

УДК 621.315.592

Влияние облучения на свойства SiC и приборы на его основе

Обзор

© Е.В. Калинина[†]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получен 16 октября 2006 г. Принят к печати 30 октября 2006 г.)

Рассматриваются вопросы радиационного дефектообразования в карбиде кремния различных политипов, типов проводимости и концентраций носителей заряда при облучении высокоэнергетичными частицами в широком интервале их энергий и масс — от электронов до тяжелых ионов Вi. Также рассматривается влияние облучения высокоэнергетичными частицами на оптические и электрические характеристики приборов на основе SiC, в том числе детекторов ядерных излучений. Показаны общие с другими полупроводниками и характерные для SiC закономерности радиационного дефектообразования в SiC. Подтверждена высокая радиационная устойчивость SiC и показана возможность повышения его радиационного ресурса при повышенных энергиях облучающих частиц и рабочих температурах.

PACS: 61.72.Hh, 61.80.-x, 68.55.Ln, 71.55.Ht, 81.40.Wx

1. Введение

Некоторые аспекты взаимодействия различных ядерных излучений с твердыми телами с целью изучения их свойств рассматривались еще в начале прошлого столетия. Основными направлениями этих исследований было изучение изменения цвета некоторых минералов, солей [1,2] и алмаза [3], а также явления старения [4] и модификации кристаллической решетки [5] под действием излучения радиоактивных веществ. Основываясь на экспериментальных данных, были заложены основы теории взаимодействия заряженных частиц с веществом [2,6].

Создание ядерных реакторов и вооружений обусловили всплеск повышенного интереса к исследованиям по воздействию на твердые тела корпускулярного и γ -излучения. В конце 1942 г. Вигнер указал, что нейтроны с большой энергией и осколки, образующиеся в процессе деления, должны обладать способностью смещать атомы из равновесных положений в кристаллической решетке [7]. Он утверждал, что интенсивная бомбардировка твердых тел тяжелыми частицами большой энергии может привести к серьезным технологическим эффектам. Эти соображения привели к осуществлению большой программы теоретических и экспериментальных работ по изучению природы и величины ожидаемых эффектов. В результате была разработана теория образования простых точечных дефектов, а именно внедренных атомов и вакантных мест в решетке, при бомбардировке частицами большой энергии [8–14]. Стало ясно, что изучение радиационных эффектов может привести к решению некоторых фундаментальных вопросов физики твердого тела — новым важным представлениям о свойствах дефектов в твердых телах и их связях с физическими и химическими свойствами материала.

В дальнейшем развитие атомной промышленности, ядерной энергетики и космической техники потребовало разработки радиационно стойких материалов и электронного оборудования, способных работать в условиях воздействия ионизирующих излучений. Вопросы стабильности свойств материалов при длительном воздействии на них излучений, необходимость индикации и дозиметрии излучений ускорили и расширили круг исследований по влиянию различных типов облучения на свойства твердых тел и приборов на их основе. В ходе этих исследований было определено, что облучение высокоэнергетичными частицами и квантами излучения вызывало относительно стабильные изменения электрофизических, оптических и люминесцентных свойств полупроводникового материала. Как следствие, развилось новое направление исследований — радиационная технология полупроводников, в котором использовались ионизирующие излучения различной природы в широком диапазоне их энергий и доз. Цель исследований — контролируемое облучение исходного материала и готовых приборных структур управления основными параметрами материала (радиационная компенсация материала, введение центров излучательной рекомбинации, управление временем жизни неравновесных носителей) [15,16]. Для создания структур, легированных по глубине неоднородно, использовалось ионное легирование, которое обеспечивает эффективное изменение свойств полупроводников на контролируемых глубинах и в локальных областях [17,18].

В последние годы становятся все более актуальны проблемы создания радиационно стойкого электронного оборудования, в том числе детекторов высокоэнергетических частиц, способных работать в экстремальных условиях — при повышенных уровнях радиации, температуры и химической активности. Такие приборы необходимы в космической электронике, различных

[†] E-mail: evk@pop.ioffe.rssi.ru

ядерно-энергетических установках, при контроле отработанного ядерного топлива. Кроме того, для проведения физических экспериментов с большой радиационной нагрузкой, которые планируются на ускорителях будущего поколения в ЦЕРНе — большой адронный коллайдер (LHC) и его модернизация (SLHC), — требуются приборы, способные обеспечить долговременный дозиметрический контроль во внутренних треках ядерных установок [19]. Приборы с указанной совокупностью свойств не выпускаются в мире и не могут быть реализованы с использованием традиционных полупроводниковых материалов (Ge, Si, CdTe, GaAs). Наиболее перспективным полупроводником для создания подобных приборов является SiC, промышленно выпускаемый в настоящее время с размерами пластин до 3 дюймов в диаметре. Большая ширина запрещенной зоны SiC (2.83–3.23 эВ в зависимости от политипа) обеспечивает работоспособность приборов до высоких температур, вплоть до 900°С [20]. Кроме того, SiC имеет высокую химическую и механическую прочность, а также высокие значения пороговой энергии дефектообразования 25–35 эВ, что является предпосылкой высокой радиационной стойкости полупроводника [21,22].

Первые работы по изучению влияния облучения нейтронами [23,24] и α -частицами [25,26] на свойства SiC и приборов на его основе показали перспективность использования этого материала для высокотемпературных радиационно стойких приборов и детекторов частиц высоких энергий. Однако ввиду низкого качества исходного материала данные по изучению радиационного дефектообразования в нем и исследованию электрических характеристик выпрямителей на основе SiC после облучения оказались неоднозначными. В последние годы достигнут значительный прогресс в выращивании чистых эпитаксиальных слоев SiC методами газотранспортной эпитаксии (CVD) и сублимационным (SSE) с низкими значениями концентраций нескомпенсированных доноров ($\lesssim 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и дефектных центров ($\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$), относительно высокими значениями диффузионных длин ($L_p \approx 20 \text{ мкм}$) и времен жизни неосновных носителей заряда ($\tau_p \approx 1 \text{ мкс}$) [27–29]. Это позволило исследовать более детально процессы радиационного дефектообразования в SiC [22,30]. Потребности в решении фундаментальных вопросов дефектообразования в SiC и в разработке радиационно стойкого электронного оборудования, в том числе и детекторов ядерного излучения, объясняет более широкое и целенаправленное изучение влияния различных видов излучения на структурные, оптические и электрофизические характеристики этого материала и приборов на его основе, которое наблюдается в последнее десятилетие.

Цель работы — изложение результатов комплексных исследований влияния различных видов излучения в широком диапазоне их доз и энергий на структурные и электрофизические свойства SiC в виде кристаллов и чистых эпитаксиальных слоев, а также приборных структур, изготовленных на этом материале. Результаты

обсуждаются в рамках современных представлений по физике дефектообразования в многокомпонентных полупроводниках. В разд. 2, 3 и 4 данного обзора рассмотрены результаты теоретических и экспериментальных работ по облучению SiC различных политипов (3C, 4H, 6H и 15R) как *n*-, так и *p*-типов проводимости медленными и быстрыми электронами, нейтронами, а также легкими и тяжелыми ионами (от H до Bi) соответственно. В разд. 5 рассмотрены вопросы влияния различного облучения на характеристики электронных приборов и детекторов ядерных излучений, сформированных на основе SiC.

2. Облучение электронами

Электронное облучение характеризуется сравнительно слабыми повреждениями решетки кристалла и неизменностью химического состава твердого тела в отличие от воздействия других высокоэнергетичных частиц. При этом концентрация индуцированных дефектных центров относительно мала и распределена с высокой однородностью по объему образца, что делает более достоверными данные всех видов измерений. Поэтому электронное облучение в широком интервале энергий и доз электронов активно используется для изучения радиационного дефектообразования в полупроводниках.

Облучение электронами с высокими энергиями ($> 1 \text{ МэВ}$) приводит к созданию как простых точечных дефектов, а именно вакансий, атомов замещения и межузельных атомов, так и их комплексов. Облучение же электронами с малыми энергиями ($< 1 \text{ МэВ}$) позволяет определять конфигурацию дефектных центров и проследить характер их поведения под воздействием различных факторов, а также позволяет определять энергию дефектообразования для атомов вещества (E_d), т.е. минимальную энергию, которую должна передать частица полупроводниковой матрице для образования в ней пары Френкеля — вакансии и межузельного атома [31].

2.1. Микроструктурные исследования

Наиболее информативными методами изучения микроструктуры дефектов и их идентификации являются электронный парамагнитный (EPR), оптический (ODMR) и электронный спиновый (ESR) резонансы, а также магнитный циркулярный дихроизм адсорбции (MCDA). Весьма чувствительными методиками к дефектам вакансионного типа являются метод аннигиляции позитронов (PAS), медленная позитронная имплантационная спектроскопия (SPIS), резерфордское обратное рассеяние (RBS), а также фотолюминесценция (PL), особенно при низких температурах $\sim 1.7 \text{ К}$ (LTPL), и катодолюминесценция (CL).

2.1.1. Облучение высокоэнергетичными электронами. Первые работы по облучению SiC высокоэнергетичными электронами проводились на кристаллах

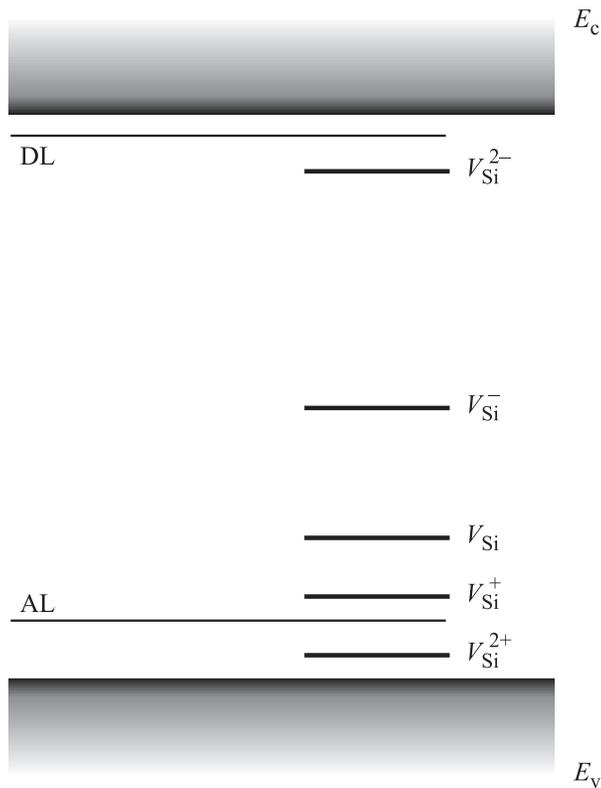


Рис. 1. Схематическое изображение положения энергетических уровней вакансий кремния в запрещенной зоне SiC, подтвержденные как теоретическими вычислениями, так и экспериментальными данными. DL — донорный уровень, AL — акцепторный уровень [44].

Лели, имеющих высокие концентрации как носителей заряда, так и дефектов, что приводило к значительным различиям в полученных результатах. Однако, согласно измерениям по методам EPR, ESR и PAS, основными радиационными дефектами в различных поли типах SiC были изолированные нейтральная вакансия кремния V_{Si} или отрицательно заряженная вакансия V_{Si}^- , а также комплексы с ними [32–34]. Кроме того, была определена предельная доза облучения SiC электронами при переходе материала в аморфное состояние, равная $10^{22}–10^{23} \text{ см}^{-2}$ [35].¹

Появление дефектов, определенных как нейтральные вакансии V_{Si} и комплексы с ней, наблюдалось и позднее из спектральных зависимостей сигналов ODMR, измерений ESR, PAS, PL и холловских измерений при облучении чистых эпитаксиальных слоев *n*-3C, 6H и 4H-SiC ($N_d - N_a \lesssim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) электронами с энергиями 1–2.5 МэВ дозами $10^{17}–10^{18} \text{ см}^{-2}$ [36–38]. Позитронные времена жизни ~ 190 и ~ 210 нс приписывались вакансиям V_{Si} и комплексам дефектов с ней [39–42]. Согласно теоретическим данным, эти комплексы могли быть дивакансии [43]. Были сделаны предположения, что

¹ Далее в обзоре считаются равнозначными понятия „доза“ (для легких частиц излучения) и „флюенс“ — для более тяжелых частиц.

дефектные комплексы с вакансией V_{Si} создают глубокие уровни в запрещенной зоне SiC. Было отмечено также, что интенсивность спектров PL резко падала при облучении образцов электронами дозой выше 10^{17} см^{-2} , что объяснялось появлением безызлучательных дефектных центров [44]. При проведении отжига облученных образцов частичный отжиг вакансий V_{Si} наблюдался при 200°C , что объяснялось захватом этими вакансиями межузельных атомов [38]. Полный отжиг вакансионных центров V_{Si} наблюдался при температурах $750–900^\circ\text{C}$, а комплексов с ними при $1200–1400^\circ\text{C}$ [40–42]. Кроме того, в работах [44,45] указывалось на возможное присутствие заряженных вакансий V_{Si}^{2+} , которые, согласно теоретическим данным, располагаются вблизи потолка валентной зоны (рис. 1) [44].

Последующие исследования по методу PAS показали, что температура отжига радиационных дефектов, образующихся при облучении электронами, зависит от поли типа SiC [46]. CVD-слои поли типов *n*-3C, 4H и 6H-SiC облучались электронами с энергией 0.5–2 МэВ дозами $(3–6) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, а затем отжигались до 1700°C в вакууме или атмосфере Ar. Для всех поли типов были выявлены дефекты V_{Si} и вакансионные комплексы с V_{Si} , однако температура отжига этих комплексов была различна для разных поли типов. Температура отжига увеличивалась с увеличением гексагональности SiC (на 0% — 3C, 33% — 6H, 50% — 4H) от 1000 до 1700°C соответственно (рис. 2) [46]. Выявленный для всех поли типов двухступенчатый отжиг вакансий V_{Si} при 200 и выше 700°C был аналогичен наблюдаемому в работе [38] и объяснялся взаимной рекомбинацией вакансий и межузельного дефекта и миграцией вакансий V_{Si} соответственно.

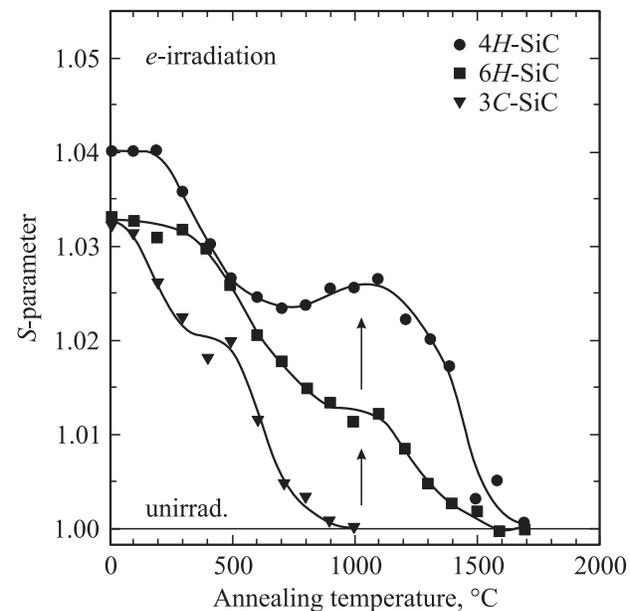


Рис. 2. Зависимости величины S-параметра (PAS) от температуры отжига образцов *n*-3C, 4H и 6H-SiC, облученных электронами с энергией 2 МэВ дозой $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ [46].

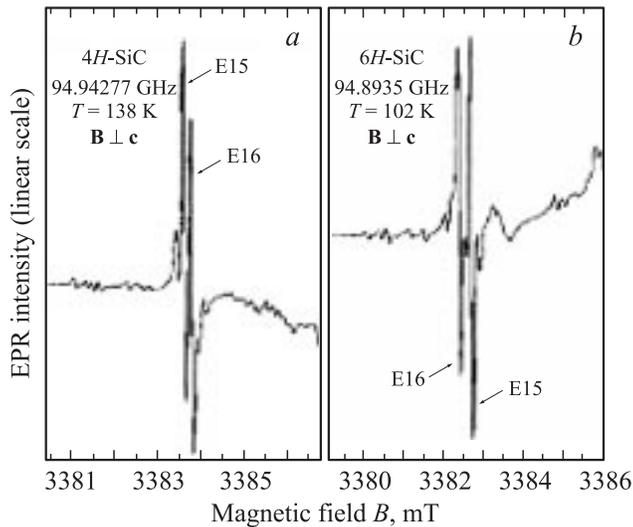


Рис. 3. Спектры EPR дефектных центров E15 и E16, измеренные на эпитаксиальных слоях *p*-4H (а) и 6H-SiC (б), облученных электронами с энергией 2.5 МэВ [54].

Влияние величины дозы электронов на характеристики радиационных центров дефектов было отмечено при облучении эпитаксиальных слоев *n*-6H-SiC с $N_d - N_a = 1.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [47]. Согласно измерениям PAS, увеличение дозы облучения (более 10^{19} см^{-2}) приводило к образованию сложных дефектов $V_{\text{Si}} - V_{\text{Si}}$. Дефекты с V_{Si} , идентифицированные как дивакансия $V_{\text{Si}} - V_{\text{C}}$ или комплексы $V_{\text{Si}} - \text{Si}_{\text{C}}$, были обнаружены и ранее при проведении ODMR-измерений [48]. Кроме того, было установлено уменьшение дозы аморфизации с уменьшением концентрации примеси в образцах [47]. Для концентрации $N_d - N_a = 1.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ эта доза составляла $1.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ и, согласно рентгеновской дифрактометрии, наблюдалось увеличение параметров решетки SiC *a* и *c* (разбухание) на относительные величины $6.4 \cdot 10^{-5}$ и $6.9 \cdot 10^{-5}$ соответственно.

Появление и температурное поведение углеродных вакансий при облучении SiC быстрыми электронами исследовалось в основном в образцах *p*-типа проводимости. При облучении *p*-3C, 4H и 6H-SiC ($N_a - N_d = 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$) электронами с энергиями 1–3 МэВ дозами 10^{18} см^{-3} были обнаружены методами ESR, PAS, EPR и PL положительно заряженные вакансии V_{C}^+ (центр T5) [37,49–51]. Эти дефекты V_{C}^+ с позитронным временем жизни $\sim 153 \text{ нс}$ отжигались при температуре 150–200°C, в то время как вакансии кремния V_{Si} были стабильны до температур 750°C [50,51]. Более стабильны были и комплексы с вакансиями V_{Si} с температурой отжига $\sim 1200^\circ\text{C}$ по сравнению с комплексами с V_{C} — 400°C [52].

