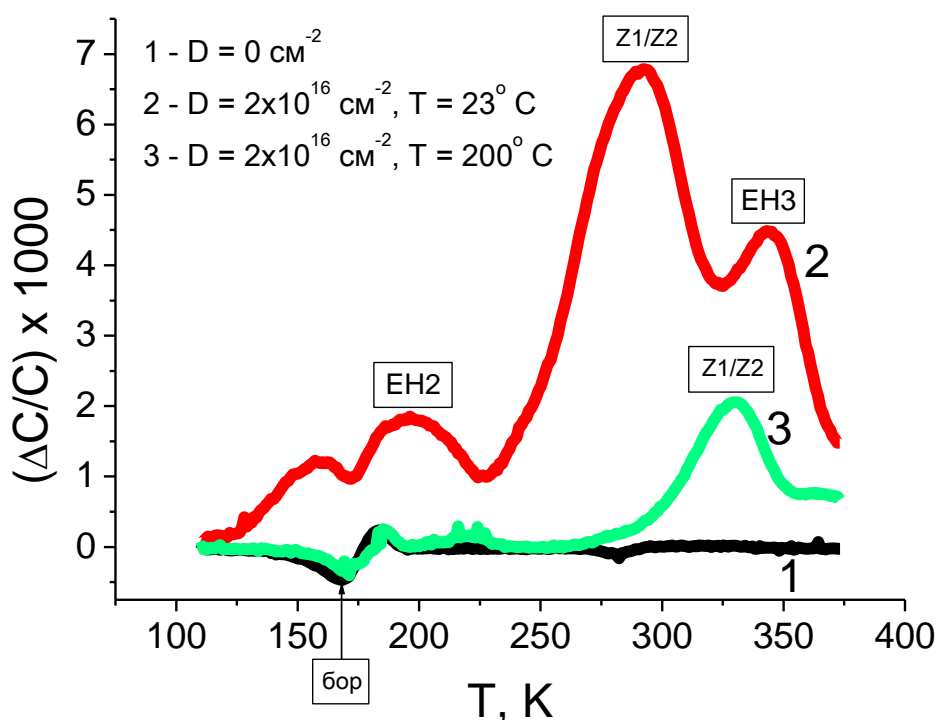


Рисунок 49. DLTS спектр для JBS с блокирующим напряжением 600 В ( $S = 4 \text{ мм}^2$ ) при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ при разных температурах,  $D = 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ .

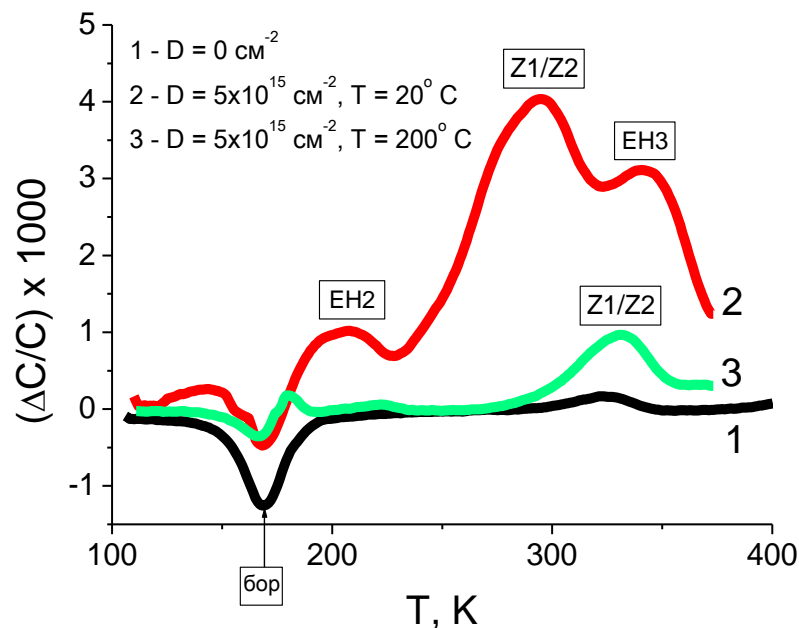


Рисунок 50. DLTS спектр для JBS с блокирующим напряжением 1700 В при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ при разных температурах,  $D = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ .

Более того из рисунка 51 можно видеть, что “отжиг” дефектов при горячем облучении относится только к относительно мелким радиационным дефектам, перезаряжающимся при температурах 300-450 К. На концентрации таких глубоких дефектов, как EH5 и EH6/7 температура облучения не влияет.

Как говорилось ранее, есть предположение, что горячее облучение вводит спектр дефектов, отличающийся от холодного облучения. Особенно это касается дефектов, располагающихся на DLTS спектре в районе Z1/Z2 – при горячем облучении все неразрешенные пики рядом с ним отсутствуют, что похоже на отжиг после холодного облучения, поскольку проведенный до 700 К отжиг в процессе DLTS измерений показал, что происходит частичное восстановление проводимости образцов (пункт 3.6.3, и это также относится к стандартным отжигам). При этом отжигались все мелкие центры в верхней

половине зоны, кроме Z1/2, EH5 и EH6/7, а также глубокого бора в нижней половине зоны.

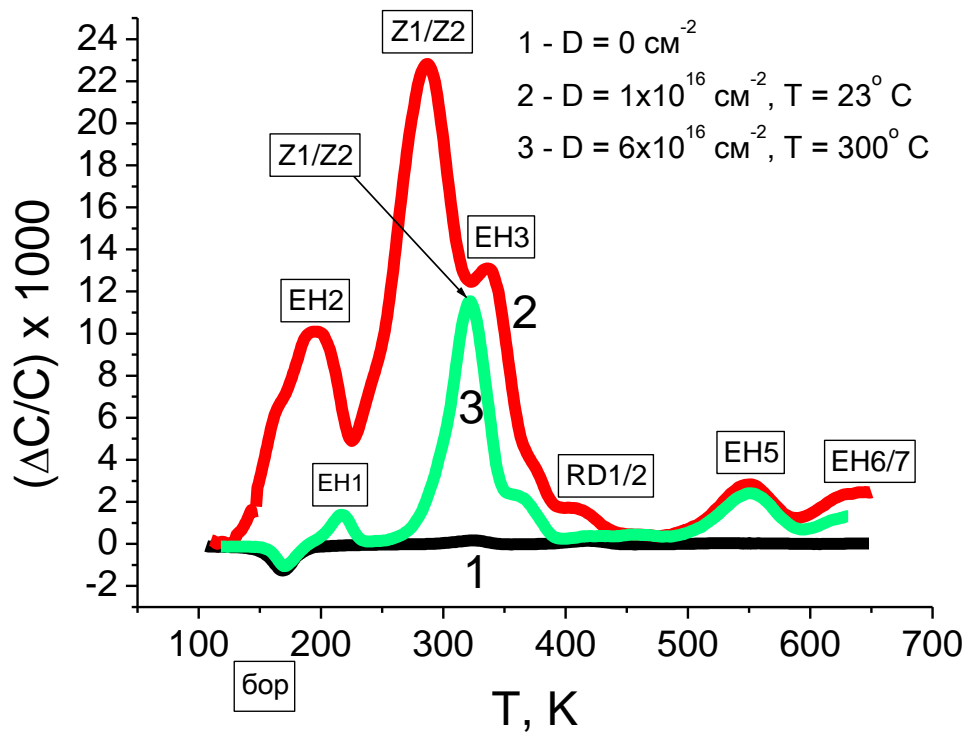


Рисунок 51. DLTS спектр для JBS с блокирующим напряжением 1700 В при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ при разных температурах.

