

# Высокотемпературный радиационно стойкий выпрямитель на основе $p^+ - n$ -переходов в $4H$ -SiC, ионно-легированном алюминием

© Е.В. Калинина<sup>¶</sup>, В.Г. Коссов\*, Р.Р. Яфаев\*, А.М. Стрельчук, Г.Н. Виолина<sup>†</sup>

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* ОАО «Электрон Оптроник»,  
194223 Санкт-Петербург, Россия

<sup>†</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»,  
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 13 октября 2009 г. Принята к печати 19 октября 2009 г.)

Сочетание высокодозовой ( $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) имплантации ионов Al в эпитаксиальные слои  $4H$ -SiC  $n$ -типа, выращенные методом химического осаждения из газовой фазы, и быстрого (15 с) термического отжига при  $1700$ – $1750^\circ\text{C}$  формирует слои с прямоугольным профилем примеси по механизму твердофазной эпитаксиальной кристаллизации. Совместное действие эффектов ускоренной диффузии радиационных дефектов при имплантации и геттерирования дефектов при отжиге приводит к улучшению качества исходного материала, что обеспечивает увеличение диффузионной длины неосновных носителей заряда в несколько раз. В SiC при воздействии различных видов радиации образуются метастабильные состояния, отжигаемые в различных температурных интервалах. Низкотемпературный отжиг радиационных дефектов увеличивает радиационный и временной ресурс приборов при облучении. Высокотемпературный отжиг радиационных дефектов позволяет изменять время жизни неравновесных носителей заряда, т.е. частотный диапазон приборов. Радиационная стойкость SiC-приборов увеличивается с ростом рабочей температуры до  $500^\circ\text{C}$ .

## 1. Введение

Современное развитие стратегически значимых систем атомной промышленности, ядерной энергетики, военной и космической техники остро нуждается в создании радиационно стойкой высокотемпературной электронной компонентной базы. Приборы с указанной совокупностью свойств не могут быть реализованы с использованием традиционных полупроводниковых материалов (Ge, Si, CdTe, GaAs). Одним из перспективных полупроводников для создания подобных приборов является карбид кремния. Большая ширина запрещенной зоны SiC ( $2.4$ – $3.3$  эВ в зависимости от политипа) обеспечивает работоспособность приборов до температур выше  $1000^\circ\text{C}$ . SiC имеет высокие значения напряженности поля лавинного пробоя ( $3$ – $6$  МВ/см), высокую теплопроводность ( $3$ – $5$  Вт/(см·град)), химическую и механическую прочность, а также высокие значения пороговой энергии дефектообразования ( $E_d = 25$ – $35$  эВ), что является предпосылкой высокой радиационной стойкости полупроводника [1].

Перспективность использования SiC для создания высокотемпературных радиационно стойких выпрямителей была показана в  $50$ – $60$ -х годах прошлого столетия [2]. Однако ввиду низкого качества исходного материала данные по исследованию электрических характеристик приборов до и после облучения высокоэнергетичными частицами оказались неоднозначными. В последние годы появилась возможность реализовать теоретическую перспективу SiC благодаря прогрессу в промышленном выпуске пластин до  $10$  см в диаметре и в выращива-

нии чистых слоев газотранспортной эпитаксией (CVD) со значениями диффузионных длин и времен жизни неосновных носителей заряда в десятки микрон и единицы микросекунд соответственно.

Основной проблемой при формировании диодов на основе SiC является получение низкоомных слоев  $p$ -типа проводимости, чему препятствуют довольно низкие значения пределов растворимости примесей и образование компенсирующих собственных дефектов в процессе легирования равновесными методами, а также высокие значения энергии активации акцепторных примесей [3,4]. Формирование высокоомных  $p$ -областей и контактных сопротивлений к ним, наличие дефектных слоев на границе эпитаксиальных  $n$ - и  $p$ -областей объясняют повышенные прямые падения напряжения в эпитаксиальных диодных структурах — более  $3$  В при плотности тока  $100 \text{ А/см}^2$  [5–7].

Эту проблему можно решить, используя неравновесный метод введения примеси — ионное легирование (ИЛ), позволяющий вводить различные примеси с концентрациями, которые не ограничены пределами их растворимости и могут не только достигать, но и превышать их. Недостатком этого метода является необходимость проведения высокотемпературных отжигов для активации имплантированной примеси и устранения радиационных дефектов [8].

Акцепторной примесью для формирования ИЛ  $p$ -переходов в SiC, как правило, выбирается Al, поскольку он имеет наилучшую растворимость и наименьшую энергию активации, которая меньше  $0.1$  эВ при высоких уровнях легирования благодаря межпримесному взаимодействию [9].

<sup>¶</sup> E-mail: evk@mail.ioffe.ru

Первые ИЛ  $p-n$ -переходы для создания светодиодов были получены имплантацией при  $25^\circ\text{C}$  ионов Al дозами  $10^{16}-10^{17}\text{ см}^{-2}$  с энергиями 30–100 кэВ в кристаллы и эпитаксиальные слои  $n-6H\text{-SiC}$  с последующим отжигом в атмосфере Ag при температурах до  $1900^\circ\text{C}$  в течение 5–300 с. Такие диоды имели значительные прямые падения напряжения (свыше 4 В при плотности тока  $100\text{ А/см}^2$ ), обратные напряжения не рассматривались [10]. Повышенные падения напряжения в прямом направлении и низкие пробивные напряжения ( $< 1000\text{ В}$ ) имели также диоды с  $p-n$ -переходами, сформированными в эпитаксиальных слоях политипов  $3\text{C}$  и  $4H\text{-SiC}$  имплантацией при  $25^\circ\text{C}$  ионов Al дозами до  $5 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$  с последующим отжигом до температур  $1750^\circ\text{C}$  в атмосфере Ag с течением 30 мин [11,12]. Высокие значения сопротивлений ИЛ  $p$ -слоев и контактных сопротивлений к ним авторы объясняли неполным отжигом радиационных дефектов и низкой степенью активации легирующей примеси при отжиге. Диодные структуры с наилучшими прямыми и обратными вольт-амперными характеристиками (ВАХ) были сформированы с охранными кольцами в CVD-слоях  $n-4H\text{-SiC}$  с концентрацией носителей  $2.4 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$  путем имплантации ионов Al при  $25^\circ\text{C}$  и отжига при  $1700^\circ\text{C}$  в течение 30 мин. Режимы легирования Al для создания эмиттеров и охранных колец не указаны. Такие диодные структуры в прямом направлении пропускали токи плотностью  $100\text{ А/см}^2$  при напряжениях 3.7 В и имели напряжения пробоя до 5.5 кВ [13].

С целью снижения сопротивления ИЛ  $p$ -слоев проводятся работы по имплантации ионов Al при повышенных температурах с последующим отжигом. Увеличение температуры образцов при облучении приводит к уменьшению количества вводимых радиационных дефектов и к увеличению эффективности активации легирующей примеси при отжиге [14–16]. Однако проведение имплантации в эпитаксиальные слои политипов  $6H$  и  $4H\text{-SiC}$  при их нагреве до  $1000^\circ\text{C}$  и последующем отжиге в потоках Ag или тигле из SiC при температурах до  $1700^\circ\text{C}$  в течение 10–45 мин не обеспечивали формирования низкоомных  $p^+$ -слоев. Диоды имели повышенные прямые падения напряжения ( $> 3.5\text{ В}$  при плотности тока  $100\text{ А/см}^2$ ) и напряжения пробоя гораздо ниже расчетных [17–19].

Наименьшие значения сопротивлений  $p$ -слоев, ионно-легированных алюминием, были получены при исследовании влияния режимов изготовления в широком диапазоне доз ( $3 \cdot 10^{15}-5 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-2}$ ) и температур легирования 25– $400^\circ\text{C}$ , температур (1450– $1950^\circ\text{C}$ ) и времени (5–2700 с) термических отжигов на электрические характеристики диодных структур на основе кристаллов и эпитаксиальных сублимационных слоев политипа  $6H\text{-SiC}$  [20–22]. Были выбраны оптимальные режимы формирования низкоомных ИЛ алюминием  $p^+$ -слоев, которые не вносили дополнительного сопротивления в диодные структуры. Прямые падения напряжения в

них составляли  $\leq 3\text{ В}$  при плотности тока  $100\text{ А/см}^2$  и пробивные напряжения были близки к расчетным.