Облучение *p*-4H-SiC и 6H-SiC электронами при повышенных температурах ($\sim 400^\circ\text{C}$), когда углеродные вакансии становятся наиболее подвижны, позволило выявить с помощью высокочастотных ($\sim 95 \text{ ГГц}$) измере-

ний EPR различные центры дефектов E11–E16 [53–56]. Они были идентифицированы как E11 — $(V_{\text{C}} - \text{H})$, E12 — V_{Si} , E13 — $(V_{\text{C}} - 2\text{H})$, E14 — $(V_{\text{C}}^+ - V_{\text{C}}^+)$, E15 — V_{C}^+ (центр T5) и E16 — Si_{C}^+ (рис. 3). Было определено также, что релаксация центра E16 сильно зависит от температуры и он действует как донор в SiC *p*-типа проводимости, т.е. может служить компенсирующим дефектом для получения полуизолирующего SiC. Положение дефекта V_{C}^+ было определено на гексагональной и квазикубической сторонах подрешетки SiC [57–59]. Измерения EPR (4–300 K), проведенные при положениях магнитного поля, параллельных кристаллографическим плоскостям (1120), $(1\bar{1}00)$ и (0001) в SiC, выявили 3 неэквивалентных положения дефекта V_{C}^+ в решетке SiC [60]. Один из них (K_y3) располагался на гексагональной стороне и два дефекта (K_y1 и K_y2) на квазикубической стороне.

Использование фото-EPR-измерений при исследовании *p*-4H-SiC, облученного электронами с энергией 2.5 МэВ дозой $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ с последующим отжигом до температуры 1600°C, позволило выявить как ранее наблюдаемые дефекты V_{C}^+ и Si_{C}^+ , так и новые центры дефектов [61]. Центр с энергией $E > 1.15 \text{ эВ}$, обнаруженный ранее в *n*-6H-SiC и названный P6/P7 [62], был определен как термически стойкая пара $V_{\text{C}} - \text{C}_{\text{Si}}$, появление которой объяснялось трансформацией вакансии V_{Si} при температуре 600–800°C. Дефект донорного характера с энергией ионизации $E_v + 1.47 \text{ эВ}$ выше потолка валентной зоны ассоциировался с появлением комплексов с вакансией V_{Si} [63]. Теоретическое появление комплексов дефектов вакансионного типа $V_{\text{C}} - \text{C}_{\text{Si}}$ и $V_{\text{Si}} - \text{Si}_{\text{C}}$ было показано в работах [43,64]. Был сделан вывод, что в образцах SiC *p*-типа проводимости наиболее вероятно проявление стабильного дефекта $V_{\text{C}} - \text{C}_{\text{Si}}$, а в образцах *n*-типа наибольшая вероятность появления комплексов с вакансией V_{Si} .

Влияние качества исходного материала на радиационное дефектообразование в образцах *n*-4H и 6H-SiC, облученных электронами с энергией 2.2 МэВ дозой $7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, исследовалось методами EPR и PAS [65]. Было показано, что количество образующихся при облучении вакансий V_{Si} , V_{C} и вакансионных комплексов с ними не зависит от концентрации азота и от количества вакансий и вакансионных кластеров в исходных образцах. При изучении температурного поведения радиационных дефектов в облученных образцах при изохронном отжиге до температуры 1450°C было выявлено, что вакансии V_{Si} при температуре около 1000°C трансформируются в менее подвижный комплекс дефектов $V_{\text{C}} - \text{C}_{\text{Si}}$, что согласуется с данными работ [61,33]. В интервале температур 1200–1400°C более подвижные, по сравнению с комплексом дефектов, вакансии V_{Si} мигрировали, временно образуя дивакансии, которые затем захватывались вакансионными кластерами, присутствующими в исходных образцах [66,67].

Более детально природа радиационных дефектов при отжиге до температуры 1200°C облученных электрона-

ми с энергией 2.5 МэВ дозой $1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ образцов *n*-6H-SiC исследовалась с привлечением разноплановых методик EPR, MCDA, LTPL [68]. В подтверждение выше представленных результатов [38] дефекты V_{Si}^- и V_{Si} отжигались частично при 150–300°C и полностью при температурах 600–750°C. Отжиг вакансионного центра V_{Si} сопровождался появлением пары дефектов $V_{\text{C}}-C_{\text{Si}}$ уже после 150°C, которая отжигалась при температурах 900–1050°C. Процесс образования пары $V_{\text{C}}-C_{\text{Si}}$ при этом представлялся как результат перехода атома С в вакансию V_{Si} , что согласуется с ранее высказанными предположениями [62]. Энергетический барьер для трансформации V_{Si} в пару дефектов $V_{\text{C}}-C_{\text{Si}}$ ниже для образцов *p*-типа и был теоретически определен как $\sim 2.2 \text{ эВ}$ [69]. При температурах отжига выше 750°C были обнаружены новые центры дефектов, природа которых была предположительно определена как кластерные комплексы с атомами замещения $V_{\text{C}}C_{\text{Si}}(\text{Si}_iC_{\text{Si}})$ или $V_{\text{C}}C_{\text{Si}}(\text{Si}_i-C_{\text{Si}})$ [70]. При температурах выше 900°C эти комплексы исчезали с появлением новых вакансий V_{Si} . Было замечено, что исчезновение комплексов дефектов сопровождалось возрастанием концентрации известного дефекта D_1 (2.6 эВ) [71] при измерениях по методу LTPL. Температурное поведение комплексов дефектов позволило сделать предположение, что D_1 -люминесценция обязана своим происхождением комплексу с атомами замещения (Si_iC_{Si}) [72]. Возможность появления кластеров с атомами замещения была теоретически показана в работе [73] и объяснялась повышенной подвижностью атома замещения С по сравнению с подвижностью атома Si. А наблюдаемое экспериментально в SiC многими авторами разнообразие зарядовых состояний вакансий было теоретически объяснено в работе [74], где представлены основные спиновые состояния, соответствующие этим центрам.

2.1.2. Облучение низкоэнергетичными электронами. Облучение низкоэнергетичными электронами позволило выявить дополнительное многообразие конфигураций и зарядовых состояний радиационных дефектов. Так, образование пар Френкеля в виде $V_{\text{Si}}^- - \text{Si}_i$ и $V_{\text{Si}}^{3-} - \text{Si}_i$ наблюдали при измерениях EPR (4–300 К) кристаллов 3C, 4H, 6H-SiC *n*- и *p*-типов проводимости после облучения их электронами с энергиями 300–900 кэВ дозами $5 \cdot 10^{17} - 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ [75–78]. Однако другие центры дефектов были различны для образцов с разным типом проводимости. Во всех образцах *n*-типа были обнаружены центры, содержащие отрицательно заряженные вакансии V_{Si}^{3-} или V_{Si}^{2-} , а также комплекс $V_{\text{C}}-H$ [78] (рис. 4). Авторы полагали, что вакансии V_{Si}^{3-} и V_{Si}^{2-} создают уровни, близкие к зоне проводимости, что согласуется с данными работы [44]. Облученные образцы SiC *p*-типа характеризовались присутствием вакансий V_{C}^+ и комплексов $V_{\text{C}}-2H$ [75,78]. Заметим, что водород активно участвовал в дефектообразовании, что авторы объясняют высокой концентрацией атомов H,

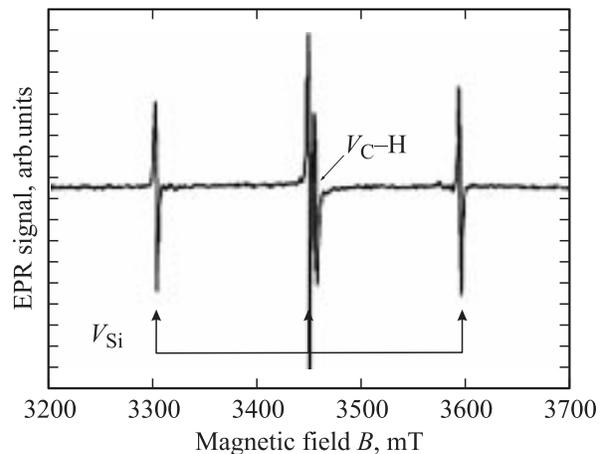


Рис. 4. Спектр EPR (300 К), измеренный для кристаллов *n*-6H-SiC после облучения электронами с энергией 300 кэВ дозами $5 \cdot 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-2}$ [78].

которые подвижны при комнатной температуре. Теоретически возможность появления межузельного водорода и вакансионных комплексов с ним была показана для 3C-SiC *n*- и *p*-типов проводимости [79]. При этом авторы считали, что для *p*-SiC межузельный H является мелким донором, компенсирующим акцепторы. Для *n*-типа энергия образования межузельного H_2 велика, поэтому он образует комплексы $V_{\text{Si}}-H$ и $V_{\text{C}}-H$, которые служат ловушками для электронов и дырок соответственно.

Зависимость радиационного дефектообразования от энергии облучающих электронов в диапазоне 0.3–2.5 МэВ в кристаллах и эпитаксиальных слоях 3C и 6H-SiC *n*- и *p*-типов проводимости исследовалась в работах [77,80–82]. Измерения по методу PAS показали, что наименьшая энергия электронов ($\gtrsim 300 \text{ кэВ}$) требуется для образования вакансий V_{C} с позитронным временем жизни $\lesssim 160 \text{ нс}$. Увеличение энергии облучающих электронов приводило к появлению вакансий кремния в различных зарядовых состояниях (V_{Si} , V_{Si}^- , V_{Si}^{2-} и V_{Si}^{3-}), а затем к появлению центров дефектов предположительно в виде дивакансий ($V_{\text{Si}}-V_{\text{Si}}$ или $V_{\text{C}}-V_{\text{Si}}$). Был сделан вывод, что независимо от политипа и типа проводимости SiC увеличение энергии электронов при облучении ведет к разнообразию видов, а также увеличению их концентраций и размеров дефектов с участием вакансий. Однако при этом температурная стабильность вакансионных центров дефектов была зависима от типа проводимости SiC [83]. Было отмечено, что вакансионные центры дефектов в образцах *p*-типа отжигались при более низких температурах ($\sim 700^\circ\text{C}$) по сравнению с аналогичными дефектами в образцах *n*-типа проводимости (850°C).

Облучение SiC низкоэнергетичными электронами также позволяет исследовать модели межузельных дефектов, их подвижности и взаимосвязи с другими дефектами и атомами. Так, при облучении электронами в просвечивающем электронном микроскопе (ТЕМ) с

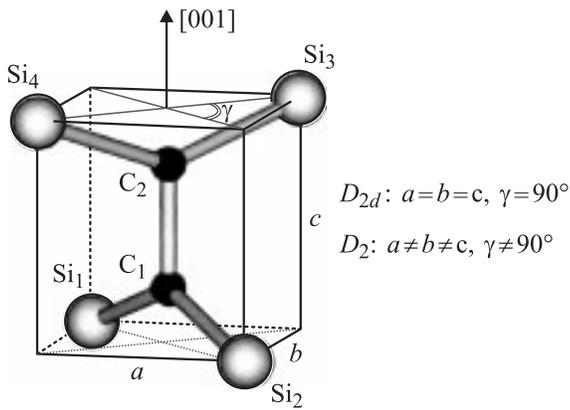


Рис. 5. Модель гантелеобразной конфигурации расщепленного междоузлия в C—C в 3C-SiC, расположенного на стороне углеродной подрешетки [85,86].

энергиями 90–300 кэВ эпитаксиальных слоев 3C, 4H, 6H-SiC и 15R-SiC *n*- и *p*-типов проводимости удалось идентифицировать дефектный центр D_1 , обнаруженный ранее в политипах 3C, 4H и 6H-SiC [71,84]. Образцы были насыщены изотопами ^{13}C , что позволило идентифицировать при измерениях LTPL (7 K) наблюдаемые оптические центры как гантелеобразной конфигурации расщепленные междоузлия C—C (рис. 5) [85,86]. Эти центры образовывались из междоузельного углерода при облучении образцов электронным пучком с энергией ниже 150 эВ. Как показали теоретические вычисления, центры с такой конфигурацией имеют наименьшую энергию формирования после углеродной вакансии [87–89]. Однако для политипа 4H-SiC при таких энергиях облучающих электронов был обнаружен нерасщепленный междоузельный центр только одного типа, из чего было сделано заключение, что этот политип более стоек к облучению по сравнению с 6H-SiC. При повышении энергии облучающих электронов выше 150 кэВ во всех политипах наблюдали другой центр, который предположительно считали C—Si гантелеобразной конфигурации или расщепленное междоузлие (C—C)C на углеродной стороне в нейтральном состоянии для политипа *n*-4H-SiC [90].

Важнейшим параметром при оценке радиационной стойкости полупроводникового материала является величина энергии, необходимая для смещения атома из его положения в кристаллической решетке, — пороговая энергия дефектообразования (E_d). Одним из результативных способов определения величины E_d является облучение материала низкоэнергетичными электронами. Теоретические значения величины E_d в SiC различались незначительно у разных авторов и составляли либо для обоих атомов 27.5 эВ [91], либо для атомов C и Si — 24 и 35 эВ соответственно [92], либо для атомов C 20 эВ и Si 30–35 эВ [93,94]. При этом обращалось внимание на присутствие анизотропии этих величин, как и в других полупроводниках, облученных высокоэнергетич-

ными частицами [95]. Указанные значения были наименьшие для атомов C в направлении $[1\bar{1}00]$ и атомов Si вдоль $[000\bar{1}]$ [92].

Экспериментально пороговые энергии смещения E_d для атомов C и Si, равные ~ 18 и ~ 43 эВ соответственно, были определены при облучении кристаллов *n*-6H-SiC в ТЕМ электронами с энергиями 200 и 300 кэВ с одновременным анализом дифракционных картин [96]. Было определено также, что энергия смещения атома Si в политипе 3C-SiC выше, нежели в политипе 6H-SiC [77]. Величины пороговых энергий смещений E_d для атомов C и Si, равные ~ 20 и ~ 30 эВ, были рекомендованы для вычислений величины повреждений (*dpa* — displacements per atom), наблюдаемых в SiC при облучении [97].

Анизотропия величины пороговой энергии смещения E_d в SiC была подтверждена экспериментально в работе [98] при облучении низкоэнергетичными электронами образцов 4H и 6H-SiC *n*- и *p*-типов проводимости. Согласно данным PL, значительная анизотропия наблюдалась между значениями E_d в направлениях $[0001]$ и $[000\bar{1}]$, и их наименьшие значения составляли 20 и 24 эВ для атомов C и Si соответственно.

При облучении полупроводников низкоэнергетичными электронами также появляется возможность точно определить энергию облучающих электронов, необходимую для создания вакансий. Эти величины были установлены при облучении в просвечивающем электронном микроскопе (ТЕМ) чистых кристаллов и эпитаксиальных слоев 4H и 6H-SiC *n*- и *p*-типов проводимости электронами с энергиями 50–300 кэВ в широком интервале доз 10^{16} – 10^{20} см $^{-2}$ [98–100]. Атомы углерода смещались при энергиях электронов выше 90 кэВ и наблюдалась некоторая дисперсия этой величины в зависимости от направления падающего электронного луча, (0001) или $(000\bar{1})$ [98]. Для смещения атомов Si и появления вакансий V_{Si} требовалось облучение электронами с энергией 200–300 кэВ. При этом атомы Si смещались независимо от направления электронного луча относительно кристаллографических осей образцов.

2.2. Электрические исследования образцов, облученных электронами

Многообразные радиационные центры дефектов, образующиеся в результате облучения электронами, создают в запрещенной зоне SiC широкий спектр энергетических уровней, параметры которых наиболее информативно определяются емкостной и токовой релаксационной спектроскопией (C-DLTS, I-DLTS).

Результаты исследований глубоких центров (ГЦ), которые появлялись в кристаллах *n*-6H-SiC, эпитаксиальных слоях и *p* $^+$ -*n*-переходах на их основе, с концентрациями нескомпенсированных доноров $5 \cdot 10^{14}$ – $8 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ при облучении их электронами в широком интервале доз ($5 \cdot 10^{13}$ – 10^{18} см $^{-2}$) с энергиями

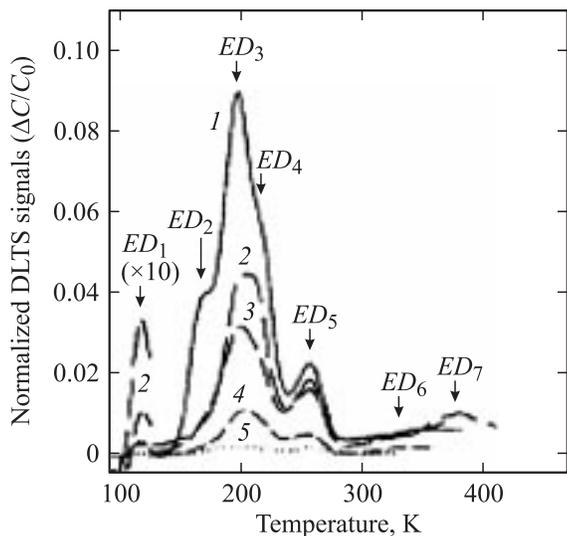


Рис. 6. Нормализованный спектр DLTS образца *n-6H-SiC*, облученного электронами с энергией 1.7 МэВ и величиной дозы $D, 10^{14} \text{ см}^{-2}$: 1 — 90.4, 2 — 45.2, 3 — 33.8, 4 — 11.3, 5 — 2.26 [106].