### 3.7. Особенности определения скорости удаления носителей заряда при облучении широкозонных полупроводников.

Для начала стоит вспомнить, каким образом изначально вводилось такое понятие, как скорость удаления носителей заряда:

$$V_d = \frac{n_0 - n_1}{D} \quad (3.7.1)$$

где  $n_0$  – концентрация электронов в полупроводнике до облучения,  $n_1$  – концентрация электронов после облучения;  $D$  – доза облучения (флюенс). Для определенности рассматривается материал  $n$ -типа проводимости.

Концентрация свободных носителей заряда высчитывалась из сопротивления образцов через ВАХ:

$$n = \frac{L}{R \times e \times \mu \times S} \quad (3.7.2),$$

где  $L$  – длина базы диода,  $e$  – заряд электрона,  $\mu$  – подвижность электронов,  $S$  – площадь контакта.

Однако при этом обычно для простоты часто вместо величины  $n$  использовали значение концентрации нескомпенсированных доноров  $N_d - N_a$ :

$$V_d = \frac{(N_d - N_a)_0 - (N_d - N_a)_1}{D} \quad (3.7.3),$$

где  $(N_d - N_a)_0$  – исходное значение концентрации нескомпенсированных доноров,  $(N_d - N_a)_1$  – значение  $(N_d - N_a)$  после облучения,  $D$  – доза облучения.

Концентрация нескомпенсированного заряда рассчитывается из вольт-фарадных характеристик:

$$N(x) = \frac{2}{e \times \epsilon \times \epsilon_0 \times S^2} \times \frac{dU}{dC_b^{-2}} \quad (3.7.4),$$

Где  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость (для 4H-SiC  $\epsilon = 10$ ),  $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-2}$  пФ/см – электрическая постоянная,  $C_b$  – барьерная емкость.

И данная замена была абсолютно равнозначна для исследований узкозонных полупроводников. Однако при исследовании широкозонных



полупроводников (таблицы 15, 16, рисунок 53) было обнаружено сильное расхождение между скоростями удаления носителей заряда при расчетах через концентрацию свободных зарядов (рассчитанную через  $n$ ) и через концентрацию нескомпенсированных носителей заряда (рассчитанную из  $N_d - N_a$ ) при больших дозах облучения диодов. Также было замечено резкое увеличение сопротивления образцов, а соответственно, и резкое уменьшение концентрации свободных носителей заряда  $n$  (на много порядков), после определенной дозы облучения.

Если быть точным, то степень заполнения глубоких центров в измерениях ВАХ (или эффекта Холла) и измерениях CV – всегда различна.

В случае измерения ВАХ реализуется ситуация когда заполнение уровня определяется двумя процессами: термоэмиссией электронов с соответствующего уровня и обратным захватом из зоны проводимости (C-зоны) на уровень. То есть, если уровень при температуре измерения лежит выше уровня Ферми, то он пустой; под ним он заполнен.

При CV измерениях уровни располагаются в слое объемного заряда, носителей в C-зоне практически нет, а концентрация носителей на уровнях определяется термическим выбросом с этих уровней. При длительном времени измерения все уровни, лежащие в верхней половине запрещенной зоны, должны быть опустошены. Однако для достаточно глубоких уровней время полного истощения может быть чрезвычайно большим и значительно превышать практически приемлемое время измерения.

Если акцепторный уровень образуется при облучении в нижней половине запрещенной зоны, то он будет заполнен электронами, и будет способствовать как уменьшению величины  $N_d - N_a$ , так и уменьшению концентрации  $n$ .

Если акцепторный уровень образуется в верхней половине запрещенной зоны, то он уменьшит значение  $n$ . Однако уменьшение

величины  $N_d-N_a$  будет зависеть от его глубины (энергии ионизации). Если энергия ионизации уровня достаточно велика (глубокий уровень), то за разумное время для измерений CV он может оставаться почти полностью заполненным электронами. В этом случае этот уровень будет вносить вклад в измеряемое значение  $N_d-N_a$ . Однако относительно неглубокий уровень при измерениях CV можно полностью опустошить за время, намного меньшее, чем время измерения уже при комнатной температуре. В этом случае такой уровень не будет способствовать измеряемому значению  $N_d-N_a$ .

*Таблица 15. Концентрации свободных и нескомпенсированных носителей заряда JBS с блокирующим напряжением 1700 В при облучении электронами, а также рассчитанные скорости удаления.*

$D_{\text{обл}}, \text{см}^{-2}$	$n, \text{см}^{-3}$	$V_d, \text{см}^{-1}$	$N_d-N_a, \text{см}^{-3}$	$V_d, \text{см}^{-1}$
0	$7 \times 10^{15}$	-	$7 \times 10^{15}$	-
$6 \times 10^{16}$	$2.7 \times 10^{15}$	0.072	$2 \times 10^{15}$	~ 0.083
$1 \times 10^{17}$	$4 \times 10^9$	0.067	-	

*Таблица 16. Концентрации свободных и нескомпенсированных носителей заряда JBS с блокирующим напряжением 1700 В при облучении протонами, а также рассчитанные скорости удаления.*

$D_{\text{обл}}, \text{см}^{-2}$	$n, \text{см}^{-3}$	$V_d, \text{см}^{-1}$	$N_d-N_a, \text{см}^{-3}$	$V_d, \text{см}^{-1}$
0	$7 \times 10^{15}$	-	$7 \times 10^{15}$	-
$1 \times 10^{14}$	$2.7 \times 10^{15}$	43	$2 \times 10^{15}$	~ 50
$2 \times 10^{14}$	$4 \times 10^7$	27	-	

Для объяснения такого сильного расхождения в скоростях удаления носителей при больших дозах облучения рассматривалась качественная модель образования в карбиде кремния 3 типов глубоких центров (Рисунок 52):