Работы по исследованию влияния облучения различными высокоэнергетичными частицами на свойства SiC в основном посвящены изучению природы дефектообразования. Однако не менее актуальным является исследование радиационных эффектов при воздействии облучения на готовые структуры, поскольку это дает информацию о механизмах отказов и пороговых уровнях облучения, приводящих к изменению характеристик и деградации приборов, а также позволяет разработать модели их радиационного поведения.

Ранние работы по изучению влияния облучения нейтронами и  $\gamma$ -квантами на свойства SiC-приборов проводились с использованием структур, сформированных в кристаллах Лели политипа  $n-6H$  с высокими значениями как концентраций нескомпенсированных доноров  $N_d - N_a = N_{d0} \gtrsim 10^{18}\text{ см}^{-3}$ , так и степени дефектности. Поэтому результаты, полученные на таком материале, были неоднозначны и указывали на более высокую радиационную стойкость SiC-приборов по сравнению с Si-диодами [2,23–25]. Улучшение чистоты исходного материала  $6H\text{-SiC}$  выявило снижение радиационного порога, приводящего к деградации диодных структур с барьерами Шоттки, сформированными на сублимационных эпитаксиальных слоях с  $N_{d0} = (1-3) \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$ . Для таких структур величина концентрации носителей заряда  $N_{d0} \lesssim 8 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$  была определена как критическая для перехода в изолятор при облучении нейтронами флюенсом  $4 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-2}$  [26,27].

Некоторые данные о радиационной стойкости материала нового поколения  $4H\text{-SiC}$  были получены при облучении легкими высокоэнергетичными частицами детекторов ядерных излучений, характеристики которых наиболее чувствительны к влиянию различных видов облучения. Было выявлено, что детекторные структуры с барьерами Шоттки на основе слоев  $4H\text{-SiC}$ , выращенных газофазной эпитаксией (CVD) с  $N_{d0} = 2 \cdot 10^{13}-10^{15}\text{ см}^{-3}$ , только частично теряли свои детектирующие свойства при облучении электронами с энергией 8.2–8.6 МэВ дозами до  $10^{15}\text{ см}^{-2}$ ,  $\alpha$ -частицами с энергиями 5.48 и 2 МэВ дозой до  $10^{15}\text{ см}^{-2}$ , нейтронами с энергией до 2 МэВ флюенсами  $10^{16}\text{ см}^{-2}$ , протонами с энергией 24 ГэВ флюенсами  $1.4 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$  и  $\gamma$ -квантами дозой 100 Мрад [28–31]. Детектирующие свойства сохранялись даже в том случае, когда емкость детекторов не менялась с напряжением по причине компенсации исходного материала введением радиационных дефектов [32]. Эти результаты показывают, что приборы на основе чистых CVD-слоев  $4H\text{-SiC}$  выдерживают радиационные нагрузки, не уступающие Si-приборам, облученным легкими высокоэнергетичными частицами.

Однако значительный интерес представляют исследования механизмов дефектообразования в SiC и радиационная стойкость приборов при облучении тяжелыми ионами высоких энергий ( $> 1\text{ МэВ/а.е.м.}$ ), поскольку они моделируют структурные нарушения, которые создаются

осколками деления ядер. При взаимодействии ионов с веществом при таких энергиях наблюдается высокий уровень удельных ионизационных потерь энергии, достигающий нескольких десятков кэВ/нм, что влияет на эволюцию дефектной структуры в материале со смешанной ионно-ковалентной связью за счет изменения зарядового состояния дефектов, существующих в кристалле или созданных при облучении по каналу упругого рассеяния. В условиях высокого и сверхвысокого уровня радиационных дефектов возможно образование различных типов радиационных дефектов, как точечных, так и протяженных, а также латентных треков.

Особенности дефектообразования при облучении SiC высокоэнергетичными тяжелыми ионами начали изучаться сравнительно недавно [33–35]. При облучении кристаллов SiC ионами Xe и Bi были выявлены закономерности и особенности радиационного дефектообразования, присущие другим полупроводникам. Кроме того, было определено, что формирование дефектной структуры в SiC при облучении тяжелыми ионами не зависит от процессов, связанных с релаксацией ионизационных потерь энергии в треках высокоэнергетичных ионов вплоть до уровня 34 кэВ/нм, и определяется радиационными повреждениями, созданными по каналу упругого рассеяния, что свидетельствует о высокой радиационной стойкости SiC. Данных по облучению приборных SiC-структур тяжелыми ионами не имелось.

Цель работы заключалась в исследовании возможности использования оптимальных режимов изготовления ИЛ алюминием  $p^+ - n$ -переходов, отработанных на образцах политипа 6H-SiC, для формирования диодов на основе 4H-SiC с чистыми CVD-слоями. Для получения дополнительных сведений о кинетике радиационного дефектообразования и радиационной стойкости качественного 4H-SiC исследовалось влияние облучения высокоэнергетичными частицами в широком интервале их масс, энергий и флюенсов на электрофизические характеристики сформированных выпрямительных диодов.

## 2. Методика эксперимента

Диодные структуры изготавливались на основе 4H-SiC CVD-слоев толщиной 26 мкм с концентрацией  $N_{d0} = (1-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Эти слои выращивались на высоколегированных подложках  $n^+ - 4H - SiC$  с  $N_{d0} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  с высокой концентрацией различных дефектов, наиболее фатальными из которых являются микропоры. Чтобы уменьшить влияние качества подложки на структурное совершенство CVD-слоев, на их границе методом жидкофазной эпитаксии (LPE) формировались буферные слои толщиной  $\lesssim 0.1$  мкм.

Согласно оптимальным режимам, отработанным для политипа 6H-SiC,  $p^+ - n$ -переходы изготавливались ИЛ алюминием при 25°C с энергией 150 кэВ, дозой  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  с последующим термическим активационным отжигом при температуре 1700°C в течение 15 с

Таблица 1. Параметры облучения диодов

Частица	Энергия, МэВ	Флюенс, $\text{см}^{-2}$
Нейтрон	1	$(1.2-6.4) \cdot 10^{14}$
Kr <sup>+</sup>	245	$5 \cdot 10^9 - 5 \cdot 10^{11}$
Bi <sup>+</sup>	710	$10^9 - 10^{13}$

$\gamma$ -излучение  $(2.3-8.6) \cdot 10^6$  рад

Рентген  $(1-3) \cdot 10^{10}$  рад/с; импульс 22 нс

в атмосфере Ar. Омические контакты к базовой  $n^+$ - и  $p^+$ -областям формировались термовакuumным напылением Cr/Al и Al соответственно. Al служил маской при ионно-плазменном травлении мезаструктур площадью  $10^{-3} \text{ см}^2$ . Периферия мезаструктур защищалась окислом SiO<sub>2</sub> или диффузией бора. Диоды облучались высокоэнергетичными частицами с параметрами, указанными в табл. 1.

Концентрации и распределения примесных атомов по глубине CVD-слоев определялись на установке вторичной ионной масс-спектрометрии IMS-4F (SIMS) при травлении пучком ионов O<sub>2</sub> с плотностью тока 2 мА  $\text{см}^{-2}$ , ускоренных до 5.5 кэВ. Толщины CVD- и LPE-слоев контролировались на сколе образцов сканирующим электронным микроскопом (SEM) при ускорении электронного пучка 20 кВ. Положение ИЛ  $p^+ - n$ -переходов и диффузионные длины дырок ( $L_p$ ) в CVD-слоях определялись SEM в режимах обратнорассеивающих электронов (BSE) и наведенного тока (EBIC) соответственно. Диффузионная длина в CVD-слоях, определенная из измерений SEM, сравнивалась с величинами  $L_p$ , вычисленными из экспериментальных зависимостей фототока, который возбуждался ртутной лампой DRSh-250 с длиной волны 365 нм после прохождения фильтра UFS-6 при постоянном освещении  $\sim 5 \cdot 10^{16}$  фотон/ $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ .

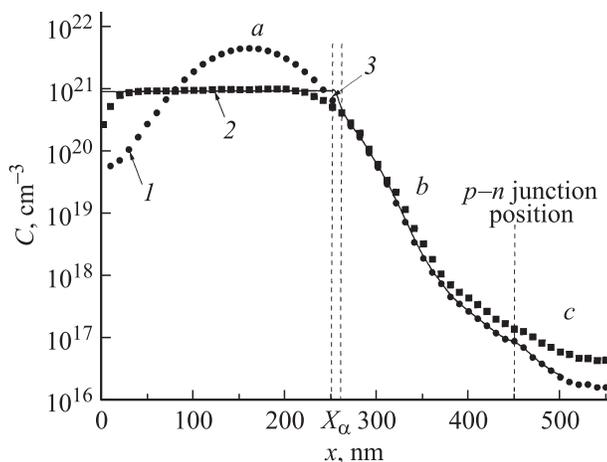
Структура дефектных центров в исследуемых образцах изучалась по спектрам фотолюминесценции (PL), которая возбуждалась He-Cd-лазером мощностью 20 мВт с длиной волны 325 нм. Концентрации и распределения  $N_{d0}$  в образцах до и после облучения определялись из вольт-фарадных характеристик (ВФХ)  $p - n$ -переходов в интервале частот 100 Гц–1 МГц и температур 80–700 К. Наличие и характеристики глубоких центров (ГЦ) в области  $p - n$ -переходов оценивались по данным емкостной спектроскопии (C-DLTS) на частоте 100 кГц в интервале температур 80–700 К. Значения удельных контактных сопротивлений к  $p^+$ - и  $n^+$ -слоям определялись по методу Ривса [36]. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов в прямом направлении измерялись на постоянном токе до плотностей 200 А/ $\text{см}^2$  и в импульсном режиме до плотностей тока 8 кА/ $\text{см}^2$  с наложением прямоугольных импульсов длительностью 8 мкс с частотой 30 Гц. Обратные ВАХ исследовались с наложением импульсов длительностью 1 мкс на постоянное напряжение вблизи области про-

боя. Прямые и обратные ветви ВАХ ионно-легированных  $p-n$ -переходов измерялись в диапазоне температур 293–780 К.

### 3. Результаты эксперимента и их обсуждение

#### 3.1. Структурные особенности имплантированных $p-n$ -переходов

На рис. 1 представлен SIMS-профиль внедренных атомов Al (кривая 1), который практически совпадал с расчетным профилем с величиной проецированного пробега 160 нм, полученным с помощью моделирования по программе TRIM (версия SRIM 2003). Имплантация ионов Al в указанных режимах приводила к формированию аморфного слоя на глубину  $\sim 250$  нм, в котором наблюдалась нестехиометрия состава и механические напряжения. Быстрый термический отжиг (БТО), который является существенным отличием от традиционных, более длительных равновесных отжигов, приводил к восстановлению стехиометрии состава и снятию напряжений в имплантированном слое. При этом формировались слои  $p$ -типа проводимости с прямоугольным („бокс“) профилем внедренной примеси (рис. 1, кривая 2) со сложным структурным составом. От границы с CVD-слоем на глубине более или порядка 120 нм формировался высокодефектный монокристаллический слой с параметрами кристаллической решетки политипа  $4H$ -SiC ( $a = 3.0730 \text{ \AA}$ ,  $c = 10.053 \text{ \AA}$ ). К поверхности он переходил в поликристаллический дефектный слой, который состоял из блоков различной ориентации, включений фазы  $3C$ -SiC и прочих протяженных дефектов [37]. Наблюдаемые особенности перераспределения примеси Al в аморфизованных слоях в процессе БТО объясняются



**Рис. 1.** Концентрационные профили ( $C(x)$ ) Al, имплантированного в  $4H$ -SiC CVD-слои дозой  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  с энергией 150 кэВ (1), отожженные при  $1700^\circ\text{C}$  в течение 15 с в атмосфере Ag (2). Профиль атомов Al, рассчитанный по сегрегационно-диффузионной модели в процессе твердофазной эпитаксиальной рекристаллизации (сплошная линия 3).

сегрегационно-диффузионной моделью в процессе твердофазной эпитаксиальной кристаллизации [38]. В случае, когда доза имплантации ионов Al меньше дозы аморфизации ( $8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ), распределение примеси гауссово до и после отжига. В нашем случае высокодозового легирования алюминием в процессе БТО происходит сегрегационное отеснение примеси от границы аморфного слоя с монокристаллом ( $X_\alpha$ , см. рис. 1) к поверхности. При этом в монокристаллической и поликристаллической областях рекристаллизованного слоя наблюдалась ускоренная диффузия примеси по протяженным дефектам и межзеренным границам соответственно. В этой области коэффициент диффузии  $D_1 = 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2/\text{с}$  намного превышает известные значения для диффузии Al в SiC для аналогичных температур. В оставшейся монокристаллической области ( $b$  на рис. 1) коэффициент диффузии примеси  $D_2 = 3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2/\text{с}$  намного меньше за счет подавления переходной ускоренной диффузии дефектами кластерного типа, образующимися при распаде имплантационных дефектных комплексов за счет стока избыточных точечных дефектов на дислокационные петли, располагающиеся на границе (аморфный слой)–(монокристаллическая подложка). Согласно предложенной модели, формирование профилей „бокс“ объясняется большой разницей в коэффициентах диффузии примеси в рекристаллизованной и оставшейся монокристаллической областях. Расчетный профиль внедренной примеси после отжига (кривая 3 на рис. 1) совпадает с экспериментальным (кривая 2).

Согласно измерениям, удельные сопротивления отожженных имплантированных слоев были  $\rho \lesssim 0.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , что позволило сформировать омические контакты из Al с контактным сопротивлением  $\rho_c \lesssim 3 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  [39].

В процессе отжига наблюдалась также неравновесно-ускоренная диффузия атомов Al с концентрационным профилем, аналогичным равновесной диффузии Al и имеющим поверхностную (рис. 1, участок кривой  $b$ ) и объемную ветви (участок  $c$ ). Наличие двух ветвей в диффузионном распределении Al связано с особенностями образования метастабильных дефектов в SiC при различной концентрации примеси. При высокой концентрации примеси образуются дефекты кластерного типа, замедляющие диффузию. При малой концентрации диффузия Al определяется точечными дефектами. Согласно измерениям SEM, позиция формируемого ИЛ  $p-n$ -перехода определена на глубине  $0.45\text{--}0.5 \text{ мкм}$  вблизи границы поверхностной и объемной ветвей неравновесно-ускоренной диффузии Al.

#### 3.2. Электрические характеристики $n^+ - n - p^+$ -структур с имплантированными переходами

Структуры с  $p-n$ -переходами, изготовленными имплантацией Al, формировались в CVD-слоях с  $N_{d0} = (1\text{--}5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , выращенных на низкоомных

подложках, с использованием тонких ( $< 0.1$  мкм) LPE-буферов. По сравнению с эпитаксиальными слоями, выращенными непосредственно на сильнолегированных подложках, согласно комплексным исследованиям, применение тонких буферов приводит к уменьшению в CVD-слоях концентрации компенсирующих примесей Al и В в 4–5 раз, плотности микропор в 5–6 раз и дислокаций — на порядок, количества и размеров включений  $Al_2O_3$ , концентрации центров с повышенной скоростью рекомбинации неосновных носителей, а также концентрации глубоких центров — в 3–4 раза. Улучшение качества эпитаксиальных слоев привело к увеличению диффузионной длины неосновных носителей заряда в них в 1.5–2 раза и уменьшению разброса значений по площади образцов в 3–4 раза по сравнению с CVD-слоями, выращенными без буфера [40].