1.5–5 МэВ, представлены в работах [39,101–106]. Температурное поведение ГЦ исследовалось при проведении отжига облученных образцов до 1600–1700°C. Согласно полученным данным, независимо от концентрации примесей в исследуемых образцах и режимов облучения электронами было обнаружено более 10 радиационно-индуцированных уровней в энергетическом интервале 0.15–1.65 эВ от дна зоны проводимости *6H-SiC*. Наиболее характерными являлись уровни с энергиями ионизации 0.18, 0.38/0.44, 0.51, 0.68/0.70, 1.15/1.25 и 1.5 эВ (отсчет от уровня зоны проводимости E_c), которые рассматривались как ловушки дырок (рис. 6) [106]. Центр $E_c-0.38/0.4$ эВ (ED_3 на рис. 6), известный как центр E_1/E_2 [102], был термически стойким и отжигался при температуре 1600°C [106]. Природа этого центра предполагалась как дивакансия (V_C-V_{Si}) или комплекс, содержащий вакансии V_{Si} [39]. По другой версии центр $E_c-0.38/0.4$ эВ объясняется как система из двух отрицательно заряженных U -центров, каждый из которых формирует два уровня в запрещенной зоне — акцепторный и донорный [105]. В соответствии с этой концепцией уровень с энергией ионизации $E_c-0.38$ эВ считается центром акцепторного типа, а уровень с $E_c-0.44$ — донорного. Центр $E_c-0.5$ эВ с независимым от температуры сечением захвата носителей заряда $2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ — термически нестабилен, исчезает при прогреве до 250°C и ассоциируется с вакансией V_C^+ или комплексом вакансия–примесь [101,106]. ГЦ с энергией $E_c-(0.68-0.71)$ эВ идентифицируется как известный центр Z_1/Z_2 [102,103]. Выявленные при повышенных температурах измерения ГЦ с энергиями ионизации $E_c-(1.15-1.25)$ и $E_c-1.5$ эВ предположи-

тельно связываются со структурными дефектами в виде ассоциатов с вакансиями [101].

Особенности радиационного дефектообразования при облучении электронами в зависимости от политипа SiC рассматривались в работах [107–116], где экспериментальные данные, полученные для политипа *n-4H-SiC*, сравнивались с известными результатами для политипа *n-6H-SiC*. Электронами с энергиями 0.2–15 МэВ и дозами $5 \cdot 10^{13}-10^{17} \text{ см}^{-2}$ облучались эпитаксиальные слои *n-4H-SiC* с концентрациями $N_d - N_a = 2 \cdot 10^{14}-2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и p^+-n -переходы на их основе. В некоторых работах после облучения образцы отжигались до температур 900–2000°C [107,110,116]. С использованием DLTS-спектроскопии был получен широкий спектр центров акцепторного типа, аналогичных наблюдаемым в *n-6H-SiC*, с энергетическими уровнями 0.39, 0.45, 0.5, 0.68/0.7, 1.13 эВ (рис. 7) (отсчет от дна зоны проводимости). Центр с энергией $E_c-0.39$ эВ (E_1/E_2) был в отличие от *n-6H-SiC* термически нестабильным в *n-4H-SiC* и отжигался при температурах 360–400 К. В *n-4H-SiC* он ассоциировался с дефектом замещения C_i , который аннигилировал при температуре 400 К [114]. Центр $E_c-0.68/0.7$ эВ (Z_1/Z_2) имел большие значения сечений захвата электронов $1.3 \cdot 10^{-14}-1.3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$ и был термически стойким. Он отжигался частично при температуре 1300°C, однако и при отжиге в 2000°C было отмечено присутствие этого дефекта с концентрацией 25% от исходной. Был сделан вывод, что он образуется за счет диффузии простых дефектов, в частности вакансий V_{Si} , атомов замещения Si_C и C_{Si} или комплексов с ними [107,110,116]. Однако в работе [114] отмечалась низкая термостойкость центра Z_1/Z_2 . Он отжигался при аномально низких температурах 400–470 К и рассматривался как собственный дефект или как комплекс с собственным дефектом и атомами N или H [111–114]. Эти данные подтверждают ранее отмеченную активность атомов H в образовании радиационных дефектов [75,78,79]. По другой версии

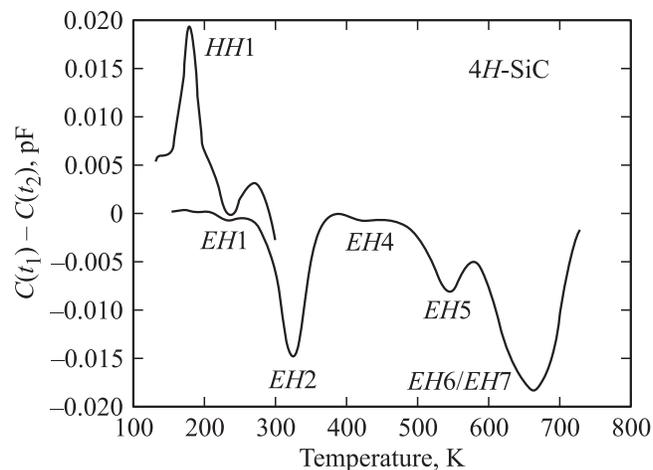


Рис. 7. Спектр DLTS для образца *4H-SiC*, облученного электронами с энергией 2.5 МэВ дозой $2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [107].

центр $E_c - 0.68/0.7$ эВ (Z_1/Z_2) рассматривался как система из двух отрицательно заряженных U -центров [108] по аналогии с центром $E_c - 0.38/0.4$ эВ в n - $6H$ -SiC [105]. Был сделан вывод, что эти отрицательные U -центры в n - $4H$ и $6H$ -SiC имели идентичные структуры, поскольку имели много общих свойств, в частности они отжигались при температурах $\approx 1400^\circ\text{C}$. Новыми в n - $4H$ -SiC были обнаруженные дефекты с энергией ионизации $E_v + 0.35$ эВ, которые рассматривались как ловушки для дырок и появлялись после отжига при температуре 350 – 400°C , а также акцепторный центр $E_c - 1.65$ эВ ($HN1$ и $EN6/EN7$ на рис. 7) [107,116]. Центр $EN6/EN7$ с большим сечением захвата электронов $\sim 10^{-13}$ см², независимым от температуры, был термически стойким с отжигом при температурах $\sim 2000^\circ\text{C}$ и объяснялся присутствием вакансий V_C или структурных дефектов комплексного типа.

Зависимость радиационного дефектообразования от типа проводимости исследовалась в эпитаксиальных слоях p - $6H$ -SiC с $N_a - N_d = 6.6 \cdot 10^{18}$ см⁻³, облученных электронами с энергией 1.7 МэВ дозами $2.26 \cdot 10^{14}$ см⁻² и $1.13 \cdot 10^{15}$ см⁻² [117]. Были выявлены два новых ГЦ, расположенных выше валентной зоны с энергиями ионизации $E_v + 0.55$ эВ ($H2$) и $E_v + 0.78$ эВ ($H2$), которые отжигались при температурах 500 и 200°C соответственно. Сечения захвата дырок составляли $1.23 \cdot 10^{-11}$ см² и $1.35 \cdot 10^{-13}$ см² для центров $H1$ и $H2$. Эти центры были донорного типа. Учитывая их различное температурное поведение, было сделано заключение, что эти центры обусловлены двумя различными дефектами неизвестной природы. Согласно измерениям EPR и ESR, проведенным на образцах p - $6H$ и $4H$ -SiC, эти центры могут быть идентифицированы как вакансии V_C^+ и комплексы с ними [50–52].

Общими результатами указанных выше работ можно считать, что независимо от политипа и типа проводимости появление в SiC всех дефектов не требует дополнительного нагрева образцов при облучении электронами. При этом увеличение дозы электронов при облучении приводит к увеличению концентрации радиационных дефектов в SiC вплоть до ее насыщения, а также к уменьшению скорости накопления центров дефектов, что характерно и для других полупроводников, облученных высокоэнергетичными частицами [15]. Увеличение концентрации радиационных дефектов сопровождается уширением спектров DLTS, что позволяет предположить образование энергетических зон дефектов в запрещенной зоне SiC. Центры, расположенные вблизи дна зоны проводимости, не оказывают заметного влияния на степень компенсации легирующей примеси, что проявляется в вольт-фарадных характеристиках (ВФХ). Установлено, что наиболее термостойкими являются центры дефектов E_1/E_2 ($E_c - 0.4$ эВ) в $6H$ -SiC, а также Z_1/Z_2 ($E_c - 0.6/0.7$ эВ) и $EN_{6/7}$ ($E_c - 1.5/16$ эВ) в $4H$ -SiC с большими сечениями захвата носителей заряда, не зависящими от температуры.

3. Облучение нейтронами

Из-за высокой проникающей способности нейтронов деления, которые имеют широкий спектр энергий от 0 до 15 МэВ со средней энергией 2 МэВ, распределение возникающих радиационных дефектов является однородным и равномерным по объему образца [118]. Это обеспечивает точность и достоверность результатов исследований различными методиками радиационного дефектообразования при облучении SiC нейтронами. Интерес к изучению влияния нейтронного облучения на структурные свойства SiC возрос после сообщения о возможности ядерного трансмутационного легирования этого полупроводника фосфором ^{31}P из атомов ^{30}Si путем облучения тепловыми нейтронами [119]. Однако всегда трансмутационное легирование при облучении ядерными нейтронами сопровождается появлением радиационных дефектов.

Ранее при облучении реакторными нейтронами кристаллов и эпитаксиальных слоев SiC различных политипов $3C$, $4H$, $6H$, $15R$ с концентрациями основных носителей тока $\approx 10^{16}$ см⁻³ были получены данные DLTS, ESR, EPR и ENDOR о характеристиках радиационных центров дефектов [120–122]. Некоторые из них были идентифицированы как вакансии в разных зарядовых состояниях V_{Si} и V_{Si}^- [121,122]. При проведении отжигов радиационных дефектов, образующихся в результате нейтронного облучения $3C$ -SiC-диодов, было обнаружено, что $\sim 90\%$ дефектов отжигаются при температуре 350°C [120]. Это позволило авторам сделать вывод, что SiC-приборы могут работать при повышенных температурах в условиях радиации. При облучении кристаллов n - $6H$ -SiC и $15R$ -SiC реакторными нейтронами высокими флюенсами $> 10^{20}$ см⁻² была определена предельная доза облучения ($\sim 10^{21}$ см⁻²), приводящая к аморфизации [123].

Улучшение структурного качества SiC позволило расширить число наблюдаемых радиационных дефектов, появляющихся в результате облучения нейтронами, а также исследовать зависимости их от характеристик исходного материала. Так, при облучении нейтронами (> 0.1 МэВ) флюенсом $6 \cdot 10^{16}$ см⁻² кристаллов n - и p - $4H$ и $6H$ -SiC исследования по методу ESR (77 К) выявили широкий спектр центров дефектов в различных зарядовых состояниях [52,124]. Температурное поведение радиационных дефектов исследовалось в интервале температур 100 – 1500°C . Были выявлены дефектные центры $K1$ – $K6$, $K11$ – $K14$, которые отжигались при разных температурах и приписывались различным дефектным конфигурациям. Центры с температурами отжига 800°C ($K1$, $K2$) были идентифицированы как вакансии V_{Si}^- и дивакансия ($V_{\text{Si}} - V_{\text{Si}}$) соответственно (рис. 8). Центр $K3$ был стабилен до 200°C аналогично дефекту, выявленному при электронном облучении n - $6H$ -SiC, который ассоциировался с рекомбинациями вакансий [38]. Температуростойкие центры $K4$ – $K6$ появлялись после отжига центров $K1$ и $K2$ при 800°C и от-

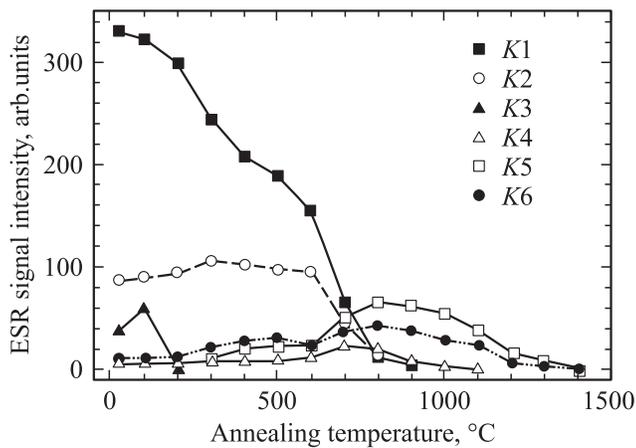


Рис. 8. ESR-спектры центров дефектов K1–K6 при разных температурах отжига, измеренные для образцов *n*-6H-SiC, облученных нейтронами с энергией более 0.1 МэВ флюенсом $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ [124].

жигались при температурах более 1300°C . Температурное поведение этих центров с ростом их концентрации в температурном интервале $800\text{--}1300^\circ\text{C}$ объяснялось авторами взаимодействием примесей с вакансиями V_{Si} из комплексов дефектов [52]. Этим комплексом мог быть центр со структурой $(V_{\text{C}}-C_{\text{Si}})^{2+}$, который появлялся после отжига при температуре 600°C из вакансий V_{Si} , согласно данным MCDA и MCDA-EPR (1.5 K) [68,125]. Этот дефект обозначался как центр P6/P7 при облучении электронами [62]. Центры K11, K12, стабильные до $300\text{--}400^\circ\text{C}$, ассоциировались с вакансией V_{C} , а термостабильные до 1200°C центры K13 и K14 представлялись как сложные дефектные центры. Делался вывод, что энергетическое положение и температурное поведение всех дефектов в SiC были одинаковы для образцов, облученных как электронами, так и нейтронами. Исследования EPR-спектров показали, что концентрации этих дефектов увеличивались пропорционально дозе облучения, а положения их энергетических уровней были закреплены вблизи середины запрещенной зоны [126].

Увеличение флюенсов облучающих нейтронов до $10^{20}\text{--}10^{21} \text{ см}^{-2}$ приводило не только к возрастанию концентраций, но и к усложнению и увеличению размеров дефектов. При проведении EPR-измерений кристаллов *n*-6H-SiC, облученных нейтронами, были выявлены центры с глубокими уровнями энергии и с температурами отжига $1500\text{--}2000^\circ\text{C}$. Они трактовались сначала как мультивакансионные кластеры $V_{\text{Si}}-3V_{\text{C}}$ или $V_{\text{C}}-4V_{\text{Si}}$ [127], а затем как дивакансии $V_{\text{Si}}-V_{\text{C}}$ и комплексы $V_{\text{Si}}-3V_{\text{C}}$, $(C_2)_{\text{Si}}$, или пары $(C_2)_{\text{Si}}-\text{Si}_{\text{C}}$ и $V_{\text{Si}}-C_{\text{N}}$ [128]. Предполагалось, что некоторые из них образуют глубокие уровни, известные как дефекты D_{I} и D_{II} , которые ассоциировались соответственно с дивакансиями $V_{\text{Si}}-V_{\text{C}}$ и межузельным углеродным центром $2C_{\text{i}}$ [71,129].

Структурное многообразие радиационных дефектов, вводимых при облучении нейтронами, создает широ-

кий спектр глубоких уровней в запрещенной зоне SiC. Согласно DLTS-измерениям, в процессе облучения *n*-6H-SiC нейтронами флюенсами $5.1 \cdot 10^{13}\text{--}10^{15} \text{ см}^{-2}$ наблюдались дефекты с энергиями активации 0.23, 0.31/0.44, 0.5 и 0.62/0.68 эВ от дна зоны проводимости (рис. 9) [130]. Все уровни акцепторного типа и были соотношены с центрами ED_1 , E_1/E_2 , E_i (RD_3) и Z_1/Z_2 соответственно, идентифицированными при облучении *n*-6H-SiC электронами [102,106]. Доминирующим центром был Z_1/Z_2 с энергией ионизации $E_{\text{C}}-0.62/0.68$ эВ, всегда присутствующий при электронном облучении и проявляющий акцепторный характер (центр D_1) [71,102,103]. Этот центр отжигался при 900°C , его природа связывалась с вакансия-

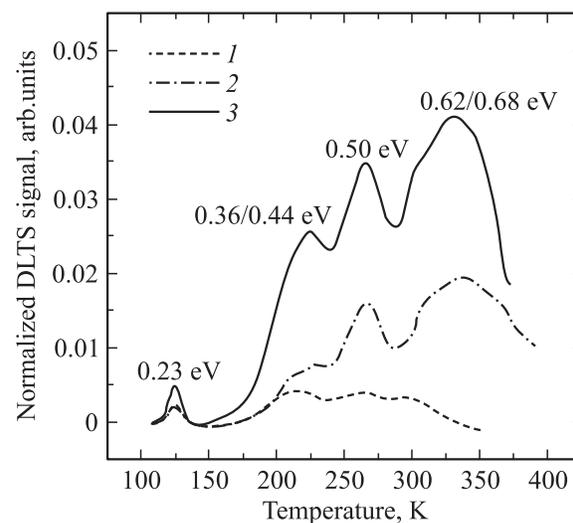


Рис. 9. Нормализованные DLTS-спектры центров, наблюдаемых в *n*-6H-SiC после облучения нейтронами флюенсами, 10^{14} см^{-2} : 1 — 0.5, 2 — 2.5, 3 — 10 [130].

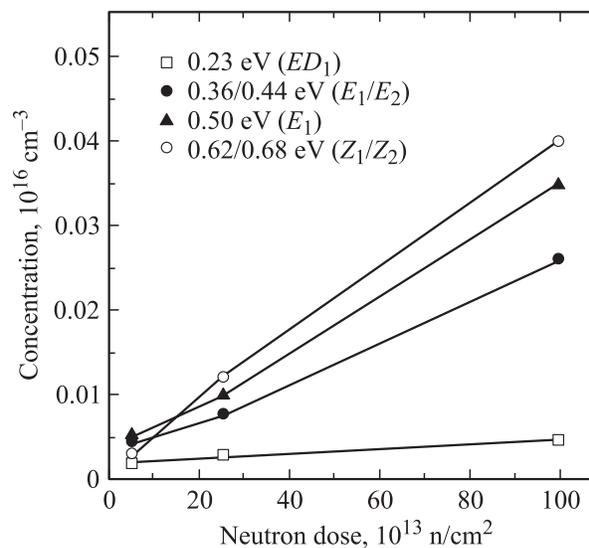


Рис. 10. Концентрации глубоких уровней в зависимости от дозы облучения нейтронами эпитаксиальных слоев CVD *n*-6H-SiC [130].