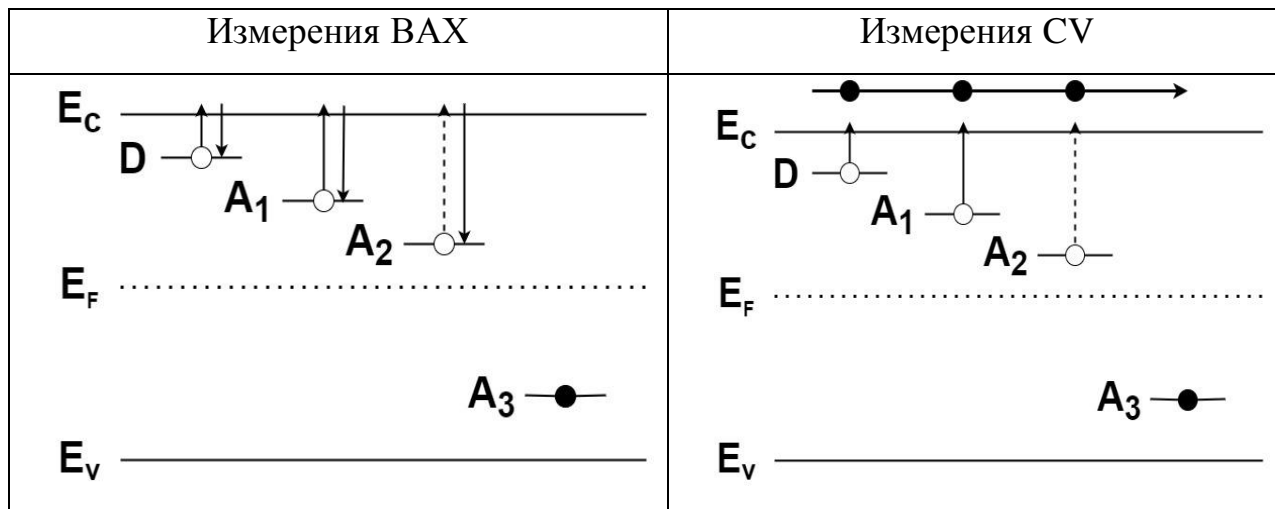


Рисунок 52. Схема расположения основных типов уровней в зоне 4H-SiC. Стрелками показаны преобладающие переходы электронов с участием данного ГЦ. Пунктиром показана середина запрещенной зоны.  $D$  — уровень мелкого донора; относительно неглубокий акцепторный уровень  $A_1$  связан с уровнем  $Z_{1/2}$ ; уровень  $A_2$  ассоциируется с уровнем  $E_{6/7}$ ; а уровень  $A_3$  расположен в нижней половине запрещенной зоны.

1.  $D$  - мелкий донорный уровень - рассматривается как уровень азота с энергией ионизации  $E_i = 0.1$  эВ. При достаточно большой дозе облучения этот уровень почти полностью обеднен в квазинейтральной области (ВАХ). При CV измерениях уровень полностью обеднен при любых дозах облучения.

2.  $A_1$  - относительно неглубокий акцепторный уровень. Такой уровень будет заполнен в квазинейтральной области и опустошен в слое объемного заряда. В качестве такого модельного уровня целесообразно выбрать уровень  $Z_1/Z_2$  с энергией ионизации  $E_i = 0.65$  эВ. Этот уровень

окажет влияние на уменьшение величины  $n$ , но не скажется на уменьшении величины  $N_d - N_a$ .

3.  $A_2$  - расположен в верхней половине запрещенной зоны, но энергия его ионизации ( $E_c - E_{A2}$ ) достаточно велика ( $> 1$  эВ), так что за характерное время измерения C-V характеристик ионизацией электронов с этого уровня можно пренебречь. Рассматривается как уровень E6/7 с энергией ионизации  $E_i \sim 1.5$  эВ [67, 72]. Уровень  $A_3$  расположен в нижней половине зоны, и энергия его ионизации еще больше, чем энергия ионизации уровня  $A_2$ .

В связи с разными свойствами этих трех уровней, они будут давать разный вклад в концентрацию свободных носителей заряда в зависимости от дозы облучения.

Ввиду большой разницы в энергии ионизации рассматриваемых уровней, величину концентрации электронов  $n_i$ , поставляемых в зону проводимости с каждого уровня, с хорошей точностью можно считать не зависящей от заполнения всех других уровней. Тогда (см., например, [130]):

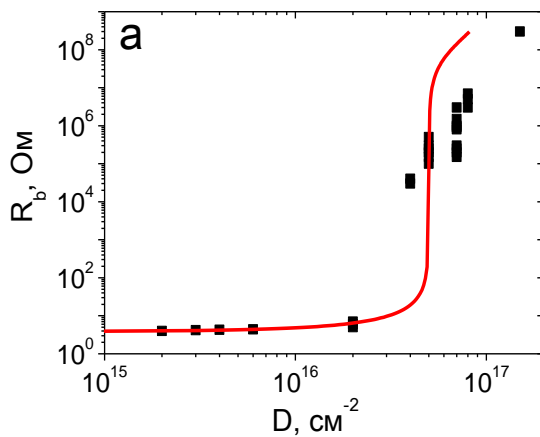
$$n_i = \frac{2 \times (N_d - N_a)}{1 + \frac{g \times N_a}{N_c} \times e^{\varepsilon_d} + \sqrt{\left(1 + \frac{g \times N_a}{N_c} \times e^{\varepsilon_d}\right)^2 + \frac{4 \times g \times (N_d - N_a) \times e^{\varepsilon_d}}{N_c}}} \quad (3.7.5),$$

где  $N_c$  – плотность состояний в зоне проводимости,  $g = 1$  – фактор вырождения соответствующего уровня,  $\varepsilon_d = \frac{E_d}{k \times T}$ ,  $E_d$  - энергия ионизации уровней.

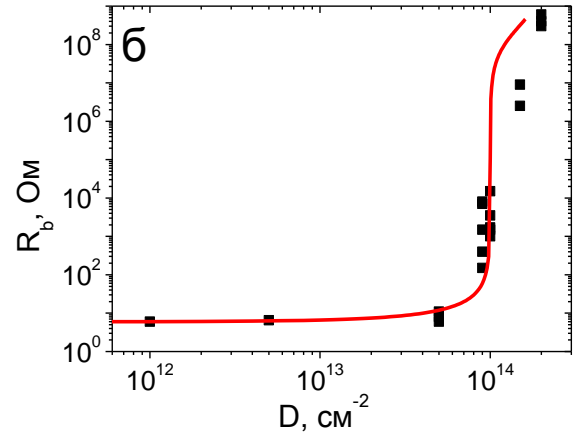
Сопротивление образцов рассчитывается по формуле:

$$R = \frac{L}{e \times n \times \mu \times S} \quad (3.7.6).$$

В итоге, на рисунке 53 представлены экспериментальные и рассчитанные зависимости сопротивления 4H-SiC диодов Шоттки от дозы, а также расчетные зависимости  $N_d - N_a$ .



( а )



( б )

Рисунок 53. экспериментальные и расчетные (уравнения 3.7.5 и 3.7.6) зависимости базового сопротивления диодов Шоттки 4H-SiC  $R_b$  от дозы  $D$  при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ (а) и протонами с энергией 15 МэВ (б). Точки – экспериментальные данные, линии – результаты расчета.

С учетом того, что изменение сопротивления  $R_b$  прослеживается на рисунке 53 на восемь порядков, соответствие экспериментальных данных расчетным следует признать удовлетворительным. Полученные экспериментальные результаты качественно согласуются с данными, полученными в [131] при облучении структур 4H-SiC с начальной концентрацией электронов  $7.2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  электронами с энергией 400 кэВ.

На рисунке 53 можно выделить две характерные части зависимости сопротивления от дозы облучения.

1. При дозах облучения  $D \leq 3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  (электроны) и  $D \leq 6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (протоны) сопротивление  $R_b$  относительно слабо (и практически линейно) увеличивается с ростом дозы облучения. Эта ситуация соответствует условию  $N_d \geq N_{A1} + N_A$ . Проводимость обусловлена ионизацией электронов с

мелкого донорного уровня  $D$ . В этом случае скорости удаления носителей, рассчитанные по формулам (3.7.1) и (3.7.3), будут близки.

2. При дозах облучения  $D \geq 3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  (электроны) и  $D \geq 6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (протоны) происходит резкое увеличение сопротивления базы с ростом  $D$ . Мелкий уровень  $D$  практически полностью скомпенсирован, а остаточная проводимость обусловлена генерацией электронов в зону проводимости с уровня  $A_1$ . (При более точных расчетах следует учитывать, что помимо  $Z_{1/2}$  уровень, представленный в модели уровнем  $A_1$ , облучение электронами также создает мелкие уровни с энергиями ионизации 0.25, 0.38 и 0.43 эВ [67]).