Кроме того, при формировании  $p - n$ -переходов с имплантированным Al были впервые выявлены эффекты ускоренной диффузии дефектов в процессе имплантации и геттерирования дефектов за счет распада метастабильных состояний в процессе БТО. Это приводит к улучшению качества исходного материала и, как следствие, к увеличению диффузионной длины неравновесных носителей заряда ( $L_p$ ) в 2 и более раз [41–43]. Улучшение качества CVD-слоев за счет совместного действия тонких буферных LPE-слоев и эффекта геттерирования дефектов при БТО в процессе формирования  $p - n$ -переходов с имплантированным Al привело к уменьшению в них концентрации ГЦ (с энергией активации 0.63 эВ (центр  $Z_1$ ) и сечением захвата электронов  $\sigma = 10^{-14}$  см<sup>2</sup>) на порядок величины от  $3 \cdot 10^{13}$  до  $3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup> и увеличению  $L_p$  до 5–6 мкм.

ВФХ  $n^+ - n - p^+$ -структур с ИЛ  $p^+ - n$ -переходами подчинялись зависимости  $(1/C_{br})^n \propto U_{rev}$ , где  $C_{br}$  — барьерная емкость и  $U_{rev}$  — обратное напряжение. Характеристики имели переменное значение показателя  $n$  в области пространственного заряда (ОПЗ). Это объясняется переменной концентрацией  $N_{d0}$  по глубине CVD-слоя. К границе  $p^+ - n$ -перехода концентрация  $N_{d0}$  уменьшалась на расстоянии меньше или порядка 1 мкм от перехода. Такое изменение  $N_{d0}$  вблизи ИЛ  $p^+ - n$ -переходов связывается с компенсирующим действием акцепторов, активированных в процессе БТО в области, образованной неравновесно-ускоренной диффузией атомов Al (рис. 1, участок кривой  $c$ ). В исследуемых структурах наблюдалось отсутствие зависимости емкости  $p^+ - n$ -переходов от частоты и температуры измерений в указанных диапазонах, что объясняется отсутствием ГЦ с большим временем релаксации.

При малых плотностях прямого тока (менее 200 А/см<sup>2</sup>) ВАХ диодов на основе 4H-SiC описываются экспоненциальной зависимостью

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qU}{bkT}\right)$$

в пределах 6–7 порядков плотности тока. На начальном участке ВАХ коэффициент  $b = 2$ , что соответствует

модели тока, обусловленного рекомбинацией в ОПЗ через глубокие уровни. В этой области величина тока насыщения составляет  $J_0(293 \text{ K}) \approx 10^{-25}$  А/см<sup>2</sup> и определяется зависимостью

$$J_0 = J_0^* \exp\left(\frac{-E_a}{kT}\right),$$

где  $J_0^* \approx (10^5 - 10^6)$  А/см<sup>2</sup>. Величина энергии активации  $E_a \approx 1.79$  эВ согласуется с моделью рекомбинации неравновесных носителей в ОПЗ  $p^+ - n$ -перехода через глубокий уровень, расположенный в середине запрещенной зоны  $E_g$ . С увеличением напряжения до 3 В значение коэффициента  $b$  уменьшается до 1.2, что можно связать с увеличением вклада диффузионной составляющей. При напряжениях 3 В плотность прямого тока составляла порядка 100 А/см<sup>2</sup> или более, что является наименьшим значением, полученным для  $p - n$ -переходов, ионно-легированных Al, сформированных в CVD-слоях 4H-SiC с аналогичными значениями  $N_{d0}$  [44].

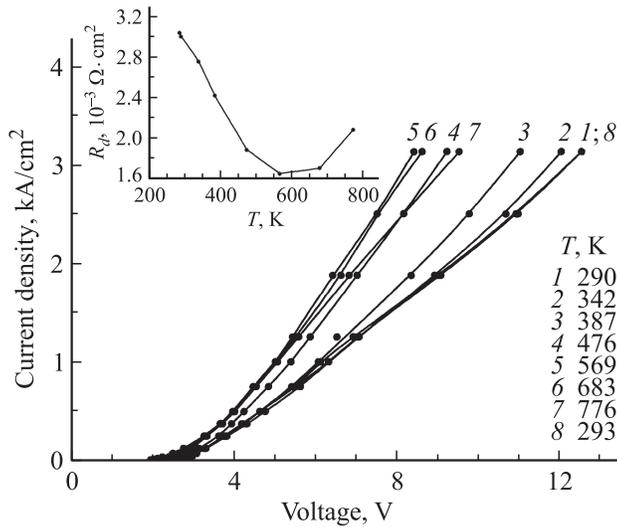
При высоких плотностях прямого тока общее сопротивление структур с  $p^+ - n$ -переходами, ионно-легированными Al, включает сопротивления  $p^+$ -слоя, базовой области (CVD-слой),  $n^+$ -подложки и омических контактов. Для оптимального режима формирования таких  $p^+ - n$ -переходов удельное сопротивление  $p^+$ -слоя должно быть порядка 0.5 Ом·см или менее,  $n^+$ -подложки  $\sim 0.1$  Ом·см; значения контактных сопротивлений Al к  $p^+$ -слою и Cr/Al к  $n^+$ -подложке должны быть равны  $(4-8) \cdot 10^{-4}$  Ом·см<sup>2</sup>. Таким образом, работа  $p^+ - n - n^+$ -структур определяется процессами, происходящими в базовой области. ВАХ описываются зависимостью

$$J \propto (U - U_c)^m$$

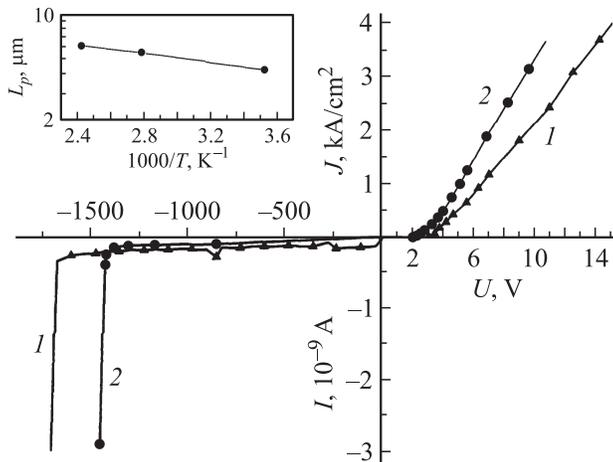
с показателем  $m > 1$ , что указывает на частичную модуляцию сопротивления базовой  $n$ -области неосновными носителями, инжектированными из  $p^+$ -эмиттера (рис. 2). Относительно низкая степень модуляции объясняется высоким значением соотношения толщины базовой области (26 мкм) и величины  $L_p = 5-6$  мкм. Такие диодные структуры имели рекордно низкие значения дифференциальных сопротивлений  $R_d \leq 3 \cdot 10^{-3}$  Ом·см<sup>2</sup> при плотностях тока около 1 кА/см<sup>2</sup> [44].

Нагрев образцов при малых плотностях прямого тока сдвигал ВАХ в сторону меньших напряжений, что связано с увеличением величины  $J_0$ , зависящей, помимо других факторов, от времени жизни неосновных носителей заряда ( $\tau$ ), которое растет с температурой [45].

В области высоких плотностей прямого тока увеличение рабочей температуры структур приводит к уменьшению сопротивлений структур за счет совместного действия нескольких факторов. Увеличение температуры приводит к уменьшению сопротивления ионно-легированного алюминием  $p^+$ -слоя за счет отжига радиационных дефектов [39]. В свою очередь это должно привести к уменьшению контактных сопротивлений к  $p^+$ -слою, что и наблюдалось при нагреве аналогичных



**Рис. 2.** Прямые вольт-амперные характеристики, измеренные в температурном интервале 290–776 К, выпрямителей с ионно-легированными алюминием  $p^+ - n$ -переходами, сформированными в CVD-слоях 4H-SiC с  $N_d - N_a = (1-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . На вставке — температурная зависимость дифференциального сопротивления структур.