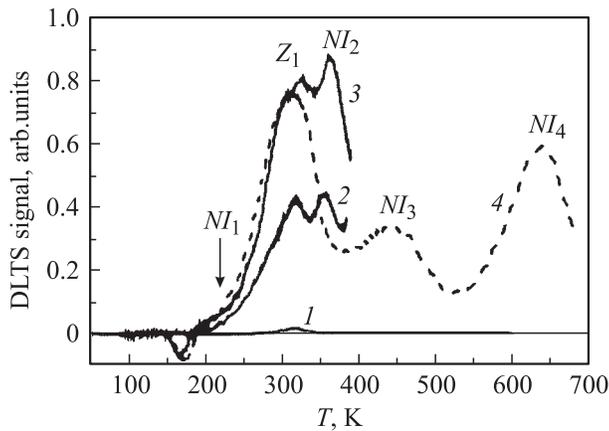


Рис. 11. Спектры C-DLTS диодов Шоттки (1, 2) и ионно-легированных Al p^+-n -переходов (3, 4), измеренные до облучения (1) и после облучения нейтронами флюенсом $1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (2) и $3.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (3). Спектры 1–3 — при измерении до температуры 400 К, кривая 4 — после нагрева образца до 700 К [131].

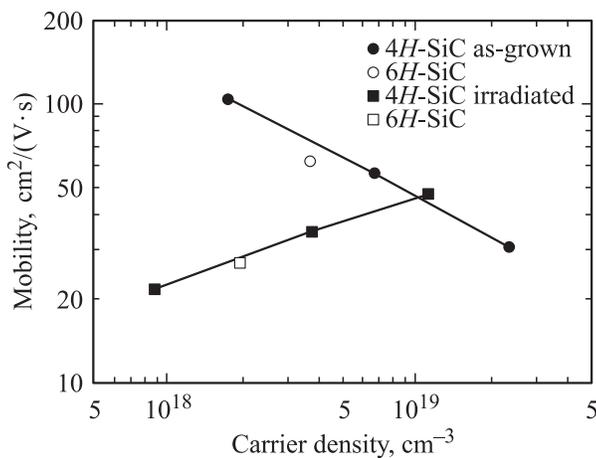


Рис. 12. Подвижность носителей заряда в исходных образцах SiC и после облучения нейтронами в зависимости от концентрации носителей в исходных образцах [132].

ми V_{Si} или комплексом дефектов $(\text{Si}_\text{C}\text{C}_{\text{Si}})_2$ [102]. Центры с энергиями $E_c - 0.23$ и $E_c - 0.5$ эВ отжигались при температуре 350°C , и их структура ассоциировалась с вакансиями V_C . Наиболее температуростойким был центр E_1/E_2 ($E_c - 0.31/0.44$ эВ) с сечением захвата электронов $\sim 10^{-14} \text{ см}^2$ и температурой отжига 1400°C , определенный как структура $V_\text{C} - \text{C}_{\text{Si}}$, аналогично данным работы [125]. Было определено, что концентрации всех дефектов возрастали с увеличением как флюенсов, так и энергии нейтронов (рис. 10).

Расширить диапазон наблюдаемых глубоких уровней, создаваемых облучением нейтронов в SiC, удалось за счет повышения температуры DLTS-измерений (100–700 К), используя $p-n$ -переходы [131]. Нейтронами (1 МэВ) флюенсами $(1.2-6.24) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ облучались диоды Шоттки и p^+-n-n^+ -диоды, сформированные

ионным легированием Al в слоях CVD-4H-SiC с концентрацией $(5-8) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. DLTS-измерения исходных CVD-слоев выявили наличие одного глубокого центра Z_1 с энергией 0.62 эВ в количестве $(2-3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (рис. 11, кривая 1). После облучения диодных структур флюенсом $1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ DLTS-измерения (80–400 К) выявили, что наряду с увеличением концентрации центра Z_1 , появляется еще один глубокий центр NI_2 с энергией 0.68 эВ (кривая 2). При увеличении флюенса до $3.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ одновременно с увеличением концентрации центра Z_1 появлялись центры с энергиями ионизации $E_c - 0.37$ и $E_c - 0.74$ эВ (табл. 1). Таким образом, увеличение флюенсов облучающих нейтронов приводило к увеличению типов и концентраций дефектов в SiC аналогично выводам работ [126,130]. Отжиг образцов до 700 К наряду со значительным уменьшением концентраций центров NI_1 и NI_2 привел к появлению центров с глубокими уровнями 0.92 и 1.56 эВ (NI_3 и NI_4), которые наблюдались и после облучения n -6H-SiC электронами [101]. Параметры всех обнаруженных глубоких уровней приведены в табл. 1, их суммарная концентрация составляла $\sim 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ после второго облучения и становилась соизмеримой с величиной исходной концентрации электрически активных доноров в CVD-слое: $(5-8) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Учитывая отмеченное согласно измерениям ВФХ незначительное уменьшение концентрации нескомпенсированных доноров в эпитаксиальном CVD-слое в процессе облучения образцов нейтронами, можно предположить, что только часть глубоких центров являлись компенсирующими.

Влияние вводимых радиационных дефектов на электрофизические характеристики исходного материала рассматривалось на кристаллах n -6H-SiC, облученных реакторными нейтронами с энергией более 0.1 МэВ флюенсом $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ с последующим отжигом в температурном интервале 373–823 К в атмосфере Ar [132]. Как видно из рис. 12, в облученных образцах подвижность носителей заряда увеличивалась с увеличением

Таблица 1. Параметры глубоких уровней, обнаруженных в эпитаксиальных CVD-слоях 4H-SiC после облучения нейтронами разными флюенсами

Номер облучения	Центр	$E_c - E_i$, эВ	σ_n , см^2	N , см^{-3}
Исходный образец	Z_1	0.63 ± 0.01	10^{-14}	$(2-3) \cdot 10^{13}$
Первое (D_1)	Z_1	0.63 ± 0.01	10^{-14}	$4 \cdot 10^{14}$
	NI_2	0.68 ± 0.01	10^{-14}	$4 \cdot 10^{14}$
Второе (D_2) (до отжига)	NI_1	0.37 ± 0.01	10^{-16}	$5.5 \cdot 10^{13}$
	Z_1	0.69 ± 0.01	10^{-14}	$5.5 \cdot 10^{14}$
	NI_2	0.74 ± 0.03	$5 \cdot 10^{-15}$	$5.8 \cdot 10^{14}$
Второе (D_2) (после отжига при 700 К)	NI_1	0.37 ± 0.01	10^{-16}	$< 10^{13}$
	Z_1	0.68 ± 0.01	10^{-14}	$5.3 \cdot 10^{14}$
	NI_2	0.74 ± 0.03	10^{-14}	$< 10^{13}$
	NI_4	0.92 ± 0.1	$5 \cdot 10^{-15}$	$\sim 2 \cdot 10^{14}$
	NI_5	1.56 ± 0.02	$5 \cdot 10^{-13}$	$8 \cdot 10^{14}$

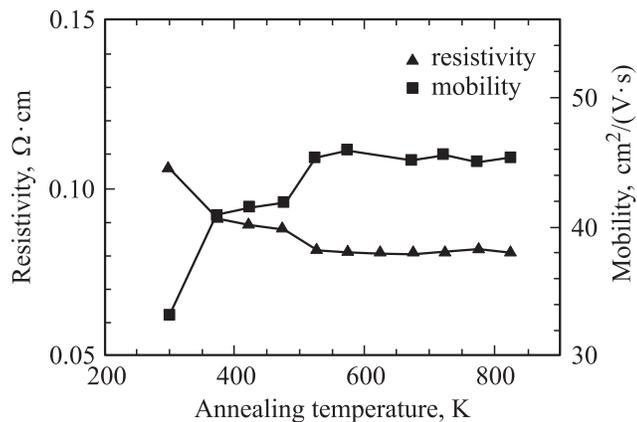


Рис. 13. Подвижность и удельное сопротивление нейтронно-облученного образца SiC в зависимости от температуры отжига [132].

концентрации $N_d - N_a$ в исходных образцах, в то время как для исходных образцов наблюдалась противоположная картина. Таким образом, с увеличением чистоты образца более заметно влияние облучения на подвижность носителей заряда, которая уменьшается сильнее. Отжиг облученных образцов показал, что концентрация носителей заряда не изменялась до температуры 823 К, в то время как подвижность возрастала двухступенчато — при температурах 300 и 500 К (рис. 13). Уменьшение подвижности в исходных образцах после облучения объяснялось введением дополнительных рассеивающих центров акцепторного типа. При отжиге концентрация этих центров уменьшалась, что и приводило к росту подвижности носителей заряда. Это указывает на возможность восстановления электрофизических характеристик SiC, деградировавших в процессе облучения нейтронами, при повышенных температурах отжига.

Высокая проникающая способность нейтронов обеспечивает не только однородное распределение радиационных дефектов по объему материала, но и однородное легирование SiC атомами P в случае трансмутации атомов ^{30}Si при высоких флюенсах облучения. Согласно ранним EPR-исследованиям, при облучении реакторными нейтронами кристаллов *n*-6H-SiC наблюдалось образование атомов P, которые занимали положения замещения P_{Si} либо входили в пару с вакансией [133,134]. Согласно теоретическим данным, эта пара трактовалась как комплекс $\text{P}_{\text{Si}}-\text{V}_{\text{C}}$ [135]. Теоретическая предпосылка была подтверждена экспериментально при проведении EPR-измерений кристаллов и эпитаксиальных слоев *n*- и *p*-4H и 6H-SiC, облученных реакторными нейтронами флюенсами $3 \cdot 10^{18}$ – $7.7 \cdot 10^{20}$ cm^{-2} с последующим отжигом до температур 1850–2000°C [136–139]. Появление нейтрального донорного P в эпитаксиальных слоях *p*-6H-SiC в процессе трансмутации атомов ^{30}Si было подтверждено LTPL- и ICTS-измерениями [136]. Слои с концентрацией фосфора $3 \cdot 10^{14}$ cm^{-3} были получены в *n*-4H-SiC эпитаксиальных CVD-слоях с concentra-

циями $2 \cdot 10^{14}$ – $2 \cdot 10^{15}$ cm^{-3} после облучения тепловыми нейтронами флюенсом $3 \cdot 10^{18}$ cm^{-2} с последующим отжигом при 2000°C [137]. Обнаружить появление *p*–*n*-перехода в процессе трансмутации атомов ^{30}Si в ^{31}P удалось после облучения эпитаксиальных CVD-слоев *p*-6H-SiC максимальным флюенсом $7.7 \cdot 10^{20}$ cm^{-2} [138]. При таких высоких флюенсах нейтронов наблюдались значительные структурные изменения в облученном SiC. Согласно XRD-данным, плотность дислокаций составляла $2.2 \cdot 10^{10}$ cm^{-2} . Было отмечено, что плотность дислокаций в образцах увеличивалась сверхлинейно с увеличением дозы облучения. Отжиг облученных образцов при температуре 1850°C приводил к устранению точечных дефектов и изменению структуры дислокаций. Облучение кристаллов 6H-SiC сверхвысокими флюенсами нейтронов ($E > 0.1$ МэВ) $\sim 1.5 \cdot 10^{22}$ cm^{-2} , согласно TEM-измерениям, приводило к аморфизации образцов [140]. При отжиге образцов кристаллизация проходила неоднородно в объеме облученного слоя и полностью заканчивалась при отжиге в интервале температур 1150–1250°C. При этом аморфный слой 6H-SiC мог рекристаллизоваться в дефектный слой политипа 3C-SiC.

Как следует из вышеизложенного, при облучении нейтронами наблюдаются все закономерности, которые имели место при облучении SiC электронами. Однако комплексы дефектов, образующиеся в SiC при облучении нейтронами, имеют более сложную структуру, нежели при облучении электронами. При высоких флюенсах нейтронов возможна трансмутация атомов ^{30}Si в ^{31}P с переменной типа проводимости, а также образование аморфных слоев с последующей рекристаллизацией в политип 3C-SiC.

4. Облучение ионами

Облучение ионами используется как с целью исследования радиационного дефектообразования, так и в процессе создания приборных структур, контролируемо легированных по глубине и локально по площади — по методу ионной имплантации. В случае радиационного воздействия на SiC ускоренными ионами неизбежно образуется широкий спектр дефектов и структурных нарушений, которые не только ухудшают транспортные свойства электронов и дырок, но и замедляют активацию имплантированной примеси. Поэтому при создании приборных структур с применением ионной имплантации необходимо снижать концентрацию радиационно-индуцированных дефектов, что осуществляется последующим высокотемпературным отжигом или облучением нагретой мишени. Характерной особенностью облучения полупроводников ускоренными ионами, из-за их характерного профиля тормозных потерь энергии, является неоднородное распределение радиационных дефектов по длине пробега частицы, что затрудняет их изучение.

4.1. Облучение протонами

Протоны составляют основную часть космического излучения (около 85%), поэтому вопросы воздействия этих самых легких ионов на структурные и электрофизические характеристики полупроводниковых материалов представляют практический интерес. Изменение свойств полупроводников под воздействием протонного облучения может происходить за счет нескольких процессов, радиационного дефектообразования, образования новых примесей в результате ядерных реакций (радиационное модифицирование) и накопления атомов водорода [10,141–143]. При энергиях протонов до 50 МэВ за счет упругого рассеяния на атомах и ядрах вещества возможно создание большого числа первично смещенных атомов. При энергиях протонов свыше 50 МэВ за счет ядерных реакций возможен процесс трансмутационного легирования полупроводников [144]. Неоднородный характер распределения дефектов по глубине материала вдоль пробега ионов приводит к образованию простых дефектов на начальных участках, а в конце пробега протонов образуются кластеры или происходит захват электронов с превращением в атом водорода [145].

Эти теоретические данные были экспериментально подтверждены при проведении исследований ESR и EPR на кристаллах и эпитаксиальных слоях *n*- и *p*-типов проводимости политипов 3С, 4Н, и 6Н-SiC, облученных протонами [146–149]. При выбранных режимах облучения протонами (энергии 2–12 МэВ, флюенсы $\sim 10^{16}$ см⁻²) пробег ионов превышал толщины эпитаксиальных слоев или кристаллов, что обеспечивало в исследуемых объемах образцов однородное образование радиационных дефектов. Были выявлены простые дефекты в различных зарядовых состояниях V_{Si} , V_{Si}^- , V_{Si}^{2-} , V_C и V_C^+ аналогично наблюдаемым в SiC при облучении низкоэнергетичными электронами [78,82]. Согласно измерениям EPR, вакансии V_{Si} располагались на различных сторонах решетки (гексагональной или кубической) и их концентрации возрастали с увеличением флюенсов облучающих протонов (рис. 14) [148]. Поскольку при высоких флюенсах облучения концентрация вакансий была выше концентрации легирующей примеси ($N_d - N_a = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³), было сделано предположение, что наряду с вакансиями V_{Si} при облучении образовывались и вакансии V_C , которые создавали донорные уровни. Кроме того, количество создаваемых вакансий V_{Si} было значительно меньше теоретической величины [145], что объяснялось процессами рекомбинации вакансий с межузельными атомами уже при комнатной температуре. Температура отжига вакансий V_C и V_C^+ составляла 150°C [146,147], а полный отжиг простых радиационных дефектов был зафиксирован при 1100°C [148]. Вакансии V_{Si} в различных зарядовых состояниях при этом рассматривались как дефекты акцепторного типа, приводящие при дозах облучения протонов более $2 \cdot 10^{16}$ см⁻² к переходу *n*-4Н и 6Н-SiC с $N_d - N_a = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ в изолятор. Из измерений коэффициентов поглощения

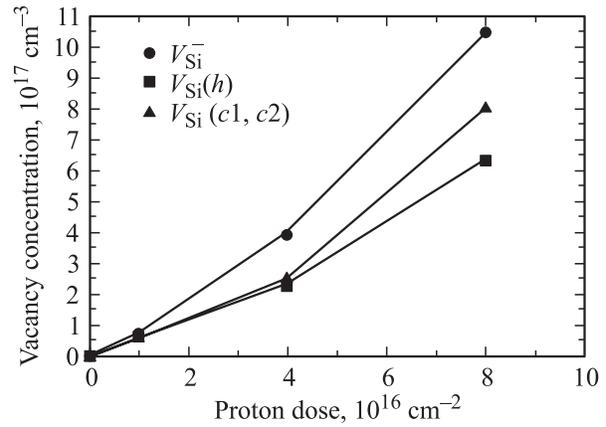


Рис. 14. Концентрация отрицательно заряженных и нейтральных вакансий кремния на гексагональной (*h*) и кубической (*c1*, *c2*) сторонах в *n*-6Н-SiC в зависимости от флюенса облучающих протонов с энергией 12 МэВ [148].

при 10 К были определены 2 ионизационных уровня для вакансий V_{Si} в отрицательных зарядовых состояниях с энергиями $E_c - 0.6$ эВ (V_{Si}^- , V_{Si}^{2-}), и $E_c - 1.1$ эВ (V_{Si}^- , V_{Si}), которые ассоциировались с центрами Z_1/Z_2 и глубоким *R*-уровнем соответственно [148,149].

Влияние флюенсов протонов на концентрацию образующихся радиационных дефектов исследовалось при облучении эпитаксиальных CVD-слоев *n*-4Н-SiC с концентрацией носителей $\sim 10^{15}$ см⁻³ протонами дозами $10^{11} - 10^{13}$ см⁻² с энергиями 2.9 и 6.5 МэВ, обеспечивающими образование простых дефектов в исследуемых объемах образцов [115,150–152]. Измерения DLTS и MCTS (релаксационная спектроскопия неосновных носителей) выявили широкий спектр радиационных дефектов акцепторного типа с энергиями ионизации в интервале $E_c - (0.18 - 1.09)$ эВ, включая известный центр с энергией $E_c - 0.68/0.7$ эВ ($Z_{1/2}$). Кроме того, было найдено 3 центра с энергиями ионизации 0.35, 0.44 и 0.79 эВ выше потолка валентной зоны с сечением захвата в интервале $5 \cdot 10^{-14} - 8 \cdot 10^{-13}$ см², которые служили ловушками для дырок. Центр с энергией ионизации $E_c - 0.4$ эВ по разным версиям отжигался при температурах 100–400°C. ГЦ с энергией $E_c - 0.86$ эВ и сечением захвата $7 \cdot 10^{-12}$ см² был стабилен до 1100°C, а глубокий уровень $E_c - 1.09$ эВ приписывался радиационному дефекту со структурой дивакансии $V_C - V_{Si}$. Все остальные центры отжигались до температуры 1700°C, кроме центра с энергией $E_v + 0.35$ эВ, который не исчезал и при этой температуре и был более температуростабильным, нежели центр $Z_{1/2}$. Концентрации всех ГЦ возрастали с увеличением флюенсов протонов аналогично данным, полученным при облучении SiC электронами [106,115]. Однако за счет разницы в скорости генерации радиационных центров, обусловленной разницей масс облучающих частиц, количество центров с глубокими уровнями энергии было больше при облучении протонами за счет их большей массы. Кроме того, было сделано

заключение, что при указанных режимах экспериментов концентрация выбитых при облучении межузельных атомов Si и C составляла порядка 10^{15} см^{-3} и значительная часть этих дефектов рекомбинировала с вакансиями, образуя стабильные конфигурации дефектов, которые давали глубокие рекомбинационные центры, влияющие на время жизни свободных носителей заряда [153].