Следует подчеркнуть, что вид зависимостей  $R_b(D)$ , представленный на рисунке (53 а, б), носит общий характер и характерен для всех исследованных SiC-диодов Шоттки.

Более того, вольт-фарадные измерения так же зависят от частоты измерения.

Как видно из рисунка 54, частотная дисперсия в неизлучающем диоде весьма незначительна, и на частотах  $f \geq 10$  Гц ею можно пренебречь. Однако по мере увеличения дозы (флюенса)  $\Phi$  дисперсия сильно увеличивается, отражая появление относительно мелких центров, которые быстро опустошаются при приложении обратного смещения. Частотная зависимость емкости связана с тем, что на высоких частотах глубокие центры не успевают ионизироваться, а на низких и высоких частотах оказываются в разных зарядовых состояниях, давая различный вклад в величину измеряемой емкости.

Важно подчеркнуть, что при измерении концентрации носителей по ВАХ непосредственно измеряемая величина (базовое сопротивление  $R_b$ ) при дозе облучения  $D = 7 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  изменяется по отношению к  $R_b$  в необлученной структуре на  $\sim 5$  порядков. При измерениях СВ емкость в

одних и тех же условиях изменяется лишь в несколько раз (рис. 54). Очевидно, что определение концентрации по ВАХ имеет несравненно более высокое разрешение, чем измерение CV.

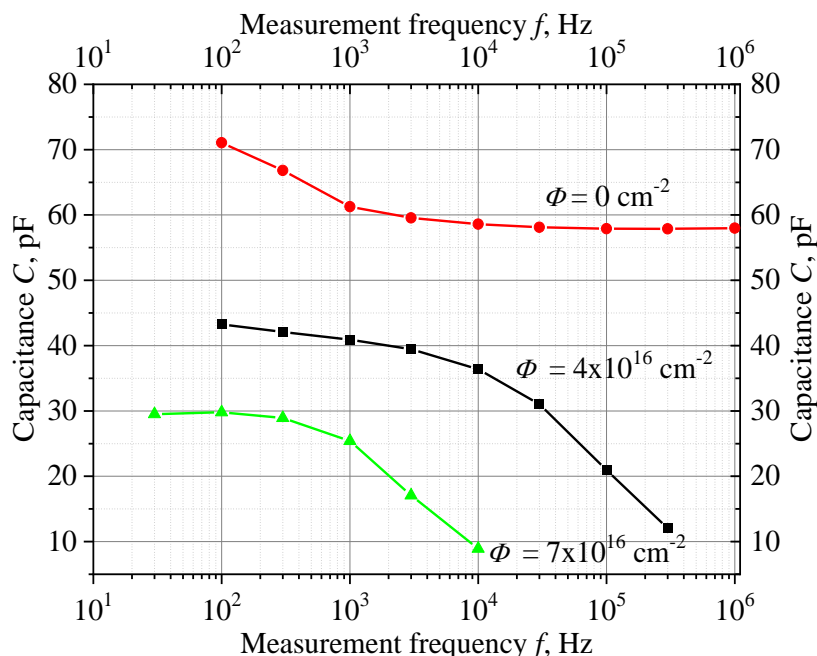


Рисунок 54. Частотные зависимости емкости диода Шоттки 4H-SiC при обратном смещении  $V = -10 \text{ В}$  для различных значений плотности энергии  $\Phi$  (облучение электронами с энергией  $0.9 \text{ МэВ}$ ).

Возьмем пример n-4H-SiC, и оценим какие из обнаруженных ГЦ могут быть основными компенсирующими дефектами. Если акцепторный уровень образуется в процессе облучения в нижней половине зоны n-типа, то он будет заполнен электроном, заряжен отрицательно и даст вклад в уменьшение величины  $N_d - N_a$  и уменьшение величины  $n$ .

Таблица 17. Параметры обнаруженных ГЦ после проведения повторного измерения DLTS после холодного облучения электронами с энергией 0.9 МэВ и дозой  $1 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ .

Концентрация, $\text{см}^{-3}$	$1.69 \times 10^{13}$	$4.2 \times 10^{14}$	$6.62 \times 10^{13}$	$5.9 \times 10^{13}$
Положение максимума DLTS пика Т, К	177	326	557	650
Энергия ионизации Е, эВ	0.415	0.718	1.24	1.67
$\sigma$ , $\text{см}^2$	$5.24 \times 10^{-13}$	$3.85 \times 10^{-14}$	$7.73 \times 10^{-17}$	$4.4 \times 10^{-13}$
Сравнение с литературой [34, 56, 67, 72, 103-105, 129] (энергия ионизации, эВ)	бор (0.39)	Z1/2 (0.68)	ЕН5 (1.08)	ЕН6/ЕН7 (1.58)
Время перезарядки центров при 300 К, $\tau_e$ , сек	$0.8 \times 10^{-8}$	$3 \times 10^{-2}$	$4.9 \times 10^5$	$1.5 \times 10^{13}$

Постоянную времени перезарядки ( $\tau_e$ ) для каждого из обнаруженных ГЦ можно оценить по известной формуле:

$$\tau_e = [\sigma_n \times V_t \times N_c \times \exp(-E_i/kT)]^{-1} \quad (3.7.7)$$

где  $V_t$  - тепловая скорость носителей заряда;  $N_c$  - плотность состояний в зоне проводимости;  $k$  - постоянная Больцмана;  $T$  - абсолютная температура.

Для расчета были использованы данные из таблицы 17. Величина  $V_t$  при 300 К принималась равной  $10^7$  см/сек, а  $N_c = 8.9 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  [132].

Постоянная времени перезарядки всех обнаруженных ГЦ в верхней половине зоны (кроме ЕН5 и Е6/7) малы (см. таблицу 17), значительно меньше, чем время С-V измерений. Таким образом, все эти центры не дают вклада в уменьшение величины  $N_d - N_a$ . Такой вклад могут дать только ЕН5 и Е6/7. Причем эти центры не отжигались при высокотемпературных DLTS



измерениях. Их суммарная концентрация ( $\sim 1.3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) что близко к значению остаточной компенсации исследованных образцов ( $\sim 1.1 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ )

В работе [104] был сделан вывод, что компенсация проводимости в n-4H-SiC при облучении электронами происходит за счет образования центров Z1/2 и E6/7. Приведенный выше анализ, показывает, что картина компенсации n-4H SiC несколько сложнее. Примерно половина компенсации исследованных образцов обусловлена образованием акцепторов в нижней половине зоны, которые отжигаются при нагреве до 650 К. Для того, чтобы подтвердить или опровергнуть этот вывод необходимо исследовать облученные образцы p-4H-SiC или 4H-SiC p-n структуры с использованием инжекции для поиска ГЦ в нижней половине их зоны.