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики, измеренные при 290 (1) и 773 К (2), выпрямителей с ионно-легированными алюминием  $p^+ - n$ -переходами, сформированными в CVD-слоях 4H-SiC с  $N_d - N_a = (1-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . На вставке — температурная зависимость диффузионной длины  $L_p$  неосновных носителей заряда.

структур до 290°C [46]. Кроме того, дифференциальные сопротивления структур с нагревом уменьшались до значений менее или порядка  $1.6 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  (см. вставку на рис. 2) за счет увеличения эффекта модуляции базовой области неосновными носителями, что объясняется увеличением диффузионной длины  $L_p$  с ростом температуры (см. вставку на рис. 3). С нагревом увеличивалась сверхлинейность ВАХ, и с учетом температурной зависимости контактного потенциала сте-

пенной коэффициент  $m$  увеличивался до значения 1.5 (рис. 2, кривая 5). При остывании диодных структур после нагрева до температуры 770 К наблюдалось полное восстановление их электрических характеристик (рис. 2, кривая 8).

Для исследуемых  $p^+ - n - n^+$ -структур расчетное пробивное напряжение ( $U_{br}$ ) составляет  $\sim 3.2 \text{ кВ}$ . Для структур без специальной защиты периферии экспериментальные значения  $U_{br}$  составляли 300–500 В, после чего происходил необратимый пробой по периферии мезаструктур. Для структур с периферией, защищенной окислом  $\text{SiO}_2$ , наблюдались поверхностные микроплазменные пробои при более высоких напряжениях, которые приводили к частичному выгоранию контактов и деградации структур. Образцы с периферией, защищенной диффузией бора, имели максимальные значения  $U_{br} = 1750 \text{ В}$  при напряженности электрического поля  $1.4 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ . Затем наблюдались микроплазменные объемные пробои, которые, как правило, локализовались в местах расположения дефектов, видимых в микроскоп через полированную базу [47]. У образцов с периферией, защищенной диффузией бора, нагрев до 500°C приводил к снижению напряжения пробоя до 1400 В за счет включения дополнительных микроплазм (рис. 3, кривая 2).

### 3.3. Облучение $n^+ - n - p^+$ -структур с имплантированными переходами

Чтобы исследовать радиационное дефектообразование в чистых CVD-слоях 4H-SiC и их радиационную стойкость, диодные структуры с ионно-легированными  $p^+ - n$ -переходами облучались высокоэнергетичными частицами в широком диапазоне их масс и энергий, а также мощными рентгеновскими импульсами (табл. 1).

Согласно расчетам по программе SRIM 2000, пробеги ионов Кг и Вi составляли 21.2 и 28.8 мкм соответственно. При расчетах пороговые энергии образования смещений в кремниевой и углеродной подрешетках принимались равными 35 и 20 эВ [1]. Учитывая, что толщина эпитаксиального слоя равнялась 26 мкм, можно утверждать, что результаты, наблюдаемые при ионном облучении, отражали процессы, происходящие в эпитаксиальных слоях.

В спектрах фотолюминесценции (PL) диодов с ионно-легированными алюминием  $p - n$ -переходами после облучения частицами высоких энергий в указанных режимах было выявлено исчезновение полосы с максимумом 3.169 эВ, присутствующей в исходных образцах и обусловленной рекомбинацией свободного экситона. Наряду с полосой, связанной с дефектами, с максимумом 2.35 эВ, присутствующей в исходных образцах и обусловленной наличием глубоких уровней, появлялся широкий спектр с максимумом  $\sim 2.6 \text{ эВ}$ , так называемый  $D_1$ -спектр. Размытость  $D_1$ -спектра свидетельствует о введении при облучении широкого набора дефектов с различными уровнями [48,49].

**Таблица 2.** Параметры глубоких уровней в CVD-слоях 4H-SiC после облучения нейтронами, ионами Kг и Вi

Частицы	Центр	$E_c - E_0$ , эВ	$\sigma_n$ , см <sup>2</sup>	$N$ , см <sup>-3</sup>
Исходный CVD-слой	$Z_1$	$0.63 \pm 0.01$	$10^{-14}$	$2 \cdot 10^{13}$
Нейтроны, флюенс $1.9 \cdot 10^{14}$ см <sup>-2</sup>	$NI_1$	$0.38 \pm 0.01$	$10^{-16}$	$< 10^{13}$
	$Z_1$	$0.63 \pm 0.01$	$10^{-14}$	$5.3 \cdot 10^{14}$
	$NI_2$	$0.74 \pm 0.03$	$10^{-14}$	$< 10^{13}$
	$NI_3$	$0.92 \pm 0.1$	$5 \cdot 10^{-15}$	$\sim 2 \cdot 10^{14}$
Kг, флюенс $10^{10}$ см <sup>-2</sup>	$NI_4$	$1.56 \pm 0.02$	$5 \cdot 10^{-13}$	$8 \cdot 10^{14}$
	$Z_1$	$0.43 \pm 0.01$	$4 \cdot 10^{-15}$	$5 \cdot 10^{13}$
Вi, флюенс $1.4 \cdot 10^9$ см <sup>-2</sup>	$Z_1$	$0.63 \pm 0.02$	$10^{-14}$	$2.5 \cdot 10^{14}$
	$Z_1$	$0.63 \pm 0.01$	$10^{-14}$	$5.3 \cdot 10^{14}$
	$NI_2$	$0.74 \pm 0.03$	$10^{-14}$	$2.8 \cdot 10^{14}$
	$NI_3$	$0.92 \pm 0.1$	$5 \cdot 10^{-15}$	$\sim 10^{14}$
	$NI_4$	$1.47 \pm 0.04$	$5 \cdot 10^{-13}$	$4 \cdot 10^{14}$

Согласно измерениям ВФХ, для всех типов облучения с возрастанием флюенсов было характерно уменьшение концентрации  $N_{d0}$  вследствие компенсации. Значения предельных флюенсов для разных типов облучения, приводящих к образованию независимых от напряжения значений емкостей диодных структур, были различны и уменьшались с увеличением массы и энергии облучающей частицы. При этом независимые от напряжения значения емкостей соответствовали слою толщиной 26–30 мкм, соизмеримой с толщиной высокоомного CVD-слоя.

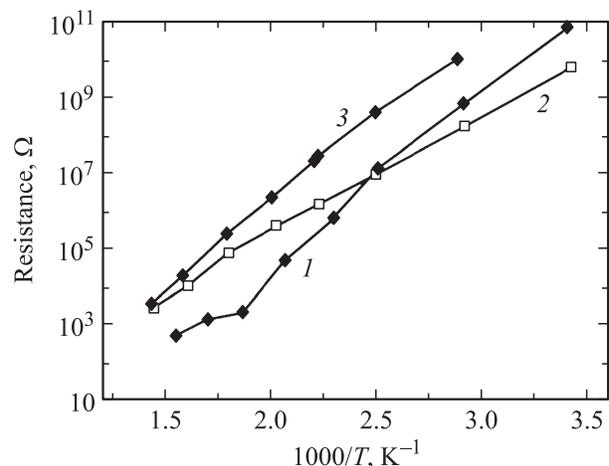
Согласно данным DLTS, все рассмотренные виды облучения частицами высоких энергий создают в 4H-SiC широкий спектр вторичных дефектов с одинаковыми параметрами ГЦ, некоторые из которых полностью или частично отжигались при температуре 700 К (табл. 2). Увеличение флюенсов всех облучающих частиц сопровождалось увеличением концентраций и типов дефектов. Так, в исходных CVD-слоях DLTS-измерения выявили наличие одного ГЦ  $Q_1$  с энергией 0.63 эВ в количестве  $(2-3) \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. При облучении нейтронами флюенсом  $1.2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> концентрация центров  $Z_1$  увеличивалась на порядок по сравнению с исходным образцом и появлялся ГЦ с энергией  $E_c - E_0 = 0.74$  эВ ( $NI_2$ ). Увеличение флюенсов нейтронов до  $6.24 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> приводило к дальнейшему увеличению концентрации ГЦ  $Z_1$  и появлению новых ГЦ с энергиями  $E_c - E_0 = 0.38$  эВ ( $NI_1$ ), 0.92 эВ ( $NI_3$ ) и 1.56 эВ ( $NI_4$ ) [49].