В том случае, когда облучающие протоны полностью тормозились в исследуемом объеме образцов, измерения PAS указывали на появление более сложных центров дефектов. После облучения протонами с энергиями 5 МэВ и $\sim 200 \text{ кэВ}$ флюенсами $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$ кристаллов и эпитаксиальных слоев *n-4H* и *6H-SiC* были зафиксированы позитронные времена жизни $\sim 200, 257$ и 280 пс [154–157]. Они ассоциировались авторами с центрами дефектов со структурой дивакансии $V_C - V_{Si}$ или сложных комплексов в виде вакансионных кластеров $(V_C - V_{Si})_2$ и $(V_C - V_{Si})_3$. При этом отжиг радиационных дефектов происходил в несколько стадий. Отжиг простых дефектов происходил при температурах $150 - 200^\circ\text{C}$, когда вакансии V_C и V_{Si} могли рекомбинировать. Следующие стадии отжигов при температурах $600 - 900^\circ\text{C}$ и выше 1000°C объяснялись отжигом сложных дефектов. Было выявлено, что размер кластеров увеличивался с увеличением температуры отжига до 1300°C , что объяснялось переходом вакансий из малых кластеров в более энергетически выгодные большие кластеры [156,157]. Полный отжиг радиационных дефектов был зафиксирован при температуре 1400°C , однако отмечалось, что характер отжигов различных дефектов сильно зависел от флюенсов протонов, концентрации носителей заряда и типа проводимости образцов [155].

Влияние энергии протонов на характеристики радиационных дефектов в *4H* и *6H-SiC* исследовалось методом DLTS на диодных структурах Шоттки и *p-n*-переходах, изготовленных сублимацией или методом CVD [158]. Образцы облучались протонами с энергиями 150 кэВ, 8 МэВ и 1 ГэВ флюенсами $10^{14} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Для образцов *4H-SiC* был выявлен глубокий центр с энергией ионизации $E_c - 1.5 \text{ эВ}$ с большим сечением захвата электронов $2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$ и концентрацией $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Аналогичный центр наблюдался в *n-6H* и *4H-SiC* при облучении электронами и нейтронами соответственно [101,131]. Для этого центра была определена скорость его введения в зависимости от энергии протонов, которая составляла 0.17, 70 и 700 см^{-1} соответственно для энергий 1 ГэВ, 8 МэВ и 150 кэВ. Таким образом, увеличением энергии протонов скорость генерации радиационных дефектов уменьшалась, что приводило к уменьшению их концентрации. Поэтому следует ожидать, что облучение SiC протонами высоких энергий приведет к увеличению критического значения дозы облучения [159], а следовательно, и к увеличению радиационного ресурса приборов на основе SiC. Эти предпосылки согласуются с расчетами (по программе TRIM) дефектообразования в SiC под воздействием протонов с энергией 8 МэВ [160].

Возможность получения изолирующих слоев в объеме SiC при протонном облучении изучалась с использованием кристаллов *n-6H* и *4H-SiC*, эпитаксиальных слоев и *p-n*-переходов, изготовленных на их основе сублимацией или методом CVD [161–163]. Облучение протонами проводилось с энергиями 100 кэВ и 8 МэВ флюенсами в диапазоне $10^{14} - 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. При низких энергиях ионов методом атомно-силовой микроскопии (AFM) было определено образование на глубине проецированного пробега протонов (0.65 мкм) аморфных слоев после облучения образцов флюенсами $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Вероятно, при такой дозе протонов в конце их пробега была достигнута критическая концентрация многовакансионных комплексов ($\sim 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$), необходимая для реализации фазового перехода монокристалл–аморфное состояние [164]. На образование комплексов дефектов указывало и температурное поведение спектров PL (77 К) [159]. После облучения пики PL, наблюдаемые в исходных образцах, практически исчезали и появлялись только после отжига при 800°C . Полное восстановление интенсивности спектров PL наблюдалось после отжига при 1500°C , что характерно для температур отжига вакансионных комплексов в SiC. Согласно измерениям EPR, некоторые центры дефектов трактовались как дивакансии $(V_C - V_{Si})$ наряду с присутствием простых вакансий V_C . По данным измерений DLTS, эти дефекты создавали в запрещенной зоне SiC глубокие уровни с энергиями $E_c - 0.5 \text{ эВ}$ (V_C) и $E_c - 0.7, E_c - (1.1 - 1.22) \text{ эВ}$ ($V_C - V_{Si}$). Отжиг радиационных дефектов наблюдался при повышении температуры до 1500 К с уменьшением сопротивления облученных образцов по экспоненциальному закону [163]. При этом максимальная энергия активации сопротивления образцов (ε_A) наблюдалась при максимальной дозе облучения $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и была близка к энергии ионизации ГЦ $E_c - (1.1 - 1.22) \text{ эВ}$, концентрация которого возрастает с увеличением дозы облучения (рис. 15). Авторы отмечали, что при облучении *6H-SiC* протонами наблюдалось уменьшение концентрации носителей, по сравнению с исходной величиной, при температуре 300 К и увеличение при температуре 650 К с увеличением флюенсов облучения. В то же время для образцов *4H-SiC* при комнатной и более высокой температуре измерений концентрация нескомпенсированных доноров уменьшалась с увеличением флюенсов облучения.

Таким образом, при облучении SiC протонами были выявлены характерные особенности радиационного дефектообразования, присущие другим полупроводникам при облучении их ионами. На начальных участках пробега ионов образуются простые вакансии V_C и V_{Si} в различных зарядовых состояниях с температурами отжига около 150°C . В конце пробега протонов образуются кластеры с вакансиями и дивакансиями, которые отжигаются при температурах более 1300°C . Облучение протонами создает в запрещенной зоне SiC центры с энергиями ионизации $E_c - 0.4 \text{ эВ}$, $E_c - 0.7 \text{ эВ}$ (Z_1/Z_2) и $E_c - 1.6 \text{ эВ}$ ($EH_{6,7}$), подобно электронному и нейтронному облучению. Однако в сравнении с электронами

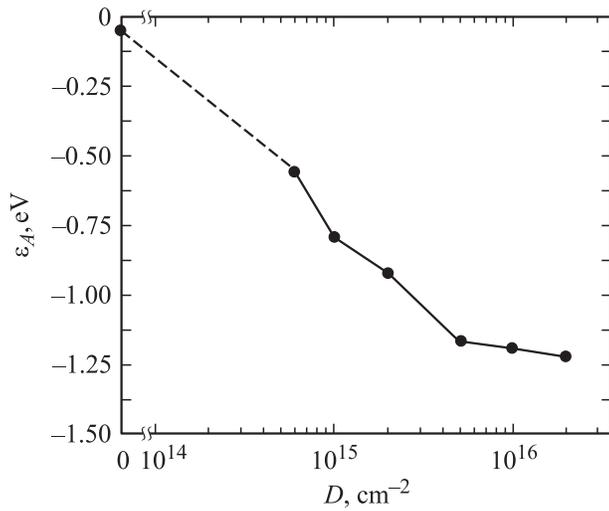


Рис. 15. Зависимость энергии активации (ϵ_A) сопротивления диодов Шоттки, сформированных на сублимационных эпитаксиальных слоях 4H-SiC, от дозы облучения протонами с энергией 12 МэВ [163].

для тех же энергий ионизации число глубоких уровней больше за счет большей массы протонов. Изменяя режимы облучения протонами, возможно управлять созданием изолирующих слоев в объеме SiC. С увеличением энергии протонов возможно ожидать увеличения радиационного ресурса приборов на основе SiC.

4.2. Облучение SiC ионами средних масс

В ранних работах при изучении влияния облучения ионами средних масс на дефектообразование в SiC были получены следующие важные результаты.

— Показано, что основными дефектами, вводимыми при имплантации ионов He, Ne, N, Al, Ge, Ar, Ag и I в SiC, являлись дефекты вакансионного типа — вакансии, дивакансии или комплексы из вакансий и примесей [103,165,166]. Концентрации этих вакансионных центров уменьшаются с увеличением температуры образцов при облучении за счет увеличения рекомбинации межузельных атомов и вакансий, обусловленной повышением их подвижности [167,168].

— В образцах SiC политипов 3C, 4H, 6H и 15R, облученных электронами и 10 типами ионов, обнаружен центр D_1 (энергия ~ 2.6 эВ в спектре люминесценции) с температурой отжига выше 1700°C [165]. Он приписывается дивакансии (возможная модель V_C-V_{Si}) и рассматривается как компенсирующий в случае получения имплантированного SiC p -типа.

— В образцах 4H и 6H-SiC, также облученных более чем 10 типами ионов, обнаружен центр с линиями 4202–4210 Å в спектре LTPL [169], известный как дефект D_{11} . Центр D_{11} стабилен до температур отжига $\gtrsim 1700^\circ\text{C}$, и его положение в спектре LTPL не зависит от типа ионов.

— Также было отмечено, что профиль распределения радиационных дефектов при облучении намного превышает глубину профиля имплантированных ионов [168,170].

— Отжиг радиационных дефектов вплоть до температуры 1800°C не приводит к полной рекристаллизации имплантированного слоя, а при облучении ионами Ge при $T > 1300^\circ\text{C}$ наблюдается политипный переход 6H-SiC в 3C-SiC [171].

— Определены критические дозы имплантации, приводящие к аморфизации слоев, облученных при 300 К в 6H-SiC; для ионов Ge и Al они равны 10^{14} и $8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ соответственно [171,172].

4.2.1. Облучение при низких температурах мишени. Облучение SiC различными ионами позволило выявить влияние различных факторов на фундаментальную величину при изучении дефектообразования в полупроводниках — энергию смещения атомов (E_d), которая определялась ранее при облучении низкоэнергетичными электронами.

Для атомов Si величина E_d определялась при измерениях RBS объемных кристаллов n -6H-SiC, облученных ионами He, C и Si с энергиями 390–550 кэВ [173]. Дозы ионов варьировались в широком интервале, так что параметр, характеризующий смещение атомов в максимуме пика дефектов, составлял от 0.008 до 0.42 дпа (смещение на атом), что соответствовало области перехода от образования изолированных простых дефектов до аморфизованных слоев. При облучении ионами He для атомов Si в n -6H-SiC была определена пороговая энергия смещения $E_d = 30$ –35 эВ, что соответствует теоретической величине [93,94]. Было установлено, что эта величина уменьшалась с увеличением как массы облучающих ионов, так и их дозы (рис. 16). Такая зависимость объяснялась тем, что в каскадах дефектов, содержащих

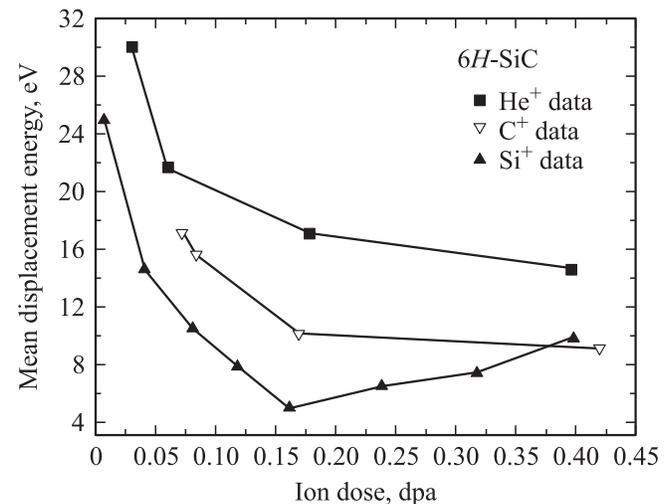


Рис. 16. Средняя энергия смещения в подрешетке Si в кристаллах 6H-SiC в зависимости от дозы облучения ионами He, C и Si в единицах дпа (смещение на атом) [173].

более тяжелые ионы, удерживается больше структурных нарушений, а также тем, что легче создавать нарушения в системе, где они уже присутствуют. Для ионов С была определена предельная доза облучения для перехода к аморфизации — $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Позднее энергии дефектообразования для подрешеток Si и С в кристаллах *n*-6H-SiC сравнивались при облучении низкоэнергетичными ионами He (50 кэВ) при температурах 100 и 300 К дозами $7.5 \cdot 10^{14}$ – $2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ [174]. После облучения образцы отжигались при температурах 200–1200°C. Были подтверждены ранее полученные данные при облучении SiC электронами [69,97], что энергия смещения в подрешетке С меньше, нежели в подрешетке Si. При этом энергия активации атомов С в процессах миграции и рекомбинации также меньше, нежели для атомов Si, что приводило, по мнению авторов, к частичному восстановлению дефектов углерода даже во время облучения. Отжиг дефектов в облученных образцах происходил с большей скоростью для более высоких доз облучения и дефекты отжигались при 1200°C после облучения дозами 10^{16} см^{-2} . Доза облучения ионами He (50 кэВ) при температуре 100 К, равная $2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, была определена как предельная при переходе к аморфному состоянию, которая увеличивалась с повышением температуры образцов при облучении от 100 до 300 К. Однако при облучении кристаллов *n*-6H-SiC ионами He с высокими как энергией 3.5 МэВ, так и дозами 10^{16} – 10^{17} см^{-2} не было замечено образования аморфных участков при проведении измерений RBS [175]. Кроме того, было показано, что концентрация радиационных дефектов возрастала с увеличением скорости их введения (плотность потока) при неизменной дозе. Сравнивая эти данные с предыдущими [173], можно предположить, что с увеличением энергии облучающих частиц увеличивалась критическая доза облучения, приводящая к аморфизации имплантированного слоя.

Влияние политипной структуры и типа проводимости на дефектообразование в 4H и 6H-SiC при облучении ионами He исследовалось и сравнивалось по методам PAS и DLTS [176]. Энергия ионов составляла 1 МэВ и общая доза $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, которая набиралась ступенчато для создания профиля „box“. Облучались CVD-слои толщиной $\sim 5 \text{ мкм}$ двух политипов *n*- и *p*-типов проводимости с концентрациями носителей $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для обоих как политипов, так и типов примесей после облучения ионами He было зафиксировано среднее позитронное время жизни 210 пс, что близко к значениям времен жизни позитронов при измерениях PAS образцов SiC, облученных электронами [38] и протонами [154], которые ассоциировались с образованием радиационных дефектов вакансионного типа.

Однако последующие исследования, проведенные при облучении ионами He эпитаксиальных слоев ($N_d - N_a = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ – 10^{16} см^{-3}) политипов 3C, 4H и 6H-SiC, показали, что температурное поведение *S*-параметра (из данных PAS), связанного с дефектами вакан-

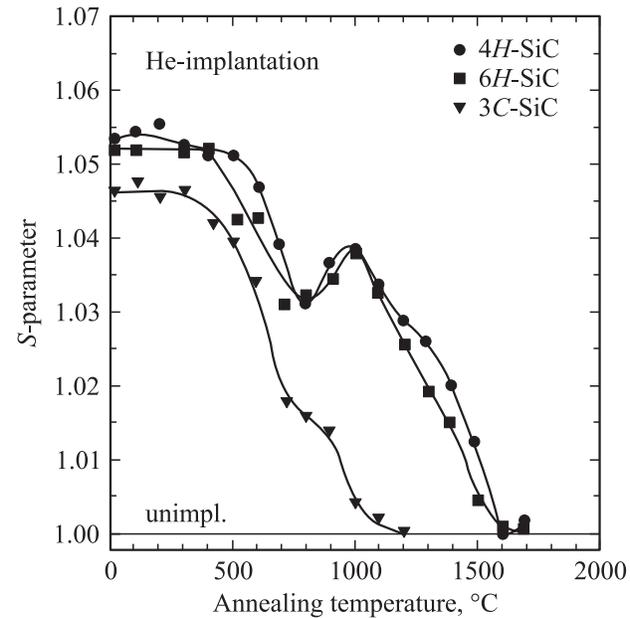


Рис. 17. Температурное поведение нормализованного *S*-параметра (PAS) для эпитаксиальных слоев *n*-3C, 4H и 6H-SiC, облученных ионами He [46].

сионного типа, для них различно (рис. 17) [46]. Температура отжига дефектов, характеризующихся *S*-параметром, увеличивалась с увеличением гексагональности в структуре SiC и была максимальной для политипа 4H-SiC (1700°C). Первая ступень отжига радиационных дефектов при 500–700°C объяснялась исчезновением изолированных вакансий, аналогично их поведению в образцах SiC различных политипов и проводимостей при облучении электронами [39,61]. Рост величины *S*-параметра в политипах *n*-4H и 6H-SiC в интервале температур 800–1000°C авторы связывали с образованием комплексов с вакансиями за счет подвижности последних. Такая температурная зависимость PAS-параметров при отжиге не наблюдалась в образцах SiC, облученных электронами [46], что авторы объясняли большей концентрацией и разнообразием радиационных дефектов, появляющихся при облучении более тяжелыми ионами He. После отжига облученных образцов при 700°C DLTS-измерения выявили в 6H-SiC дефекты E_1/E_2 и Z_1/Z_2 с энергиями ионизации 0.42–0.46 и 0.66–0.72 эВ соответственно. В политипе 4H-SiC были выявлены центры Z_1/Z_2 и $RD_{1/2}$ с энергиями ионизации соответственно 0.59–0.65 и 0.66–0.74 эВ. Из сравнения температурного поведения *S*-параметров и концентраций глубоких уровней эти центры ассоциировались с дефектами вакансионного типа. Так, уровни E_1/E_2 в 6H-SiC и Z_1/Z_2 в 4H-SiC, наблюдаемые при облучении электронами, связывались с комплексами на основе вакансий V_{Si} [39].