## **Заключение и формулировка положений.**

В результате проведенной работы:

1. Определены параметры радиационных дефектов в 4H-SiC, возникающих в результате холодного и горячего облучения электронами с энергией 0.9 МэВ и протонами с энергией 15 МэВ;
2. Установлено, что в результате облучения 4H-SiC электронами и протонами малыми дозами происходит линейное уменьшение концентрации нескомпенсированных носителей заряда ( $N_d - N_a$ ) с увеличением дозы облучения;
3. Показано, что деградация приборов обусловлена, в первую очередь, возрастанием прямого падения напряжения. Причиной этого является увеличение сопротивления слаболегированной базы за счет введения радиационных дефектов акцепторного типа;
4. Сравнение результатов горячего и холодного облучений показало, что увеличение температуры облучения приводит к росту радиационной стойкости карбида кремния;
5. При высокотемпературном («горячем») облучении спектр вводимых в SiC радиационных дефектов существенно отличается от спектра дефектов, вводимых при комнатной температуре;
6. Показано, что уменьшение скорости удаления носителей в SiC при повышенных температурах облучения обусловлено отжигом образующихся РД при температурах 300-450 К;
7. Определена скорость удаления носителей в SiC в зависимости от условий облучения, рассмотрены особенности скорости удаления носителей при больших дозах облучения;
8. Величины скорости удаления носителей, измеренные на основе вольт-фарадных и вольтамперных характеристик при больших дозах облучения, могут отличаться на несколько порядков. Измерения

вольтамперных характеристик обеспечивают более точную информацию о зависимости концентрации от дозы облучения;

9. Проведено сравнение радиационной стойкости кремния и карбида кремния. Относительно небольшая разница в скорости удаления носителей в SiC и Si при облучении при комнатной температуре связана с тем, что в SiC в отличие от Si, отжиг первичных радиационных дефектов в процессе облучения практически отсутствует.

**Из этого можно вынести следующие положения:**

1. Облучение электронами с энергией 0.9 МэВ или протонами с энергией 15 МэВ при повышенных температурах существенно увеличивает радиационную стойкость SiC. Для создания определенного уровня компенсации в SiC, облучаемом электронами с энергией 0.9 МэВ или протонами с энергией 15 МэВ, с ростом температуры облучения в диапазоне температур 200-500°C монотонно возрастает доза, необходимая для реализации заданного уровня компенсации.
2. Скорость удаления носителей заряда в SiC, облученном при комнатной температуре электронами с энергией 0.9 МэВ или протонами с энергией 15 МэВ, в 2 раза ниже, чем в Si при аналогичных условиях облучения. Различие объясняется тем, что в Si отжиг первичных радиационных дефектов происходит при температурах менее 300 К, в то время как в SiC отжиг первичных радиационных дефектов начинается только при температурах более 400 К.
3. При высокотемпературном (200-500° С) облучении электронами с энергией 0.9 МэВ или протонами с энергией 15 МэВ спектр вводимых в SiC радиационных дефектов существенно отличается от

спектра дефектов, вводимых при комнатной температуре: ряд глубоких центров не проявляются.

4. Компенсация карбида кремния n-типа, как широкозонного полупроводника, под воздействием облучения электронами с энергией 0.9 МэВ или протонами с энергией 15 МэВ, может быть описана простой четырехуровневой моделью, учитывающей донорный уровень и возникающие в результате облучения три типа глубоких акцепторных уровня. Данная модель позволяет объяснить различия в определении концентраций по результатам вольт-амперных и вольт-фарадных измерений. Определение концентрации по результатам вольт-амперных измерений обладает существенно более высокой разрешающей способностью, чем определение концентрации на основе вольт-фарадных характеристик.

## Список литературы.

- [1] Jonson E.O. Physical limitations on frequency and power parameters of transistors", RCA Review, Vol. 26, 1965 pp 163-177,
- [2] Baliga B.J., Semiconductors for high-voltage, vertical channel field transistors, J. Appl. Phys, Vol 53, 1982.pp 1759-1764.
- [3] Lebedev A.A. and Chelnokov V.E., Wide-gap semiconductors for high-power electronics, Semiconductors, Vol. 33, No. 9, 1999, pp. 999-1001.
- [4] E.G. Acheson. Chem. News, 68, 179 (1893).
- [5] G. Pensl, R. Helbig. In: Advances in Solid State Physics, ed. by V. Rossler (Viemeg, Braunschweig, 1990).
- [6] O.V.Losev Phys Solid State 1, 718 (1931).
- [7] J.A. Lely. Ber. Dt. Keram. Ges., 32, 229 (1955).
- [8] Yu.A. Vodakov, E.N. Mokhov, M.G. Ramm, A.O. Roenkov. Krist and Teknik., 14, 729 (1979).
- [9] Yu.M. Tairov, V.F. Tsvetkov. J. Cryst. Growth, 43, 209 (1978).
- [10] D.Chaussende, K.Ariyawong, N.Tsavdaris, M.Seiss, Y.J. Shin, J-M. Dedulle, R.Madar, E. Sarigiannidou, J.La Manna, O. Chaix-Pluchery, T.Quisse, Open issues in SiC bulk growth, Mat.Science Forum 778-780 (2014) pp 3-8.
- [11] S. Nishino, J. Powell, N.A. Will. Appl. Phys. Lett., 42, 460(1983).
- [12] H.S. Kong, J.T. Glass, R.F. Davis. Appl. Phys. Lett., 64, 2672(1988).
- [13] J.A. Edmond, H.S. Kong, C.H. Carter. Physica B, 185, 453(1993).
- [14] J.W. Palmer, J.A. Edmond, H.S. Kong, C.H. Carter. Physica B, 185, 461 (1993).
- [15] Лебедев А. А. // ХИМИЯ И ЖИЗНЬ, 2006, №4.
- [16] W. J. Choyke, Inst. Phys.: Conf. Ser. 31, 58 (1977).
- [17] A. Hallen, A. Henry, P. Pelligrino, B. G. Swensson, and D. Aberg, Mater. Sci. Eng. B 61–62, 378 (1999).
- [18] B. G. Swensson et al., Mater. Sci. Forum 353–356, 349 (2001).

- [19] G. Casse, Overview of the recent activities of the RD50 collaboration on radiation hardening of semiconductor detectors for the sLHC, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 598, 54(2009).
- [20] J. Metcalfe, Silicon Detectors for the sLHC, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 215, (2011) 151.
- [21] A. Hallen, A. Henry, P. Pelligrino, B. G. Swensson, D. Aberg, Material Science and Eng, B61-62 (1999) 378-381.
- [22] B. G. Swensson, et al., Material Science Forum, 353-356 (2001) 349-354.
- [23] G. Casse, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 598 (2009) 54-60.
- [24] J. Metcalfe, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 215 (2011) 151-153.
- [25] Лебедев А. А., Сбруев С. // Электроника: Наука, Технология, Бизнес 5/2006.
- [26] Вопросы радиационной технологии полупроводников, под ред. Л. С. Смирнова (Новосибирск, Наука, 1980).
- [27] Физические процессы в облученных полупроводниках, под ред. Л. С. Смирнова (Новосибирск, Наука, 1977).
- [28] Лебедев А. А., Белов С. В., Мынбаева М. Г., Стрельчук А. М., Богданова Е. В., Макаров Ю. Н., Усиков А. С., Курин С. Ю., Бараш И. С., Роенков А. Д., Козловский В. В. // Физика и техника полупроводников, 2015, том 49, вып. 10.
- [29] B. Hudson and B. E. Sheldon, J. Microsc. 97, 113(1973).
- [30] I. A. Honstvet, R. E. Smallman, and P. M. Marquis, Philos.Mag. A 41, 201 (1980).
- [31] J. W. Corbett, J. C. Bourgein, In: Point Defect in Solids (N. Y. – London, Plenum Press, 1975) v. 2, p. 1.
- [32] I. Lazanu, S. Lazanu. Preprint (Elsevier Preprint, 21 April 2002).