При этом для всех рассмотренных режимов облучения нейтронами и тяжелыми ионами образование новых типов дефектов и увеличение их концентраций происходили по идентичным механизмам, что отражается на зависимостях сопротивлений образцов от дозы повреждений [49,50]. Увеличение сопротивлений выпрямителей при облучении формально может быть обусловлено изменениями сопротивлений омических Cr/Al- и Al-контактов, низкоомной подложки, ИЛ алю-

миниум тонкого (0.5 мкм)  $p^+$ -слоя или высокоомного CVD-слоя. Измерения контактных сопротивлений Al и базового контакта Cr/Al после облучений показали, что величины контактных сопротивлений не изменялись. Согласно данным по облучению нейтронами 6H-SiC диодных структур с барьером Шоттки (БШ), облучения не влияли на высоколегированные области  $n^+$ - и  $p^+$ -SiC вплоть до флюенсов  $4.5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> [51]. В таком случае увеличение сопротивлений структур определялось только увеличением сопротивления высокоомного CVD-слоя за счет уменьшения концентрации электрически активных доноров при облучении. Сопротивления образцов возрастали до  $10^{10}$ – $10^{11}$  Ом при облучении нейтронами, ионами Kг и Вi, флюенсами  $6.24 \cdot 10^{14}$ ,  $5 \cdot 10^{10}$  и  $10^{10}$  см<sup>-2</sup> соответственно, за счет перехода CVD-слоя в диэлектрик, согласно данным ВФХ.

Облучение 4H-SiC ИЛ диодов нейтронами сопровождалось не только увеличением их сопротивления, но и увеличением токов рекомбинации за счет введения дополнительных ГЦ [52]. Увеличение числа рекомбинационных центров приводило к уменьшению времени жизни носителей заряда ( $\tau$ ) на 2 порядка при облучении нейтронами флюенсом  $3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Поскольку при этом наблюдался рост концентрации ГЦ  $Z_1$ , логично предположить, что этот центр является частично ответственным за время жизни неосновных носителей. Полученные результаты указывают на возможность контролируемого изменения времени жизни носителей заряда в SiC при облучении быстрыми нейтронами аналогично данным, полученным при облучении протонами [53]. Облучение диодных структур  $\gamma$ -излучением до 8.6 Мрад не приводило к заметным изменениям ВФХ и ВАХ [52].

Нагрев образцов после облучения нейтронами, ионами Kг и Вi флюенсами, при которых образуется, соглас-

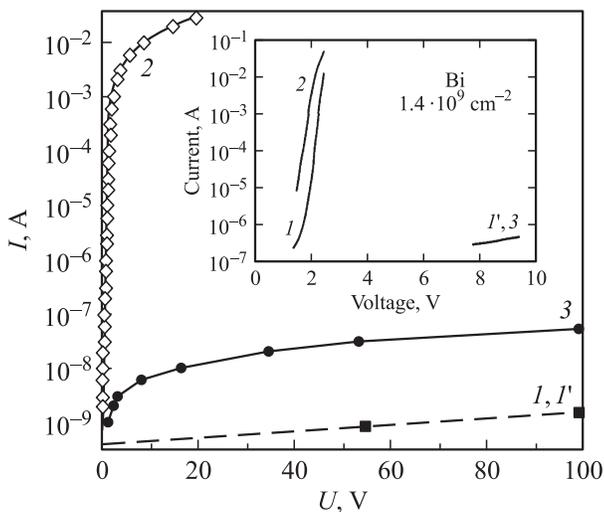


**Рис. 4.** Температурные зависимости сопротивления структур с ионно-легированными алюминием  $p^+-n$ -переходами, облученных: 1 — нейтронами с энергией 1 МэВ флюенсом  $6.4 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>, 2 — ионами Kг с энергией 245 МэВ флюенсом  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>, 3 — ионами Вi с энергией 710 МэВ флюенсом  $1.4 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup>.

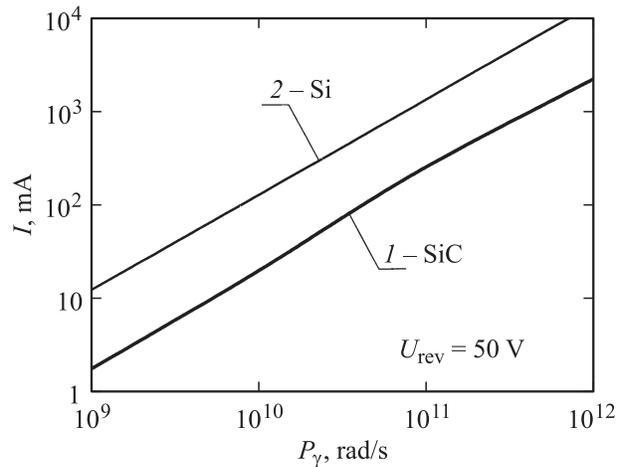
но ВФХ измерениям, сильно компенсированный слой, соизмеримый с толщиной CVD-слоя (26 мкм), приводил к одинаковому по характеру уменьшению сопротивления CVD-слоев по экспоненциальному закону с энергией активации около 0.9 эВ (рис. 4). И поскольку при нагреве образцов, облученных нейтронами и ионами, было выявлено уменьшение концентрации ГЦ с энергиями 0.38/0.43 ( $NI_1$ ), 0.74 эВ ( $NI_2$ ), можно считать, что они частично являются центрами компенсирующего типа. Аналогичные экспоненциальные температурные зависимости изменения сопротивления наблюдались ранее на образцах SiC, облученных протонами и электронами, и объяснялись „пиннингом“ уровня Ферми [53].

При нагреве до 500°C выпрямляющие свойства диодных структур, деградировавших при облучении нейтронами и тяжелыми ионами, частично восстанавливались за счет отжига некоторых радиационных дефектов, к ним могут относиться уровни с энергиями ионизации 0.38/0.43 ( $NI_1$ ), 0.63 ( $Z_1$ ) и 0.74 эВ ( $NI_2$ ) (рис. 5). Эти данные указывают на увеличение радиационного ресурса приборов на основе SiC при рабочих температурах 400–500°C.

Нагрев образцов до 500°C не приводил к восстановлению времени жизни неосновных носителей заряда при комнатной температуре, которое уменьшалось после облучения нейтронами. Это указывает на введение при нейтронном облучении в 4H-SiC высокотемпературных дефектов, позволяющих контролируемо уменьшать время жизни  $\tau$ , остающееся неизменным при нагреве.



**Рис. 5.** Прямые (кривые 1, 2) и обратные (кривые 1', 3) вольт-амперные характеристики выпрямителей с ионно-легированными алюминием  $p^+ - n$ -переходами после облучения нейтронами с энергией 1 МэВ флюенсом  $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (кривые 1, 1') и после нагрева до 500°C (кривые 2, 3). На вставке — прямые (кривые 1, 2) и обратные (кривые 1', 3) вольт-амперные характеристики выпрямителей с ионно-легированными алюминием  $p^+ - n$ -переходами после облучения ионами Bi с энергией 710 МэВ флюенсом  $1.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  (кривые 1, 1') и после нагрева до 500°C (кривые 2, 3).



**Рис. 6.** Зависимости ионизационного тока выпрямителей с ионно-легированными алюминием  $p^+ - n$ -переходами, сформированными в CVD-слоях 4H-SiC с  $N_d - N_a = (1-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , от мощности импульсов рентгеновского излучения (кривая 1). Сравнение с диодами на основе Si одинаковой площади (кривая 2).

В процессе DLTS-измерений концентрация ГЦ  $Z_1$  не изменялась с нагревом образцов до 700 К, что подтверждает предположение об ответственности этого центра за время жизни неосновных носителей.