Аналогичные центры дефектов E_1/E_2 и Z_1/Z_2 в *n*-6H-SiC, Z_1/Z_2 и $RD_{1/2}$ в *n*-4H-SiC наблюдались при облучении этих политипов протонами с энергией 2 МэВ

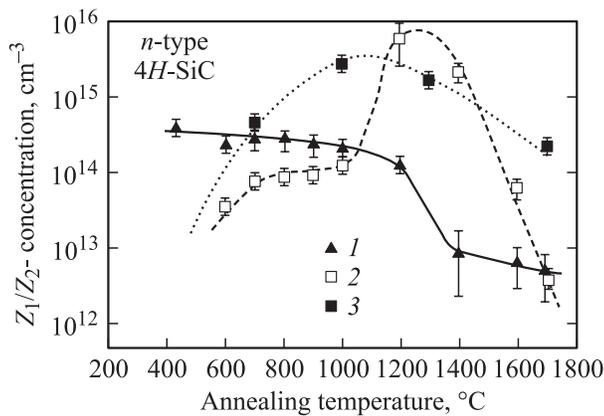


Рис. 18. Зависимости концентрации дефекта Z_1/Z_2 в $4H$ -SiC, индуцированного облучением электронами (1), ионами He (2) и протонами (3) [177].

флюенсом 10^{13} см^{-2} , ионами He — ступенчато с энергией 30–950 кэВ общим флюенсом $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и быстрыми электронами (2 МэВ) [177]. После облучения образцы отжигались до температуры 1000°C в вакууме, а затем до 1700°C в атмосфере Ar. Из исследований DLTS и PAS было отмечено, что формирование наблюдаемых глубоких центров зависело от типа облучающих частиц. Так, в образцах, облученных ионами H и He, центр Z_1/Z_2 ($E_c - 0.65$ эВ в $4H$ -SiC) появлялся только после отжига при 600°C , в то время как при облучении электронами он образовывался при комнатной температуре. Отжиг этого центра с дальнейшим повышением температуры также проходил различно для исследуемых облучающих частиц, что показано на примере политипа $4H$ -SiC (рис. 18). Образование всех центров дефектов авторами было связано с вакансионными комплексами. Был сделан вывод, что типы вакансионных дефектов были одинаковы для трех исследуемых политипов, но пути их образования и трансформации в процессе отжига различны.

Для лучшего понимания дефектообразования при ионном легировании были проведены DLTS-измерения на образцах n - $4H$ -SiC, облученных ионами He и В низкими дозами для исключения эффекта компенсации [178]. Чистые эпитаксиальные CVD-слои с концентрацией носителей $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ облучались ионами He с энергией 1.7 МэВ дозой $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ и ионами В с энергией 5 МэВ дозами 10^7 – $8 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$, создавая максимум концентрации на глубине ~ 4 мкм. Образцы, облученные He, отжигались затем при температурах 700 и 1000°C в вакууме, а имплантация ионов В проводилась как при комнатной температуре, так и при температурах 400 и 500°C . DLTS-измерения проводились в температурном интервале 80–700 К с использованием барьеров Шоттки с Au и Ni. Было отмечено, что при облучении ионами He вводились компенсирующие дефекты, которые частично отжигались при температурах 700 и 1000°C . При облучении В был обнаружен ГЦ с энергией ионизации $E_c - 0.7$ эВ, близкий к

энергетическому положению известного дефекта Z_1/Z_2 , идентифицированного как акцепторный центр [101,102]. Было обнаружено, что концентрация ГЦ с энергией $E_c - 0.7$ эВ возрастала к концу пробега ионов В, возрастала линейно с увеличением дозы облучения и увеличивалась с повышением температуры облучения до 400°C . Кроме того, при повышенных температурах измерения был выявлен центр с энергией ионизации $E_c - 1.6$ эВ с большим сечением захвата электронов $9 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$, положение которого не зависело от температуры.

Влияние отжига на поведение радиационных дефектов, образующихся в образцах n - $6H$ -SiC при облучении ионами He^+ , исследовалось методами DLTS и LTPL [179]. Облучались чистые эпитаксиальные CVD-слои толщиной 5 мкм с концентрацией носителей $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ионами He последовательно энергиями от 30 до 650 кэВ для создания box-профиля на глубине до 1.6 мкм. Дозы облучения выбирались такими, чтобы концентрации дефектов вакансионного типа составляли $2 \cdot 10^{16}$, $8 \cdot 10^{16}$ и $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. После облучения образцы отжигались со ступенчатым подъемом температуры до 1700°C . Данные DLTS выявили 2 центра дефектов с энергиями ионизации 0.42/0.46 и 0.64/0.7 эВ, близкими к энергетическому положению известных дефектов E_1/E_2 и Z_1/Z_2 . Центр E_1/E_2 ассоциировался авторами с известным дефектом D_1 — LTPL-пиком при 2.6 эВ, который отжигался при температуре выше 1700°C [165]. Линия 4349 Å в LTPL-спектре приписывалась дефекту, имеющему одинаковую природу с центром Z_1/Z_2 , который отжигался при $\sim 1400^\circ\text{C}$. Центры E_1/E_2 (0.38/0.44 эВ) и Z_1/Z_2 (0.64/0.75 эВ) с подобными температурами отжига $\gtrsim 1600^\circ\text{C}$ были определены из DLTS-измерений для облученных ионами He CVD-слоев n - $6H$ -SiC толщиной 5 мкм с концентрацией носителей 10^{16} см^{-3} [180,181]. Образцы облучались ионами He последовательно энергиями от 55 до 840 кэВ для создания box-профиля на глубине до 2 мкм. Также были выявлены центры с энергиями ионизации 0.5 и 0.53 эВ с температурами отжига соответственно 300 и более 1400°C . Было определено, что дефект E_1/E_2 (0.38/0.44 эВ) появлялся после нагрева образцов до 500°C и отжигался при температуре 1600°C . Он ассоциировался авторами с известным центром D_1 . Дефект Z_1/Z_2 отжигался при 1400°C , при этом с повышением температуры отжига увеличивалась энергия активации этого центра [$E_a(700^\circ\text{C}) = 0.65$ эВ и $E_a(1200^\circ\text{C}) = 0.74$ эВ], а также и сечения захвата электронов [$\sigma(700^\circ\text{C}) \approx 10^{-17} \text{ см}^2$ и $\sigma(1200^\circ\text{C}) \approx 10^{-16} \text{ см}^2$]. Был сделан вывод, что температуры отжига центров E_1/E_2 и Z_1/Z_2 , наблюдаемые в n - $6H$ -SiC при облучении ионами He, были выше, нежели при облучении аналогичных образцов электронами и нейтронами. Природа всех дефектов ассоциировалась с вакансиями, связанными на дислокациях.

Высокая температурная стабильность центров E_1/E_2 в $6H$ -SiC и Z_1/Z_2 в $4H$ -SiC отмечалась и при сравнительных DLTS-исследованиях радиационных дефектов, образующихся при облучении образцов электронами (2 МэВ),

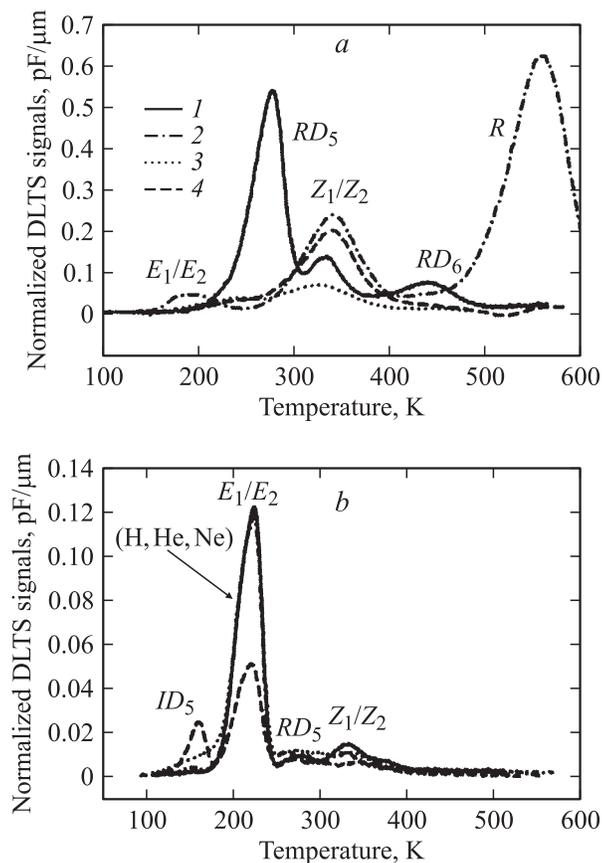


Рис. 19. Нормализованные спектры DLTS образцов n -6H-SiC, облученных ионами H (1), He (2), Ne (3) и Ar (4) и отожженных в течение 30 мин при температурах: a — 800°C, b — 1400°C [182].

протонами, ионами He, Ne и Ar с последующим отжигом при температурах 800–2300°C [182]. Дозы облучения были различными для всех частиц с таким расчетом, чтобы концентрация вводимых вакансий была одинакова — 10^{18} см $^{-3}$. Было показано, что типы вводимых дефектов, их концентрации и температурное поведение были различны в зависимости от массы облучающих частиц. Так, дефект E_1/E_2 в 6H-SiC появлялся только после отжига при 1400°C после облучения ионами H, Ne, Ar, а центр Z_1/Z_2 в 4H-SiC появлялся при облучении электронами без дополнительного отжига. Последнее наблюдалось и в работе [177]. Концентрации дефектов уменьшались с повышением температуры отжига. Наиболее стабильные центры E_1/E_2 в 6H-SiC и Z_1/Z_2 в 4H-SiC отжигались при температурах более 1700°C (рис. 19).

Роль дефекта D_1 при формировании имплантированного p -SiC исследовалась методами DLTS и LTPL при облучении ионами Al и B эпитаксиальных слоев n -4H-SiC с концентрацией носителей тока 10^{16} см $^{-3}$ [183]. Для создания вих-профиля на глубине до 0.6 мкм образцы облучались ступенчато в интервале энергий 40–400 кэВ для ионов Al и 40–300 кэВ для B с общей дозой

$5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. После имплантации образцы отжигались при температурах 1400–1700°C. После отжига при температуре 1400°C в спектре LTPL для обоих типов ионов наблюдалась линия 4272 Å, которая связывалась с появлением дефекта D_1 , как и при облучении SiC электронами [71]. Этот центр не исчезал и после отжига при 1700°C, хотя при этом концентрация активированной примеси Al резко возрастала с энергией активации $E_a = 160$ –165 мэВ. Авторами делался вывод, что центр D_1 не играет роли компенсирующего центра при формировании имплантированного p -SiC, что расходится с мнением авторов работы [165]. Время жизни позитронов 216 пс, которое наблюдалось после имплантации обоих типов ионов, объяснялось появлением дивакансий V_C-V_{Si} . После отжигов время жизни позитронов составляло 147–148 пс, что ассоциировалось авторами с вакансионными дефектами, связанными с вакансиями углерода V_C [37,39].

Как дивакансия V_C-V_{Si} , был идентифицирован также центр Z_1/Z_2 ($E_c - 0.71$ эВ) в образцах n -6H-SiC ($N_d - N_a = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$), имплантированных ионами He с энергией 2 МэВ дозой 10^{11} см $^{-2}$ и отожженных в интервале температур 200–900°C [184]. Исследования спектров DLTS и LTPL выявили дефекты E_1/E_2 ($E_c - 0.4$ эВ), RD_5 ($E_c - 0.51$ эВ) и RD_6 ($E_c - 0.82$ эВ). Центр Z_1/Z_2 появлялся после отжига при 400°C. Концентрации всех дефектов уменьшались с ростом температуры отжига, за исключением центра E_1/E_2 . Его концентрация возрастала вплоть до температуры отжига 900°C (рис. 20). Авторы считают, что при 600°C отжигаются дефекты вакансионного типа (V_C).

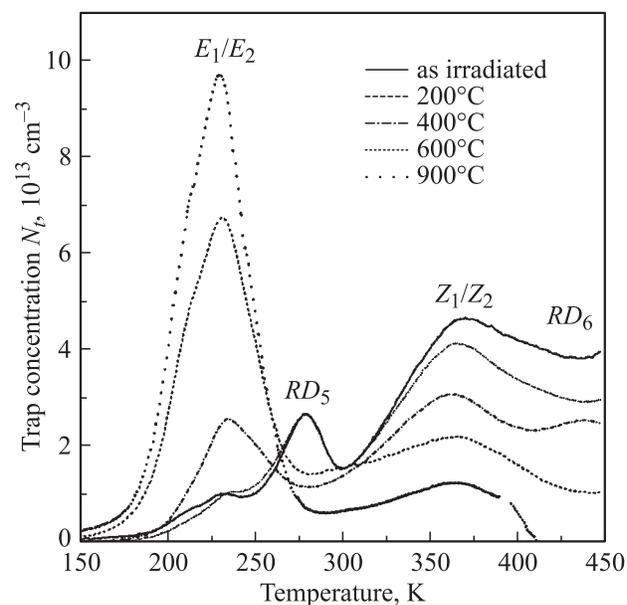


Рис. 20. Спектры DLTS для образцов n -6H-SiC, облученных ионами He с энергией 2 МэВ дозой 10^{11} см $^{-2}$, после отжига при температурах, указанных на рисунке [184].

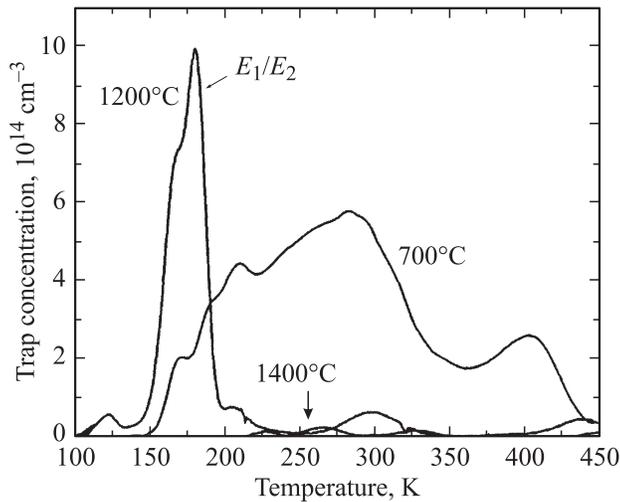


Рис. 21. Спектры DLTS, измеренные для эпитаксиального слоя n -6H-SiC после облучения его ионами С с энергией 10 МэВ дозой 10^{11} см^{-2} [185] и отжига при температурах, указанных на рисунке.

Такие же дефекты E_1/E_2 ($E_c - 0.4$ эВ), RD_5 ($E_c - 0.51$ эВ) и Z_1/Z_2 ($E_c - 0.67$ эВ) были выявлены DLTS-измерениями в эпитаксиальных CVD-слоях n -6H-SiC после облучения ионами С [185]. Образцы облучались ионами С дозой 10^{11} см^{-2} с энергией 10 МэВ, достаточной для полного прохождения эпитаксиального слоя и создания в нем однородно распределенных радиационных дефектов. При этом концентрация вводимых вакансий составляла $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, согласно вычислениям по программе TRIM. После облучения образцы отжигались в атмосфере Ar. Все дефекты отжигались при температуре 1200°C, за исключением центра E_1/E_2 с температурой отжига 1400°C (рис. 21). Дефект E_1/E_2 ассоциировался с вакансией V_{Si} или комплексами с ней аналогично выводам, сделанным при облучении SiC электронами [39,110], и считался ответственным за гашение линии люминесценции 423 нм в спектре RTPL (room temperature photoluminescence).

Образование глубоких уровней дефектов как следствие облучения SiC ионами Si с энергией 8 МэВ дозами $10^9 - 10^{12} \text{ см}^{-2}$ наблюдалось методами сканирующей емкостной микроскопии (SCM), TEM и DLTS (150–450 К) [186]. Облучались слои n -6H-SiC толщиной 4 мкм, с концентрацией носителей $2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Для исходных образцов был зафиксирован один уровень дефектов с энергией активации $E_c - 1.38$ эВ и концентрацией $1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. После облучения этот уровень исчезал, но появлялись 4 новых уровня ниже потолка зоны проводимости с энергиями 2.17, 1.34, 1.23, 0.91 эВ и концентрациями $2.5 \cdot 10^{15}$, $7.4 \cdot 10^{14}$, $4.4 \cdot 10^{14}$ и $7.1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ соответственно (рис. 22). Уровень радиационного дефекта 2.17 эВ рассматривался как компенсирующий для энергетических уровней основных примесей.

Влияние облучения ионами с различными массами на дефектообразование в SiC исследовалось при облучении кристаллов 6H-SiC ионами Au с энергией 2 МэВ при температуре 170 К и ионами Si с энергией 550 кэВ при температуре 190 К [187]. После облучения разными дозами образцы отжигались до температуры 800 К. Сравнение результатов моделирования процессов дефектообразования методом молекулярной динамики и экспериментальных данных из RBS-измерений позволило авторам считать, что при облучении SiC ионами Au образуются изолированные точечные дефекты и протяженные кластеры, состоящие из межузельных и замещающих дефектов. Эти дефекты не отжигались полностью при 800 К, что авторы объясняли частичной аморфизацией SiC в процессе облучения или образованием кластеров в каскадном процессе дефектообразования в процессе отжига. При облучении ионами Si появлялись изолированные вакансии, межузельные и замещающие дефекты, которые отжигались при 300 К за счет повышенной миграции дефектов в неравновесной системе. Число и размеры кластеров, состоящих из атомов замещения, были намного больше при облучении ионами Au, нежели ионами Si. Таким образом, увеличение массы облучающих ионов приводило к увеличению видов радиационных дефектов, а также их концентрации и размеров.