- [33] А. А. Лебедев, В. В. Козловский, Н. Б. Строкан, Д. В. Давыдов, А. М. Иванов, А. М. Стрельчук. ФТП, 36, 1352 (2002).
- [34] Лебедев А. А., Иванов А. М., Строкан Н. Б. // Радиационная стойкость SiC и детекторы жестких излучений на его основе. // Физика и техника полупроводников, 2004, том 38, вып. 2.
- [35] Rao M. V., Gardner J, Holland O. W. et al. Hot implantation of N<sup>+</sup> into a-SiC epilayers // Inst. Phys. Conf. Ser. №142: 1996, p521-524.
- [36] Gotz W, Schoner A, Pensl G, Suttrop W, Choyke W, Steine R, Leibenzeder S // J. Appl Phys -73-1993 – 3332.
- [37] Woodbery H. H., Ludwig G. W. Electron Spin Resonance Studies in SiC. // Phys. Rev. 1961 V124 1083-1089.
- [38] Troffer Th., Gotz W., Schoner A., et al. Hall effect and infrared absorption measurements on nitrogen donors in 15R-SiC. // Inst. Phys. Conf. Ser. No 137-1994, p173-176.
- [39] Nikolaev A. E., Nikitina I. P., Dmitriev V. A. Highly nitrogen doped 3C-SiC grown by liquid phase epitaxy // Inst. Phys. Conf. Ser 142-1996-p125-128.
- [40] Водаков Ю. А., Ломакина Г. А., Мохов Е. Н. Нестехиометрия и политипизм карбида кремния // ФТТ 1982 24 1377-1383.
- [41] Andreev A. N., Anikin M. M., Lebedev A. A., Poletaev N. K., Strel'chuk A. M., Surkin A. L., Chelnokov V. E. A relationship between defect electroluminescence and deep centers in 6H SiC. // Inst. Phys. Conf. Ser. №137:-1994 Chapter 3 p 271-274.
- [42] Вейнгер А. И., Водаков Ю. А., Кулев Ю, Ломакина Г. А., Мохов Е. Н., Одинг В. Г., Соколов В. И. Примесные состояния бора в карбиде кремния // Письма в ЖТФ-1980-6, 1319-1323.
- [43] Balandovich V. S., Mokhov E. N. // Transactions Second Intern. High Temperature Electronics Conference, (Charlotte NC, 5-10 June 1994, USA), V. 2, p181-184.

- [44] Виолин Е. Э., Холуянов Г. Ф. Экранизация носителей тока полем р-п перехода и механизм электролюминесценции SiC. // ФТТ 1966-8-3395.
- [45] Ortolland S., Raynald C., Chante I. P., Locatelli M. L., Andreev A. N., Lebedev A. A., Rastegaeva M. G., Syrkin A. L., Savkina N. S., V. E. Chelnokov Effect of Boron diffusion on high-voltage behavior of 6H-SiC p+ n- n- structures. // J. Appl. Phys. 1996 V. 80 N9, p.5464-5468.
- [46] Лебедев А. А., Андреев А. Н., Мальцев А. А., Растегаева М. Г., Савкина Н. С., Челноков В. Е. Получение и исследование эпитаксиальной диффузии 6H-SiC р-п структур. // ФТП 1995, 29 1635.
- [47] Аникин М. М., Лебедев А. А., Сыркин А. Л., Суворов А. В. Исследование глубоких уровней в SiC методами емкостной спектроскопии. // ФТП. – 1985-19- стр. 114-117.
- [48] Suttrop W., Pensl G., Laning P. Boron-Related Deep Centers in 6H-SiC // Appl. Phys. A. – 1991-51-231-237.
- [49] Anikin M. M., Lebedev A. A., Poletaev N. K., Strel'chuk A. M., Surkin A. L. and Chelnokov V. E. Deep centers and blue-green electroluminescence in 4H-SiC. Inst. Phys. Conf. Ser. №137: 1994 Chapter 6, 605-607.
- [50] Лебедев А. А., Полетаев Н. К. Глубокие центры и электролюминесценция легированных бором 4H-SiC р-п структур. ФТП 1996 30, 54-55.
- [51] Константинов А. О. Инжекция неравновесных точечных дефектов при диффузии примесей в кристаллах со смешанным механизмом самодиффузии. ФТП. 1991 25, 1175-1181.
- [52] Baranov P. G., Mokhov E. N. Electron paramagnetic resonance of deep boron in SiC // Inst. Phys. Conf. №142-1996, p.293-296.
- [53] Frank T., Troffer T., Pensl G. et al. Incorporation of D-center in SiC controlled either by B-Si- and B/C – Coimplantation or by Site-Competition-Epitaxy Abstr.Intern.Conf. on SiC, III Nitrides and Rel. Mat. (Stokholm, Sweden) 1997, p348-349.



- [54] Jang S., Kimoto T. Matsunami H Deep levels in 6H-SiC wafers and step-controlled epitaxial layers. *Appl. Phys. Lett.* 1994 65, 581-583.
- [55] Mazzola M. S., Sadow S. E., Neudeck P. G., Lakdawala V. K., S. We Observation of the D-center in 6H-p-n diodes grown by chemical vapor deposition. // *Appl. Phys. Lett.* 1994. 64, 2730-2735.
- [56] Модель диффузии бора в карбиде кремния из газовой фазы. *Физика и техника полупроводников*, 2011, том 45, вып. 6. 2010 г.
- [57] Козловский В. В., Лебедев А. А., Ломасов В. Н., Богданова Е. В., Середова Н. В. // Компенсация проводимости n-4H-SiC (CVD) при облучении электронами с энергией 0.9МэВ. // *Физика и техника полупроводников*, 2014, том 48, вып. 8.
- [58] Ю.А. Водаков, Н. Жумаев, Б.Н. Зверев, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг, В.В. Семенов, Ю.Ф. Симахин. *ФТП*, 11, 373 (1977).
- [59] T. Troffer, M. Schadt, T. Frank, H. Itoh, G. Pensl, J. Heindl, H.P. Strunk, M. Maier. *Phys. Status Solidi A*, 162, 277 (1997).
- [60] А.А. Лебедев. *Обзор. ФТП*, 33, 129 (1990).
- [61] S.H. Hagen, A.W.C. Kernenade. *Phys. Status Solidi A*, 33, 97 (1976).
- [62] Ю.А. Водаков, Г.Г. Гончаров, Г.А. Ломакина, А.А. Мальцев, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг, М.Г. Рамм, Г.Г. Рябова. *ФТП*, 21 (2), 207 (1987).
- [63] Ю.А. Водаков, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг. *Неорг. матер.*, 20 (7), 1086 (1983).
- [64] П.Г. Баранов, Е.Н. Мохов, *ФТТ*, 38, 1446 (1996).
- [65] A. Duijn-Arnold, T. Ikoma, O.G. Poluektov, P.G. Baranov, E.N. Mokhov, J. Schmidt. *Phys. Rev. B*, 57, 1607 (1998).
- [66] Baranov P. G. Electronic Structure of Acceptors in SiC. // *Abstr. Intern. Conf. on SiC, III Nitrides and Rel. Mat. (Stokholm, Sweden) 1997*, p288-289.
- [67] Radiation defects created in n-type 4H-SiC by electron irradiation in the energy range of 1 to 10 MeV, Pavel Hazdra and Jan Vobecký. *Phys. Stat. Sol.* 216 1900312, (2019).