Радиационная стойкость SiC к мощному рентгеновскому излучению интенсивностью  $3 \cdot 10^{10} \text{ рад/с}$  оценивалась по переходным ионизационным эффектам, а именно по зависимости ионизационного тока от мощности излучения [54,55]. Линейная зависимость тока ионизации от скорости набора рентгеновского импульса была на порядок ниже по сравнению с Si-диодами одинаковой площади за счет более низких значений генерационных токов (рис. 6). SiC-приборы имели высокую скорость восстановления электрических характеристик 25 нс, что указывает на отсутствие эффектов залипания неосновных носителей на мелких ловушках.

## 4. Заключение

— Разработана технология улучшения качества CVD-слоев 4H-SiC с применением буферных LPE слоев толщиной  $\lesssim 0.1 \text{ мкм}$ , что обеспечивает увеличение диффузионной длины неосновных носителей в 2 и более раз.

— По технологии, разработанной для политипа 6H-SiC, сочетающей высокодозовую имплантацию ионов Al с нетрадиционным быстрым термическим отжигом (15 с), в чистых 4H-SiC CVD-слоях сформированы тонкие ( $\leq 0.5 \text{ мкм}$ )  $p^+$ -слои с прямоугольным профилем внедренной примеси, что впервые объясняется перераспределением примеси в имплантированных слоях по механизму твердофазной эпитаксиальной кристаллизации. При быстром термическом отжиге аморфизованного Al ИЛ слоя происходит его частичная рекристаллизация

в монокристалл, что является его характерной особенностью и существенным отличием от общепринятой концепции, когда стремятся к полной монокристаллизации имплантированного слоя.

— В процессе быстрого термического отжига аморфизованных ИЛ Al слоев наблюдается улучшение структурного качества исходного материала, что объясняется геттерированием дефектов в объеме образцов. В SiC эффект геттерирования дефектов наблюдается впервые, он открывает широкие возможности по управлению параметрами исходного материала и является новым направлением в технологии SiC.

— Ионно-легированные алюминием  $p^+ - n$ -переходы расположены вблизи границы поверхностной и объемной ветвей неравновесно-ускоренной диффузии примеси. Диоды стабильно работают до плотностей прямого тока  $8 \text{ кА/см}^2$  с дифференциальным сопротивлением  $\lesssim 3 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  и с удельными контактными сопротивлениями  $(4-8) \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ . Напряжения пробоя таких диодов ограничены качеством материала.

— Диодные структуры на основе ионно-легированных алюминием  $p^+ - n$ -переходов показали улучшение их характеристик в пропускном направлении при нагреве до  $500^\circ\text{C}$ , что подтверждает их высокую работоспособность при повышенных рабочих температурах.

— Все рассмотренные виды воздействия высокоэнергетичными частицами создают в  $4H$ -SiC широкий спектр радиационных дефектов с близкими характеристиками и закономерностями поведения. Увеличение флюенсов и массы частиц приводит к увеличению типов и концентраций уровней дефектов; увеличение массы снижает пороговые значения флюенсов, приводящие к деградации приборов.

— Диодные структуры на основе  $4H$ -SiC, ионно-легированном алюминием, деградировавшие при облучении нейтронами, ионами Kг и Вi, частично восстанавливали выпрямляющие свойства при нагреве до  $400-500^\circ\text{C}$  за счет отжига некоторых дефектов, предположительно с энергиями ионизации 0.38/0.43 и 0.74 эВ. Это указывает на увеличение радиационного ресурса приборов на основе SiC при повышенных рабочих температурах, где приборы на основе традиционных полупроводников не работают, и подтверждает высокую радиационную стойкость SiC.

— Облучение CVD-слоев  $4H$ -SiC нейтронами приводит к уменьшению времени жизни неосновных носителей заряда за счет образования радиационных дефектов (предположительно центра  $Z_1$ ), отжигаемых при температурах выше  $1200^\circ\text{C}$ . Это открывает возможности повышения быстродействия SiC-приборов даже при рабочих температурах  $400-500^\circ\text{C}$ , контролируемо изменяя времена жизни носителей заряда при облучении нейтронами.

В результате проведенных исследований сделан вывод, что высококачественный SiC нового поколения не намного отличается по радиационной стойкости от Si

при облучении его при комнатной температуре высокоэнергетичными легкими частицами, но обладает более высокой радиационной стойкостью к облучению тяжелыми ионами и мощными рентгеновскими импульсами. При повышении температуры до  $400-500^\circ\text{C}$ , где Si-приборы вообще не работают, радиационный ресурс SiC увеличивается.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом РФФИ № 08-02-13552.

## Список литературы

- [1] Е.В. Калинина. ФТП, **41**, 769 (2007).
- [2] L.W. Aukerman, H.C. Gorton, R.K. Willardson, V.E. Bryson. *Silicon Carbide*, ed. by J.R. O'Connor, J. Smiltens (Pergamon, Oxford, 1959).
- [3] Е.Н. Мохов, М.М. Усманова, Г.Ф. Юлдашев, Б.С. Махмудов. Неорг. матер., **20**, 1383 (1984).
- [4] Е.Н. Мохов, Ю.А. Водаков, Г.А. Ломакина. В сб.: *Проблемы физики и технологии широкозонных полупроводников* (Л., Изд-во ЛИЯФ, 1979) с. 136.
- [5] A. Syrkín, V. Dmitriev, R. Yakimova, A. Henry, E. Janzén. Mater. Sci. Forum, **389-393**, 1173 (2002).
- [6] O. Kordina, J.P. Bergman, A. Henry, E. Janzén, S. Savage, J. Andre, L.P. Ramberg, U. Lindefelt, W. Hermansson, K. Bergman. Appl. Phys. Lett., **67**, 1561 (1995).
- [7] P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, K.G. Irvine, O. Kordina, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, R. Singh. Electron. Lett., **35**, 1382 (1999).
- [8] W. Shockley. U.S. Patent N 2787564 (1957).
- [9] Г.А. Ломакина, Ю.А. Водаков, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг, Г.Ф. Холуянов. ФТП, **12**, 2918 (1970).
- [10] В.М. Гусев, К.Д. Демаков, М.Г. Касаганова, М.Б. Рейфман, В.Г. Столярова. ФТП, **9**, 1238 (1975).
- [11] J.A. Edmond, K. Das, R.F. Davis. J. Appl. Phys., **3**, 922 (1988).
- [12] Y. Negoro, N. Miyamoto, T. Kimoto, M. Matsunami. Mater. Sci. Forum, **389-393**, 1273 (2002).
- [13] D. Peters, R. Elpelt, R. Schorner, K.O. Dohke, P. Friedrichs, D. Stephani. Mater. Sci. Forum, **483-485**, 977 (2005).
- [14] W. Anwand, G. Brauer, P.G. Coleman, R. Yankov, W. Skorupa. Appl. Surf. Sci., **149**, 140 (1999).
- [15] J. Slotte, K. Saarinen, M.S. Janson, A. Hallén, A.Yu. Kuznetsov, B.G. Svensson, J. Wong-Leung, C. Jagadish. J. Appl. Phys., **97**, 033 513 (2005).
- [16] M. Oberndorfer, M. Krieger, F. Schmid, H.B. Weber, G. Pensl, A. Schoner. Mater. Sci. Forum, **556-557**, 343 (2007).
- [17] M.V. Rao, J. Gardner, P. Griffiths, O.W. Holland, G. Kelner, P.H. Chi, D.S. Simons. Nucl. Instrum. Meth. B, **106**, 333 (1995).
- [18] J.M. Bluet, J. Pernot, J. Camassel, S. Contreras, J.L. Robert, J.F. Michaud, T. Billon. J. Appl. Phys., **88**, 1971 (2000).
- [19] R. Nipoti, F. Bergmini, F. Moscatelli, A. Poggi, M. Canino, G. Bertuccio. Mater. Sci. Forum, **527-529**, 815 (2006).
- [20] Е.В. Калинина, Н.К. Прокофьева, А.В. Суворов, Г.Ф. Холуянов, В.Е. Челноков. ФТП, **12**, 2305 (1978).
- [21] Е.В. Калинина, А.В. Суворов, Г.Ф. Холуянов. ФТП, **14**, 1099 (1980).
- [22] Ю.А. Водаков, К.Д. Демаков, Е.В. Калинина, Е.Н. Мохов, М.Г. Рамм, Г.Ф. Холуянов. ФТП, **21**, 1685 (1987).
- [23] C.E. Barnes. Appl. Phys. Lett., **20**, 86 (1972).