К увеличению видов радиационных дефектов, а также их концентрации и размеров приводит также увеличение дозы облучения. Это было показано при облучении кристаллов и эпитаксиальных слоев n -6H и 4H-SiC ионами Al с энергиями 100–150 кэВ дозами $10^{12} - 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ при 25°C (рис. 23) [56,188]. Согласно данным PAS, EPR и RBS, при дозах менее 10^{13} см^{-2} образовывались моно- и дивакансии. При дозах око-

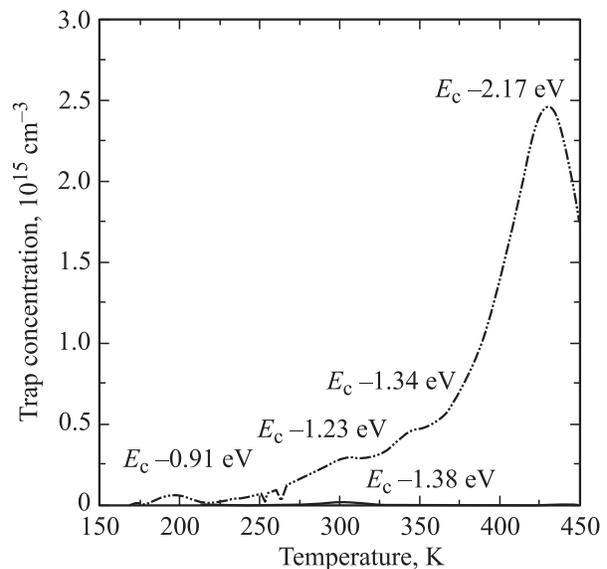


Рис. 22. Спектр DLTS, измеренный для слоя n -6H-SiC после облучения его ионами Si с энергией 8 МэВ дозой 10^{12} см^{-2} [186].

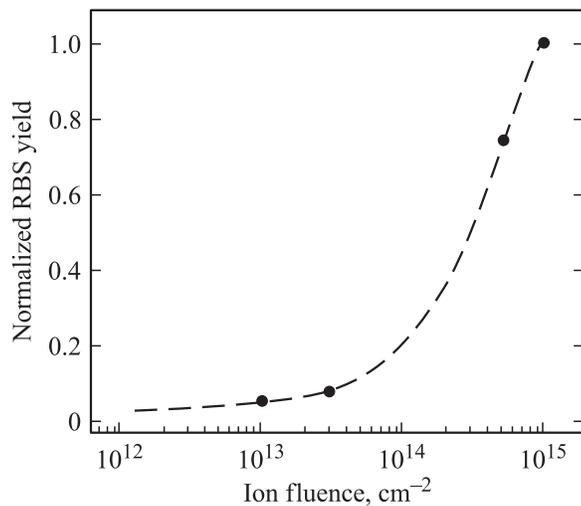


Рис. 23. Зависимость уровня нарушений в эпитаксиальных слоях n -4H-SiC от дозы ионов Al, имплантированных с энергией 100 кэВ при 25°C [188].

ло 10^{13} см^{-2} позитроны аннигилировали в основном на дивакансиях, которые группировались в кластеры при увеличении дозы до 10^{14} см^{-2} . Выше этой величины дозы структура начинала переходить в аморфное состояние и невозможно было идентифицировать дефекты, что согласуется с данными работы [172]. Согласно данным EPR, при этом появлялись фазовые включения, которые, предположительно, рассматривались как стабильные графитовые нанокластеры, которые не отжигались даже при 1100°C [56].

Другие виды дефектов были обнаружены при проведении PAS-измерений образцов 6H-SiC при облучении их ионами P с концентрациями, превышающими предел растворимости [189]. CVD-слои с концентрацией носителей $3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ облучались ионами P с энергией 200 кэВ дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ при 300 K, что создавало имплантированный слой на глубине $\sim 250 \text{ нм}$. После облучения образцы отжигались изохронно в диапазоне температур 100–1700°C в течение 20 мин в атмосфере Ar. После облучения был обнаружен на поверхности образца аморфный слой на глубине 180 нм. За ним следовала область, для которой позитронное время жизни составляло 266 пс и ассоциировалось с дивакансиями V_C-V_{Si} . Из анализа PAS-измерений было выявлено наличие радиационных дефектов на глубине более 700 нм, гораздо глубже проецированного пробега ионов R_p . Отжиг имплантированного слоя проходил в три стадии. С повышением температуры до 600°C происходила релаксация в аморфном слое, а в следующей за ним областью S -параметр уменьшался вследствие миграции моновакансий, таких как V_{Si} , к поверхности образца. Дальнейшее повышение температуры отжига до 1000°C приводило к росту величины S -параметра в интервале 0.5–0.54 и позитронного времени жизни до 250 пс, что объяснялось появлением по всей глубине

имплантированного слоя дефектов в виде кластеров, состоящих из более чем 10 дивакансий V_C-V_{Si} . Отжиг при 1700°C приводил к переходу из аморфного в кристаллическое состояние с незначительным уменьшением величины S -параметра и со сдвигом кривой дефектов к поверхности. Уменьшение величины S -параметра на этой стадии отжига авторы связывали с возможным политипным переходом 6H-SiC в 3C-SiC аналогично данным, полученным при облучении ионами Ge [171]. Подобный вывод о возможной трансформации политипов при отжиге аморфизованных имплантированных слоев был сделан при проведении холловских измерений и рамановской спектроскопии в образцах p -SiC при облучении их высокими дозами ионов P с целью формирования слоев n -типа проводимости [190]. Эпитаксиальные слои p -4H-SiC с концентрацией носителей $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ облучались ионами P последовательно с энергиями 10–280 кэВ, чтобы создать профиль „box“ на глубине 300 нм. Дозы легирования составляли $10^{13}–5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, что соответствовало концентрации атомов фосфора $3.3 \cdot 10^{17}–8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Затем образцы отжигались изохронно при температурах 1200–1700°C. При концентрациях имплантированных атомов менее $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (доза 10^{14} см^{-2}) практически полный отжиг дефектов происходил при температурах 1700°C, при этом концентрация активированных носителей составляла $1.93 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Облучение образцов атомами фосфора с концентрацией $2.3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, которая считается пределом растворимости для фосфора [191,192], приводило к формированию аморфного слоя, который не восстанавливался полностью даже при отжиге 1700°C. Согласно рамановским измерениям, при концентрациях внедренных атомов, превышающих предел растворимости, была показана возможность перехода политипа 4H-SiC в 3C-SiC и образование дефектов упаковки (stacking faults).

Эффект уменьшения первоначальной глубины радиационных дефектов, введенных при высокодозовой имплантации ионов Al в 4H-SiC [189], наблюдался также из измерений RBS/C [193]. Эпитаксиальные слои n -4H-SiC ($N_d-N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$) облучались ионами Al при 25°C с энергией 100 кэВ дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и отжигались в течение 15 с при 1700°C. Согласно расчетным и данным SIMS (масс-спектрометрия вторичных ионов), глубина профиля имплантированных ионов составляла 120 нм, а максимум структурных нарушений располагался на глубине 85 нм. Согласно данным RBS/C, после имплантации образовывался аморфный слой на глубине $\gtrsim 200 \text{ нм}$, что превышало ширину области генерации первичных дефектов, рассчитанную по программе TRIM (рис. 24). Авторы считали, что это связано с эффектом насыщения скорости генерации радиационных дефектов при облучении SiC ионами дозой, предельной для перехода в аморфное состояние, что наблюдалось ранее и для электронов [101]. При этом отжиг приводил к частичной рекристаллизации аморфного слоя на глубину $\sim 50 \text{ мкм}$ от внутренней границы аморфно-

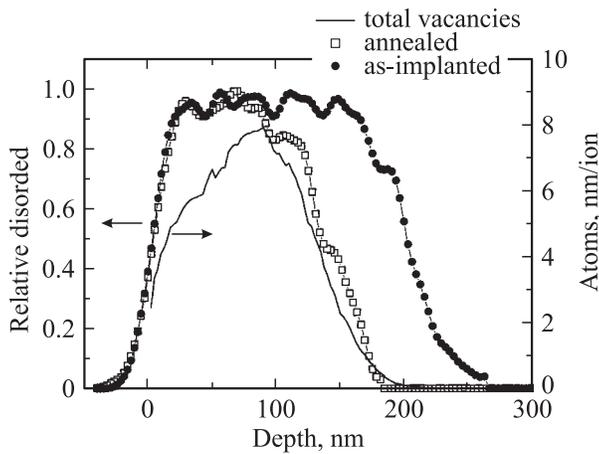


Рис. 24. Функция генерации первичных дефектов (полное число вакансий), рассчитанная по программе TRIM (сплошная линия), а также профиль нарушений в CVD-слое 4H-SiC после имплантации Al и после отжига [193].

го слоя. Толщина оставшейся после отжига аморфной части имплантированного слоя практически совпадала с шириной области генерации первичных дефектов и, согласно выводам работы [167], состояла из кластеров, включающих 2–5 дивакансий V_C-V_{Si} , что хорошо согласуется и с данными работы [189]. В работе [167], где имплантация ионов Al проводилась в кристаллы 6H-SiC, из измерений RBS/C также наблюдалась глубина залегания кривой дефектов меньше величины проецированного пробега R_p . Однако из измерений PAS глубина залегания дефектов после имплантации намного превосходила величину R_p для ионов Al, из чего делался вывод, что эти методики фиксируют разные дефектные формы. RBS/C-измерения фиксируют дефекты, связанные с межузельным C_i , а данные PAS относятся к дефектам вакансионного типа (V_{Si}).

Радиационные дефекты на глубине, превышающей величину проецированного пробега имплантированных ионов R_p , детектируемые с помощью PAS-измерений в работах [168,170], наблюдались и при облучении эпитаксиальных слоев n -4H-SiC ионами B, N и Al [194]. Образцы облучались при 300 K ионами B, N и Al дозами соответственно $4 \cdot 10^{14}$, $5 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ и $9 \cdot 10^{11}$ – $6 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ с энергиями, обеспечивающими одинаковую величину проецированного пробега $R_p \leq 0.11$ мкм. Было показано, что глубина залегания радиационных дефектов намного превышала величину R_p и „хвосты“ радиационных дефектов наиболее глубоко залегали для более тяжелых ионов. Авторы объясняли образование хвостов радиационных дефектов за счет каналированных ионов во время облучения. Ранее при облучении n -6H-SiC высокоэнергетичными ионами B, Al и Ga было показано, что глубина каналирования зависит от массы ионов, возрастая с ее увеличением [195]. Этот эффект объяснялся увеличением вклада ядерного торможения в общую тормозную энергию с увеличением массы ионов,

что приводило к более глубокому их каналированию. Согласно измерениям PAS, в области вблизи пика R_p образовывались радиационные дефекты, идентифицированные как дивакансии V_C-V_{Si} , а на хвостах основными ловушками позитронов были вакансии V_{Si} [194]. При этом глубина залегания хвостов не увеличивалась при облучении большими дозами, обеспечивающими переход в аморфное состояние.

Глубина каналирования имплантированных ионов зависит в значительной степени от ориентации кристаллографических осей SiC относительно направления облучающих частиц [196]. Кристаллы n -6H-SiC облучались под углом 60° к нормали (0001) ионами Au при 300 K с энергией 2 МэВ дозами $2.9 \cdot 10^{12}$ – $1.2 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$. Распределение дефектов вдоль направлений $\langle 0001 \rangle$, $\langle 1\bar{1}02 \rangle$ и $\langle 10\bar{1}1 \rangle$ исследовалось методами RBS и NRA/C. Вдоль направления $\langle 0001 \rangle$ одинаковые уровни нарушений за счет каналирования ионов наблюдались для подрешеток Si и C. Накопление нарушений происходило линейно с увеличением дозы облучения (рис. 25). Однако вдоль осей $\langle 1\bar{1}02 \rangle$ и $\langle 10\bar{1}1 \rangle$ количество нарушений в подрешетках Si и C было больше, увеличиваясь сублинейно с дозой облучения. В этих направлениях наибольшее количество нарушений наблюдалось на C-подрешетке за счет меньшей величины пороговой энергии смещения (E_d) атомов C. Восстановление структурных нарушений при температуре 570°С также происходило более эффективно в направлении $\langle 0001 \rangle$.

При облучении кристаллов n -4H-SiC ионами Al также значительное их каналирование наблюдалось в направлении $\langle 1\bar{1}\bar{2}0 \rangle$ с глубиной проникновения, превосходящей в 45 раз величину проецированного пробега R_p [197]. Кристаллы были ориентированы в направлениях $\langle 0001 \rangle$ и $\langle 1\bar{1}\bar{2}0 \rangle$. Делался вывод, что при создании приборов, которые подвергаются облучению как в процессе их создания, так и в процессе эксплуатации, целесооб-

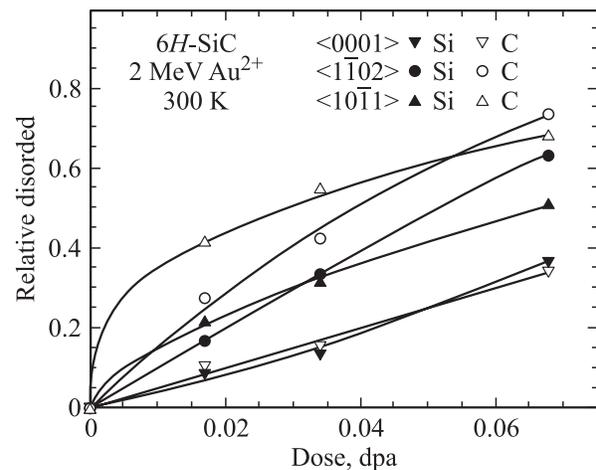


Рис. 25. Относительные нарушения на подрешетках C и Si вдоль направлений $\langle 0001 \rangle$, $\langle 1\bar{1}02 \rangle$ и $\langle 10\bar{1}1 \rangle$ в зависимости от дозы легирования при 300 K ионами Au кристаллов n -6H-SiC [196].

разно выбирать материал с ориентацией $\langle 0001 \rangle$. Для уменьшения эффекта каналирования кристаллы с ориентацией $\langle 0001 \rangle$ предлагалось располагать нормально к падающему облучению.

4.2.2. Облучение в нагретую мишень. Как показано выше, облучение ионами приводит к созданию широкого спектра радиационных дефектов. Для изучения их природы, а также уменьшения их концентрации и активации примеси в случае использования ионной имплантации для создания приборных структур необходимо проведение высокотемпературных отжигов. Однако это может привести к порождению вторичных дефектов, к трансформации политипов с образованием дефектов упаковки (stalking faults) и эрозии поверхности имплантированного слоя. Одним из способов уменьшения вводимых при ионном облучении дефектов в SiC является проведение имплантации в нагретую мишень.

Эффект уменьшения концентрации вводимых дефектов в SiC при ионном облучении в температурном интервале 25–600°C изучался на примере поведения известного дефекта D_{11} из спектров PL (2K) [198]. Образцы *n*-4H и 6H-SiC облучались ионами C и Si с энергиями 110 и 200 кэВ соответственно, что обеспечивало одинаковую величину проецированного пробега ионов $R_p = 2000 \text{ \AA}$. Дозы имплантации $1.4 \cdot 10^{13}$ и $4.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ обеспечивали введение одинакового числа вакансий для ионов C и Si соответственно. Было выявлено увеличение концентрации дефекта D_{11} с увеличением дозы имплантации. Он был стабилен до температуры отжига 1500°C и приписывался линиям 3850 Å для 4H-SiC и 4200 Å для 6H-SiC в спектре PL. Также было показано, что при нагреве образцов обоих политипов во время облучения вплоть до 600°C интенсивность линии, соответствующей D_{11} , была выше при облучении ионами C. Это объяснялось формированием дефектов, включающих межузельный C за счет увеличения его подвижности при нагреве образцов, в отличие от межузельного Si. Эти выводы согласуются с ранее полученными в работе [169].

Ранее при облучении кристаллов *n*-6H-SiC ионами Al и N отмечался различный вид образующихся радиационных дефектов в зависимости от температуры имплантации в интервале 200–1000°C [167,168]. Образцы облучались ионами Al с энергией 180–500 кэВ дозами $(2-4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ или последовательно ионами N с энергиями 65 и 120 кэВ дозами $5 \cdot 10^{16}$ и $1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, а затем ионами Al с энергиями 100 и 160 кэВ дозами $5 \cdot 10^{16}$ и $1.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ [168]. Исследования PAS, RBS и SPIS при температуре облучения до 200°C выявили образование аморфных слоев и вакансионных кластеров с размерами, превышающими размеры 5 дивакансий V_C-V_{Si} . Увеличение температуры облучения приводило к уменьшению нарушений в имплантированном слое с одновременным перемещением их к поверхности образца; основными дефек-

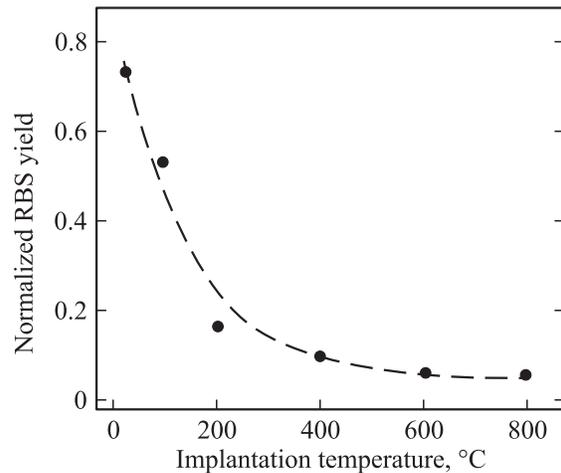


Рис. 26. Зависимость уровня нарушений в эпитаксиальных слоях *n*-4H-SiC, имплантированных ионами Al с энергией 100 кэВ дозой $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, от температуры облучения [188].

тами считались дивакансии V_C-V_{Si} . Эти образования и трансформации дефектов авторы объясняли ускорением рекомбинации межузельных атомов и вакансий, обусловленной повышением их подвижности с температурой. Наименьшие нарушения вакансионного типа наблюдались при температуре подложки при облучении 400°C [199].

Позднее при облучении эпитаксиальных слоев *n*-4H-SiC ионами Al с энергией 100 кэВ дозой $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при температурах подложки 25–800°C и исследовании образцов методами PAS и RBS было подтверждено уменьшение числа дефектов с увеличением температуры облучения (рис. 26) [188,200]. Быстрое уменьшение концентрации дефектов наблюдалось уже при нагреве мишени до 100°C. На основе температурных зависимостей параметров S и W , полученных при измерениях PAS, был сделан вывод, что это уменьшение вызвано образованием вакансионных кластеров. Такая низкая температура отжига радиационных дефектов (100°C) объяснялась повышенной подвижностью вакансий при имплантации по причине неравновесного состояния системы. С повышением температуры облучения действуют два процесса — аннигиляция дефектов (рекомбинация междоузлий и вакансий) и накопление дефектов с увеличением размеров кластеров. Наименьшее количество дефектов наблюдалось при температуре образцов 400°C, когда процесс аннигиляции дефектов („процесс восстановления“) еще превалировал над процессами их накопления. С увеличением температуры образцов до 800°C размеры кластеров увеличивались и могли превышать размеры 5 моновакансий.