- [68] P.B. Klein, B.V. Shanabrook, S.W. Huh, A.Y. Polyakov, M. Skowronski, J.J. Sumakeris, M.J. O'Loughlin, *Appl. Phys. Lett.* 2006, 88, 052110.
- [69] G. Alfieri, E.V. Monakhov, B.G. Svensson, A. Hallén, *J. Appl. Phys.* 2005, 98, 113524.
- [70] G. Alfieri, E.V. Monakhov, B.G. Svensson, M. K. Linnarson, *J. Appl. Phys.* 2005, 98, 043518
- [71] T. Dalibor, , G. Pensl, H. Matsunami, T. Kimoto, W.J. Choyke, A. Schöner, N. Nordell, *phys. stat. sol. (a)* 1997, 162, 199.
- [72] Antonio Castaldini, Anna Cavallini, Lorenzo Rigutti, Filippo Nava. // Low temperature annealing of electron irradiation induced defects in 4H-SiC.// *J. Appl. Phys.*, volume 85, number 17 (2004), 3780.
- [73] G. Alfieri, T. Kimoto, *Appl. Phys. Lett.* 2013, 102, 152108.
- [74] H. Itoh, N. Hayakawa, I. Nashiyama, and E. Sakuma, *J. Appl. Phys.* 66, 4529 (1989).
- [75] Y. Zhang, W. J. Weber, W. Jiang, A. Hallén, and G. Possnert, *J. Appl. Phys.* 91, 6388 (2002).
- [76] F. Gao and W. J. Weber, *J. Appl. Phys.* 94, 4348 (2003).
- [77] Иванов А. М., Строкан Н. Б., Козловский В. В., Лебедев А. А. // Влияние облучения электронами и протонами на характеристики поверхностно-барьерных структур SiC-детекторов ядерных излучений. // *Физика и техника полупроводников*, 2008, том 42, вып. 3.
- [78] Иванов А. М., Строкан Н. Б., Щербов Н. А., Лебедев А. А. // К вопросу однородности свойств CVD-пленок 4H-SiC. // *Физика и техника полупроводников*, 2010, том 44, вып 7.
- [79] D. Aberg, A. Hallen, P. Pellegrino, B. G. Swensson. *Appl. Phys. Lett.*, 78, 2908 (2001).
- [80] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, F. Nava, S. Ferrero, F. Giorgis. *J. Appl. Phys.*, 98, 053 706 (2005).
- [81] M. Gong, S. Fung, C. D. Beiling, Zhipu You. *J. Appl. Phys.*, 85, 7604 (1999).

- [82] T. Dalibor, G. Pensl, T. Kimoto, H. Matsunami, S. Sridhara, R. P. Devaty, and W. J. Choyke, *Diamond Relat. Mater.* 6, 1333 (1997).
- [83] C. G. Hemingsson, N. T. Son, A. Ellison, J. Zhang, and E. Janzén, *Phys. Rev. B* 58, 119 (1998).
- [84] I. Pintilie, L. Pintilie, K. Irmscher, and B. Thomas, *Appl. Phys. Lett.* 81, 4841 (2002).
- [85] T. A. G. Eberlein, R. Jones, and P. R. Briddon, *Phys. Rev. Lett.* 90, 225502 (2003).
- [86] L. Storasta, A. Henry, J. P. Bergman, and E. Janzén, *Mater. Sci. Forum* 457–460, 469 (2004).
- [87] N. T. Son, X. T. Trinh, L. S. Løvlie, B. G. Svensson, K. Kawahara, J. Suda, T. Kimoto, T. Umeda, J. Isoya, T. Makino, T. Ohshima, E. Janzén, *Phys. Rev. Lett.* 2012, 109, 187603.
- [88] I. Capan, T. Brodar, J. Coutinho, T. Ohshima, V.P. Markevich, A.R. Peaker, *J. Appl. Phys.* 2018, 124, 245701.
- [89] F. Nava, A. Castaldini, A. Cavallini, P. Errani, V. Cindro, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2006, 53, 2977.
- [90] R. Radu, E. Fretwurst, R. Klanner, G. Lindstroem, I. Pintilie, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 2013, 730, 84.
- [91] Берман Л. С. // Емкостные методы исследования полупроводников, 1972.
- [92] Зи С. М. // Физика полупроводниковых приборов, 1973.
- [93] Lang D.V., Deep-level transient spectroscopy: A new method to. characterize traps in semiconductors, *J. Appl. Phys.* 45, 3023 (1974).
- [94] V.V.Kozlovski, A.A.Lebedev, E.V.Bogdanova, Model for conductivity compensation of moderately doped n- and p- 4H-SiC by high-energy electron bombardment, *J Appl.Phys.*, 117, 155702 (2015).
- [95] P. Hazdra, J. Vobecký *phys. stat. sol.* **216** 1900312, (2019).
- [96] Kozlovski, V.V.; Strokan, N.B.; Ivanov, A.M.; Lebedev, A.A.; Emtsev, V.V.; Oganessian, G.A.; Poloskin, D.S. Charge carrier removal rates in n-type silicon and

silicon carbide subjected to electron and proton irradiation. *Phys. B* 2009, 404, 4752–4754.

[97] Kalinina, E.V.; Lebedev, A.A.; Bogdanova, E.V.; Lebedev, A.A.; Berenquier, B.; Ottaviani, L.; Violina, G.N.; Skuratov, V.A. Irradiation of 4H-SiC UV detectors with heavy ions. *Semiconductors* 2015, 4, 540–546.

[98] Лебедев, А. А.; Козловский, В. В. // О сравнении радиационной стойкости кремния и карбида кремния. // 2014 г, Физика и техника полупроводников, том 48, вып. 10.

[99] Lebedev A. A., Kozlovski V. V., Davydovskaya K. S., Levinshtein M. E. // Radiation hardness of silicon carbide upon high-temperature electron and proton irradiation. // 2021, *Materials*, v.14, 17 ArtNo: #4976.

[100] J.W. Corbett, J.C. Bourgein. In: *Point Defects in Solids* (N.Y.–London, Plenum Press, 1975) v. 2, p. 1.

[101] А.А.Лебедев, В.В.Козловский., Сравнение радиационной стойкости кремния и карбида кремния. ФТП т 48 в 10, (2014) стр 1329-1331.

[102] Castaldini, A., Cavallini, A., Rigutti, L., Nava, F., 2004. Low temperature annealing of electron irradiation induced defects in 4H–SiC. *Appl. Phys. Lett.* 85, 3780–3782.

[103] Danno, K., Kimoto, T., 2006. Investigation of deep levels in n -type 4H-SiC epilayers irradiated with low-energy electrons. *J. Appl. Phys.* 100, 113728.

[104] Kaneko, H., Kimoto, T., 2011. Formation of a semi-insulating layer in n-type 4H-SiC by electron irradiation. *Appl. Phys. Lett.* 98, 262106.