- [24] И.В. Рыжиков, И.Л. Касаткин, Е.Ф. Уваров. Электрон. техн., сер. 2, **4**, 9 (1981).
- [25] В.В. Евстропов, А.М. Стрельчук. ФТП, **30**, 92 (1996).
- [26] А.Ю. Никифоров, А.В. Афанасьев, В.А. Ильин, В.В. Лучинин, А.А. Петров. В сб.: *Радиационная стойкость электронных систем „Стойкость 2001“* (М., Изд-во Паимс, 2001) вып. 4, с. 145.
- [27] А.Ю. Никифоров, П.А. Иванов, В.В. Лучинин. В сб.: *Радиационная стойкость электронных систем „Стойкость 2002“* (М., Изд-во Паимс, 2002) вып. 5, с. 5.
- [28] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, F. Nava. Appl. Phys. Lett., **85**, 3780 (2004).
- [29] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Н.С. Савкина, А.А. Лебедев, В.В. Козловский, М. Суваржарви, R. Yakimova. ФТП, **38**, 841 (2004).
- [30] F. Nava, F.E. Vittone, P. Vanni, G. Verzellesi, P.G. Fuochi, C. Lanzieri, M. Glaser. Nucl. Instrum. Meth. A, **505**, 645 (2003).
- [31] А.М. Иванов, А.А. Лебедев, Н.Б. Строкан. ФТП, **40**, 1259 (2006).
- [32] S. Sciortino, F. Hartjes, S. Lagomarsino, F. Nava, M. Brianzi, V. Cindro, C. Lanzieri, M. Moll, P. Vanni. Nucl. Instrum. Meth. A, **552**, 138 (2005).
- [33] А.И. Гирка, А.Ю. Дидык, А.Д. Мокрушин, Е.Н. Мохов. Письма ЖТФ, **15**, 24 (1999).
- [34] L. Liszka, K. Havancsak, M.-F. Barthe, P. Desgardin, L. Henry, Zs. Kajcsos, G. Battistig, E. Szilagy, V.A. Skuratov. Mater. Sci. Forum, **363**, 123 (2001).
- [35] Е.В. Калинина, В.А. Скуратов, А.А. Ситникова, А.А. Колесникова, А.С. Трегунова, М.П. Щеглов. ФТП, **41**, 392 (2007).
- [36] G.K. Reeves. Sol. St. Electron., **23**, 487 (1980).
- [37] Е.В. Калинина, Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, А.А. Ситникова, А. Садохин, А. Азаров, В.Г. Коссов, Р.Р. Яфаев. ФТП, **42** (1), 87 (2008).
- [38] О.В. Александров, Е.В. Калинина. ФТП, **43** (5), 584 (2009).
- [39] E. Kalinina, G. Kholujanov, A. Sitnikova, V. Kossov, R. Yafaev, G. Pensl, S. Reshanov, A. Hallén, A. Konstantinov. Mater. Sci. Forum, **433–436**, 637 (2003).
- [40] E. Kalinina, G. Kholujanov, A. Zubrilov, N. Kuznetsov, I. Nikitina, A. Tregubova, M. Shcheglov, V. Bratus'. J. Appl. Phys., **90**, 5402 (2001).
- [41] E. Kalinina, V. Kossov, A. Shchukarev, V. Bratus', G. Pensl, S. Rendakova, V. Dmitriev, A. Hallén. Mater. Sci. Eng. B, **80**, 337 (2001).
- [42] E. Kalinina, G. Kholujanov, V. Solov'ev, A. Strel'chuk, V. Kossov, R. Yafaev, A. Kovarski, A. Shchukarev, S. Obyden, G. Saparin, P. Ivannikov, A. Hallén, A. Konstantinov. Appl. Surf. Sci., **184**, 323 (2001).
- [43] E.V. Kolesnikova, E.V. Kalinina, A.A. Sitnikova, M.V. Zamoryanskaya, T.B. Popova. Sol. St. Phenomena, **131–133**, 53 (2008).
- [44] E. Kalinina, G. Kholujanov, V. Solov'ev, A. Strel'chuk, A. Zubrilov. Appl. Phys. Lett., **77**, 3051 (2000).
- [45] А.М. Стрельчук. ФТП, **29**, 1190 (1995).
- [46] F. Moscatelli, A. Scorzoni, A. Poggi, G.C. Cardinali, R. Nipoti. Mater. Sci. Forum, **433–436**, 673 (2003).
- [47] E. Kalinina, G. Onushkin, A. Strel'chuk, D. Davidov, V. Kossov, R. Yafaev, A. Hallén, A. Kuznetsov, A. Konstantinov. Physica Scripta, **101**, 207 (2002).
- [48] L. Patrick, W.J. Choyke. Phys. Rev. B, **5**, 3253 (1972).
- [49] Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, Г.А. Онушкин, Д.В. Давыдов, А.М. Стрельчук, А.О. Константинов, А. Hallén, А.Ю. Никифоров, В.А. Скуратов, K. Havancsak. ФТП, **38**, 1223 (2004).
- [50] Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, Д.В. Давыдов, А.М. Стрельчук, А. Hallén, А.О. Константинов, В.В. Лучинин, А.Ю. Никифоров. ФТП, **37**, 1260 (2003).
- [51] А.В. Афанасьев, В.А. Ильин, А.А. Петров. Петербургский журн. электроники, **3–4**, 12 (2000).
- [52] А.М. Strel'chuk, E.V. Kalinina, A.O. Konstantinov, A. Hallén. Mater. Sci. Forum, **483–485**, 993 (2005).
- [53] А.М. Strel'chuk, V.V. Kozlovski, N.S. Savkina, M.G. Rastegaeva, A.N. Andreev. Mater. Sci. Eng., **61–62**, 441 (1999).
- [54] A.Y. Nikiforov, P.K. Skorobogatov, D.V. Boychenko, V.S. Figrurov, V.V. Luchinin, E.V. Kalinina. Proc. RADECS 2003 (Noordwijk, The Netherlands, 2003) p. 15.
- [55] E. Kalinina, A. Strel'chuk, A. Lebedev, N. Strokana, A. Ivanov, G. Kholujanov. Mater. Sci. Forum, **527–529**, 473 (2006).

Редактор Т.А. Полянская

### High-temperature radiation-strong rectifier based on 4H-SiC aluminum ion implanted $p^+ - n$ -junctions

E.V. Kalinina, V.G. Kossov\*, R.R. Yafaev\*, A.M. Strel'chuk, G.N. Violina†

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Science,  
194021 St. Petersburg, Russia  
\* „Electron-Optronic“,  
194223 St. Petersburg, Russia  
† St. Petersburg State Electrotechnical University „LETI“,  
197376 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The layers with box-shaped profiles of impurities formed according to the segregation-diffusion model during solid-state epitaxial crystallization due to a compromise between high doses implantation of Al ions ( $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ) into  $n$ -type 4H-SiC CVD layers and rapid thermal annealing (15 s) were obtained. The improvement of the structural perfection which led to the rise in diffusion length of minority carriers in the CVD layers by a factor of several times were observed due to combined effects of the far-action radiation defects under ion implantation and gettering effects during annealing. The metastable conditions, annealed in different temperature intervals, are formed under the effect of different irradiation types into SiC. Low temperature annealing of the radiation defects increases of the radiation and time resources of SiC devices under irradiation. High temperature annealing of the radiation defects allows to change of the hole lifetimes, that is the frequency range of devices. The radiation resistance of SiC devices increases with working temperature grow up to 500°C.