[105] Kozlovski, V., Lebedev, A., Lomasov, V., Bogdanova, E., Seredova, N., 2014. Conductivity compensation in n-4H-SiC (CVD) under irradiation with 0.9-MeV electrons. *Semiconductors* 48, 1006–1009.

[106] Kozlovski, V., Lebedev, A., Bogdanova, E., 2015. Model for conductivity compensation of moderately doped n- and p-4H-SiC by high-energy electron bombardment. *J. Appl. Phys.* 117, 155702.

- [107] Omotoso, E., Meyer, W.E., Auret, F.D., Paradzah, A.T., Diale, M., Coelho, S.M.M., Janse van Rensburg, P.J., 2015. The influence of high energy electron irradiation on the Schottky barrier height and the Richardson constant of Ni/4H-SiC Schottky diodes. *Mater. Sci. Semicond. Process.* 39, 112–118.
- [108] Kozlovski, V.V., Lebedev, A., Levinshtein, M.E., Rummyantsev, S.L., Palmour, J.W., 2017. Impact of high energy electron irradiation on high voltage Ni/4H-SiC Schottky diodes. *Appl. Phys. Lett.* 110, 083503.
- [109] Kozlovski, V.V., Zakharenkov, L.F., Kol'chenko, T.I., Lomako, V.M., 1996. The influence of irradiation temperature upon the radiation defect formation and conductivity compensation of n-GaAs. *Radiat. Eff. Defect Solid* 138, 63–73.
- [110] Kozlovski, V.V., Korolkov, O., Davydovskaya, K.S., Lebedev, A.A., Levinshtein, M.E., Slepchuk, N., Strel'chuk, A.M., Toompuu, J., 2020. Influence of the proton irradiation temperature on the characteristics of high-power high-voltage silicon carbide Schottky diodes. *Tech. Phys. Lett.* 46, 287–289.
- [111] Shabunina, E.I., Levinshtein, M.E., Shmidt, N.M., Ivanov, P.A., Palmour, J.W., 2014. 1/f noise in forward biased high voltage 4H-SiC Schottky diodes. *Solid State Electron.* 96, 44–47.
- [112] Levinshtein, M.E., Rummyantsev, S.L., Shur, M.S. (Eds.), 2001. *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe.* John Wiley & Sons Inc, NY.
- [113] Lebedev A. A., Veinger A. I., Davydov D. V., Kozlovski V.V., Savkina N. S., Strelchuk A. M. Doping of n-type 6H-SiC and 4H-SiC with defects created with a proton beam. *J. Appl. Phys.* 2000; 88(11):6265–71.  
<https://doi.org/10.1063/1.1309055>.
- [114] Claeys C, Simoen E. *Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices.* Berlin-Heidelberg: Springer Verlag; 2002.
- [115] Henry L, Barthe M-F, Corbel C, Desgardin P, Blondiaux G. Silicon vacancy-type defects in as-received and 12-MeV proton-irradiated 6H-SiC studied by

- positron annihilation spectroscopy. *Phys Rev B* 2003;67(11):115210. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.67.115210>.
- [116] Castaldini A, Cavallini A, Rigutti L. Assessment of the intrinsic nature of deep level Z1/Z2 by compensation effects in proton-irradiated 4H-SiC. *Semicond Sci Technol* 2006;21(6):724–8. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/21/6/002>.
- [117] Emtsev V, Ivanov A, Kozlovski V, Lebedev A, Oganesyanyan G, Strokan N, Wagner G. Similarities and distinctions of defect production by fast electron and proton irradiation: moderately doped silicon and silicon carbide of n-type. *Semiconductors* 2012;46(4):456–65. <https://doi.org/10.1134/S1063782612040069>.
- [118] Vobecký J, Hazdra P, Z'ahlava V, Mihaila A, Berthou M. ON-state characteristics of proton irradiated 4H-SiC Schottky diode: The calibration of model parameters for device simulation. *Solid State Electron* 2014;94:32–8.
- [119] Hazdra P, Popelka S, Z'ahlava V, Vobecký J. Radiation damage in 4H-SiC and its effect on power device characteristics. *Solid State Phenom* 2016;242:421–6. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/SSP.242.421>.
- [120] Hazdra P, Popelka S. Displacement damage and total ionization dose effects on 4H-SiC power devices. *IET Power Electron* 2019;12(15):3910–8. <https://doi.org/10.1049/iet-pel.2019.0049>.
- [121] Kozlovski V, Korolkov O, Lebedev A, Toompuu J, Sleptsuk N. Comparative results of low temperature annealing of lightly doped n-layers of silicon carbide irradiated by protons and electrons. *Mater Sci Forum* 2020;1004:231–6. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.1004.231>.
- [122] Details, datasheet, quote on part number: CPW3-1700-S010B-WP, <https://www.digchip.com/datasheets/parts/datasheet/2101/CPW3-1700-S010B-WP.php>; 2021 [accessed 20 January 2021].
- [123] Lebedev A, Levinshtein M, Ivanov P, Kozlovski V, Strel'chuk A, Shabunina E et al. Effect of Irradiation with 15-MeV Protons on Low Frequency Noise in Power SiC MOSFETs. *Semiconductors* 2019;53:1568–72. <https://doi.org/10.1134/S1063782619160140>.

- [124] Alexandru M, Florentin M, Constant A, Schmidt B, Michel P, Godignon P. 5 MeV Proton and 15 MeV Electron Radiation Effects Study on 4H-SiC n-MOSFET Electrical Parameters. *IEEE Trans Nucl Sci* 2014;61:1732–8. <https://doi.org/10.1109/TNS.2014.2316372>.
- [125] Florentin M, Alexandru M, Constant A, Michel P, Montserrat J, Millan J. et al. Proton and electron irradiation in oxynitrided gate 4H-SiC MOSFET: a recent open issue. *Mater Sci Forum*. 2015;821-823:667-72. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.821-823.667>.
- [126] Lebedev A, Kozlovski V, Levinshtein M, Ivanov AE, Davydovskaya KS, Yuferev V, Zubov A. Impact of high temperature electron irradiation on characteristics of power SiC Schottky diodes. (in print).
- [127] Alifieri G, Mihaila A, Nipoti R, Puzanghera M, Sozzi G, Godignon P et al. Point defect investigation of high-energy proton irradiated SiC p+-i-n diodes. *Mater Sci Forum*. 2017; 897: 246-249. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.897.246>.
- [128] Kozlovski VV, Lebedev AA, Levinshtein ME, Romyantsev SL, Palmour JW. Electrical and noise properties of proton irradiated 4H-SiC Schottky diodes. *Journ. Appl. Phys.* 2018;123:024502. <https://doi.org/10.1063/1.5018043>.
- [129] Центры с глубокими уровнями в карбиде кремния Обзор © А.А. Лебедев, *Физика и техника полупроводников*, 1999, том 33, вып. 2.
- [130] Шалимова К.В. *Физика полупроводников*, Энергоатомиздат 1985.
- [131] Канеко, Х .; Кимото Т. Формирование полуизолирующего слоя в 4H-SiC n-типа под действием электронного облучения. *заявл. физ. пат.* **2011** , 98 , 262106 .
- [132] Goldberg Yu., Levinshtein M.E., Romyantsev S.L. in *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, SiC, BN, SiC, SiGe* . Eds. Levinshtein M.E., Romyantsev S.L., Shur M.S., John Wiley & Sons, Inc., New York, 2001, 93-148.