Эффект восстановления структуры при облучении эпитаксиальных слоев *n*-4H-SiC с концентрацией электронов $1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ионами Al в интервале температур 150–450 K изучался с применением методик

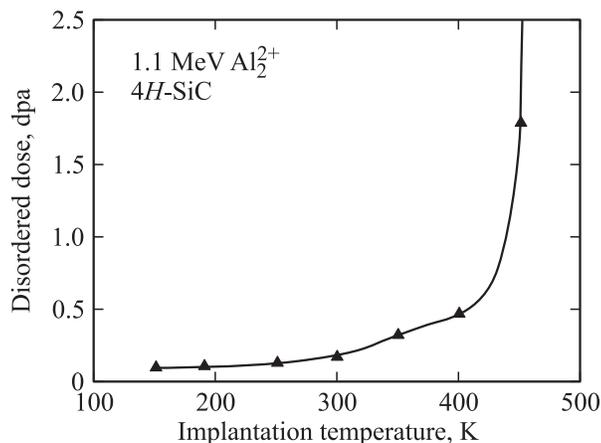


Рис. 27. Зависимость дозы, необходимой для получения аморфного слоя с относительным разупорядочением 0.9, от температуры образца *n*-4H-SiC при облучении его ионами Al [201].

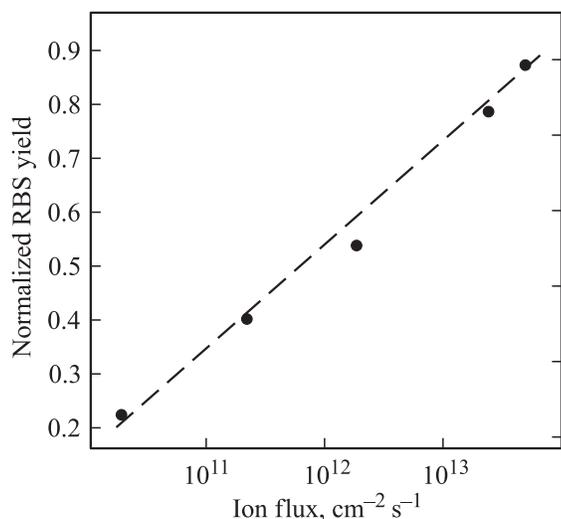


Рис. 28. Зависимость уровня нарушений от скорости облучения кристаллов *n*-4H-SiC ионами Si с энергией 100 кэВ дозой $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ [188].

RBS/C, NRA/C и TEM [201]. Образцы облучались двухзарядными ионами Al с энергией 1.1 МэВ дозами $1.4 \cdot 10^{13}$ – $4.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, при которых образовывались как изолированные дефекты, так и скрытые аморфизованные слои. Согласно исследованиям, резкое возрастание дозы облучения, необходимой для аморфизации имплантированного слоя, наблюдалось после нагрева мишени до критической температуры 450 К (рис. 27). Здесь процесс аннигиляции приводил к ослаблению процесса аккумуляции радиационных дефектов и требовалось увеличение дозы имплантации в 20 раз по сравнению с облучением при 150 К, чтобы ввести одинаковое число дефектов. Это указывает на возможное увеличение радиационного ресурса приборов на основе SiC при повышенных рабочих температурах.

Поскольку процесс аннигиляции радиационных дефектов, вводимых при облучении ионами, является термически активированным, температура образцов при облучении оказывает заметное влияние и на скорость введения дефектов (*flux*), которая в свою очередь также определяет процесс дефектообразования [202]. Как отмечалось выше, концентрация вводимых радиационных дефектов зависит от баланса между скоростями их генерации и аннигиляции. Поэтому, если скорость введения дефектов достаточно мала, они успевают аннигилировать, особенно если имплантация проводится в нагретую мишень (динамический отжиг). При этом плотность дефектов может никогда не достигать критической величины аморфизации. Эффект динамического отжига исследовался методом RBS на кристаллах *n*-4H-SiC при облучении их ионами Si с энергией 100 кэВ дозой $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, введенной с разными скоростями в интервале $1.9 \cdot 10^{10}$ – $4.9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [188,203]. Образцы облучались при нагреве их до 200°C. Было показано, что увеличение скорости введения дозы (эффект скорости дозы) приводило к увеличению концентрации радиационных дефектов и к аморфизации при скорости $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (для дозы $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) (рис. 28). Основными типами радиационных дефектов при исследуемых режимах эксперимента считались дивакансии. Была определена энергия активации динамического отжига, которая составляла 1.3 эВ для температур 25–150°C. Это обеспечивало при температуре облучения образца 100°C уменьшение числа смещенных атомов Si в 4 раза по сравнению с облучением при 25°C. Полученные результаты свидетельствуют об увеличении ресурса скорости введения радиационных дефектов в SiC при повышенных температурах.

4.3. Облучение тяжелыми высокоэнергетичными ионами

Многочисленные исследования влияния облучения легкими частицами — электронами, протонами и нейтронами — на природу дефектов в SiC позволили выявить закономерности радиационного дефектообразования в этом материале [101,131,158]. Однако значительный интерес представляют также исследования механизмов дефектообразования в SiC при облучении высокоэнергетичными тяжелыми ионами, т.е. атомами с массой больше 80 и энергиями выше 100 МэВ, поскольку они моделируют структурные нарушения, которые создаются осколками деления ядер. При этом в условиях высокого и сверхвысокого уровня ионизационных потерь энергии и высокого темпа генерации радиационных дефектов возможно образование различных типов радиационных дефектов. Этому способствует и неоднородное распределение радиационных дефектов по длине трека ионов, создавая как точечные, так и протяженные дефекты, а также латентные треки. Наиболее вероятной причиной образования последних является формирование в области трека аморфной фазы с плотностью, меньшей, чем

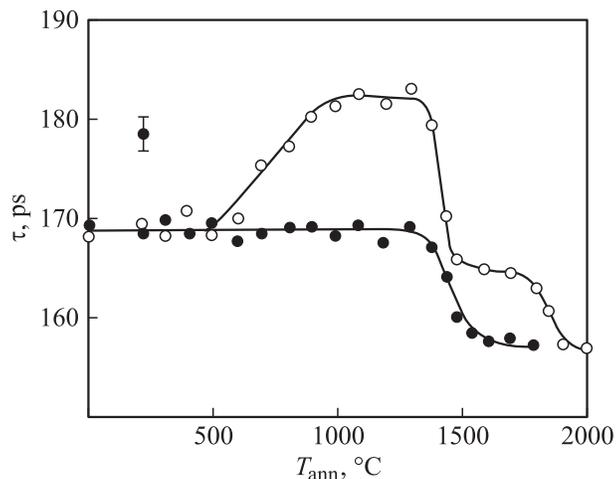


Рис. 29. Зависимости среднего времени жизни позитронов τ от температуры изохронного отжига образцов T_{ann} , облученных ионами Хе флюенсами менее $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (темные кружки) и менее $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (светлые кружки) [205].

плотность кристаллической решетки. Возникающие в области трека высокие термоупругие напряжения также могут оказывать значительное влияние на формирование дефектов [204].

Первые исследования дефектообразования PAS в кристаллах SiC политипов 3C, 6H, 4H и 15R *n*- и *p*-типов проводимости, облученных тяжелыми ионами, были проведены с использованием ионов Хе с энергией 124 МэВ [205,206]. Кристаллы с концентрациями примесных атомов $2 \cdot 10^{17} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ облучались ионами Хе флюенсами $5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и затем изохронно отжигались до 1000°C на воздухе и до 2300°C в атмосфере Ag. Было определено, что при флюенсе $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ долгоживущая компонента времени жизни позитронов достигала насыщения с величиной 220–230 нс, что связывалось с образованием комплексов с дивакансиями аналогично данным, полученным при облучении SiC электронами [38,39], протонами [154] и ионами Al и В [183]. Отжиг образцов, облученных флюенсами менее $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, проходил в одну стадию в диапазоне температур $1400 - 1600^\circ\text{C}$, где позитроны аннигилировали в вакансионных дефектах одного типа (темные кружки, рис. 29). Однако отжиг образцов, облученных флюенсами более $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, проходил в две стадии с участием отрицательного отжига (светлые кружки, рис. 29). Флюенс $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ считался критическим, после которого облученная система в процессе отжига становилась неустойчивой, что приводило к кластеризации первичных дефектов в диапазоне температур $500 - 1000^\circ\text{C}$. Такие вакансионные кластеры могут вызвать деградацию электронных свойств приборов на основе SiC, работающих при температурах выше 500°C .

Аналогичное значение времени жизни позитронов (225 нс) было определено из исследований PAS для дефектов, образующихся в процессе облучения кристаллов

n-6H-SiC ионами Kr с энергией 246 МэВ флюенсами $10^{10} - 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [207]. Величины *S*-параметра и времени жизни позитронов возрастали с увеличением флюенсов до 10^{13} см^{-2} , после чего наблюдалось насыщение этих величин и время жизни позитронов составляло 225 нс. Это значение было близко к величине, определенной для кристаллов *n*-4H-SiC (216 нс), облученных ионами Al и В, которая ассоциировалась с дефектами вакансионного типа $V_{\text{C}} - V_{\text{Si}}$ [183].

Влияние величины флюенса ионов Хе на дефектообразование в SiC изучалось также на кристаллах *p*-6H-SiC с концентрацией носителей $1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [208]. Образцы облучались ионами Хе флюенсами $10^9 - 10^{14} \text{ см}^{-2}$ с энергией 5.5 ГэВ, что обеспечивало образование радиационных дефектов однородно по всему объему образца, так как пробег ионов Хе составлял $R_p \approx 400 \text{ мкм}$. Холловские измерения выявили увеличение проводимости образцов при увеличении флюенсов до 10^{12} см^{-2} , что объяснялось введением точечных дефектов при облучении, образующих уровни в запрещенной зоне. Образование точечных дефектов в аналогичных условиях эксперимента было подтверждено данными TEM и HRTEM [209]. Увеличение флюенсов ионов Хе до 10^{15} см^{-2} , так же как отжиг облученных образцов до температуры 1373 K , приводило к образованию протяженных дефектов, которые представлялись как петли, лежащие в базальных или призматических областях. Увеличение флюенсов приводило также к уменьшению проводимости образцов после облучения, и при измерениях оптической абсорбции было выявлено уменьшение ширины запрещенной зоны до 2.62 и 1 эВ при облучении флюенсами $2 \cdot 10^{13}$ и 10^{14} см^{-2} соответственно. Аналогичная картина наблюдалась при облучении SiC электронами, что объяснялось появлением хвостов состояний вблизи краев соответствующих зон при высоком уровне дефектности [210]. Был сделан вывод, что все дефекты создавались по каналу упругого рассеяния и не было замечено образования аморфных слоев вплоть до уровня ионизационных потерь 2.19 кэВ/нм. Также не было замечено образования латентных треков вдоль пробега тяжелых ионов при облучении кристаллов *n*-6H-SiC (300 K) ионами иода с энергией 72 МэВ флюенсами выше 10^{17} см^{-2} [211] и ионами В с энергией 710 МэВ флюенсами $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$ [212]. Таким образом, и в этих случаях дефекты создавались по каналу упругого рассеяния и не было замечено образования аморфных слоев вплоть до уровня ионизационных потерь 15 кэВ/нм (I) и 34 кэВ/нм (Vi).

Для выяснения механизма аморфизации при облучении тяжелыми ионами сравнивались зависимости пороговой дозы, приводящей к аморфизации, от температуры облучения кристаллов *n*-6H-SiC электронами, ионами Si и Хе (рис. 30) [140]. Скорость введения дефектов была одинакова для указанных типов облучения и равна $2 \cdot 10^{-3} \text{ дпа/с}$. Было показано, что с увеличением массы облучающих частиц пороговая доза, необходимая для перехода в аморфное состояние, уменьшалась при всех

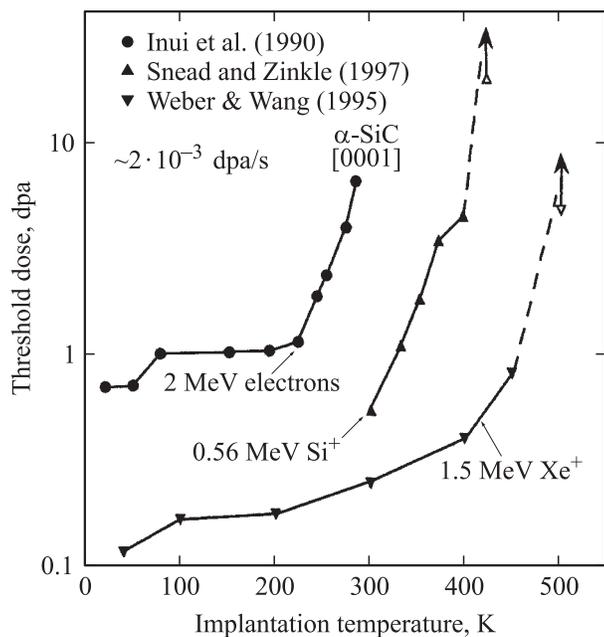


Рис. 30. Зависимости пороговой дозы аморфизации от температуры облучения для кристаллов n -6H-SiC, облученных электронами, ионами Si и Xe [140].

указанных температурах облучения. Для каждого типа ионов существует критическая температура облучения, после которой наблюдалось резкое увеличение критической дозы облучения, приводящей к аморфизации. Также для каждого типа ионов с увеличением температуры имплантации увеличивалась доза, необходимая для аморфизации образца. Поскольку облучение тяжелыми ионами приводило к образованию протяженных образований дефектов, то, по мнению авторов работы [140], процесс аморфизации начинается внутри этих кластеров и при более высоких температурах, нежели для электронов, где аморфизация обусловлена простыми дефектами.

Использование более чистых эпитаксиальных слоев n -4H-SiC позволило провести оптические и электрофизические исследования при облучении их ионами Kr (300 K) с энергией 246 МэВ флюенсами $5 \cdot 10^9$ – $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [213]. Электрофизические характеристики исследовались с помощью барьеров Шоттки из Si, которые напылялись на эпитаксиальные CVD-слои толщиной 26 мкм с концентрацией носителей $(4\text{--}5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, выращенных на низкоомных подложках. Температурные зависимости сопротивления CVD-слоя до и после облучения определялись в температурном интервале 293–695 K. Глубина профиля распределения имплантированных ионов Kr составляла 22 мкм, согласно вычислениям по программе TRIM (рис. 31) [145]. Поэтому все полученные данные относились к изменениям, происходящим в эпитаксиальном слое (26 мкм) при облучении. Было установлено, что облучение приводило к гашению в спектре PL (77 K) линии, связанной с экситоном (3.189 эВ), и возрастанию

интенсивности широкой полосы с максимумом ~ 2.7 эВ. В то же время в спектре отсутствовали линии дефектов, типичные для образцов, облученных легкими частицами. Это указывало, по мнению авторов, на разные механизмы влияния электронов и быстрых тяжелых ионов на кристаллическую решетку SiC. Согласно измерениям C-DLTS и I-DLTS, после облучения основными центрами дефектов в CVD-слое на глубине до 5 мкм от поверхности были глубокие центры (ГЦ) с энергиями активации 0.43, 0.66 и 0.76 эВ ниже дна зоны проводимости E_c , наблюдаемые и при облучении электронами, протонами, ионами He и нейтронами. Уровни 0.43 и 0.76 эВ ниже E_c отжигались при нагреве образцов до 620 K, а концентрация ГЦ с энергией $E_c - 0.66$ эВ (Z_1/Z_2) возрастала с увеличением флюенса ионов Kr. Сравнивая изменения концентраций носителей заряда и центра Z_1/Z_2 до и после облучения, был сделан вывод, что этот ГЦ не являлся компенсирующим, что соответствует данным работы [165].

При облучении вышеуказанных CVD-слоев n -4H-SiC ионами Bi (300 K) с энергией 710 МэВ флюенсами $1.4 \cdot 10^9$ – 10^{13} см^{-2} были выявлены радиационные центры с параметрами, аналогичными полученным при облучении ионами Kr [214]. В спектре PL после облучения также присутствовала интенсивная широкая полоса с максимумом 2.7 эВ, которую приписывают известному центру D_1 . DLTS-измерения проводились на Si-диодах Шоттки в диапазоне температур 80–400 K или при 80–700 K — на ионно-легированных Al p^+ - n -переходах, созданных в этих слоях. Полученные с помощью программы TRIM профили первичных радиационных дефектов вдоль пробега ионов Bi с энергией 710 МэВ в SiC составляли 28.8 мкм (рис. 32). Принимая во внимание, что толщина CVD-слоя равнялась 26 мкм, можно утверждать, что результаты, наблю-

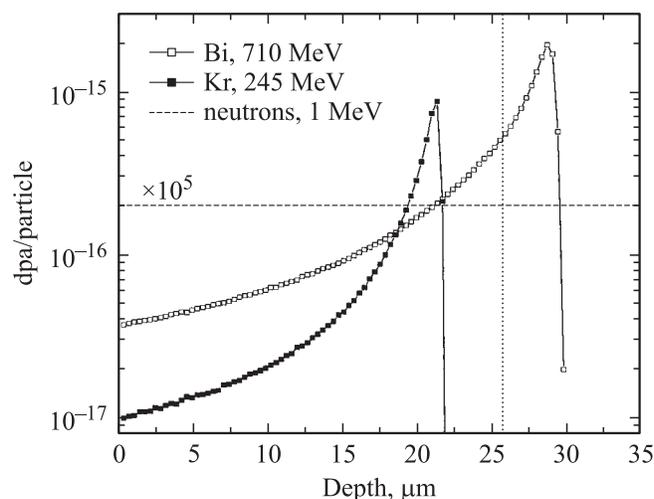


Рис. 31. Распределения первичных радиационных дефектов, вычисленные по программе TRIM, в n -4H-SiC при облучении нейтронами, ионами Kr и Bi с энергиями 1, 246 и 700 МэВ соответственно [145].

даемые при облучении ионами Bi, отражают процессы, происходящие в эпитаксиальном слое. Как показано на рис. 32, облучение 4H-SiC нейтронами, ионами Kr и Bi приводило к образованию уровней дефектов в верхней половине запрещенной зоны со значениями

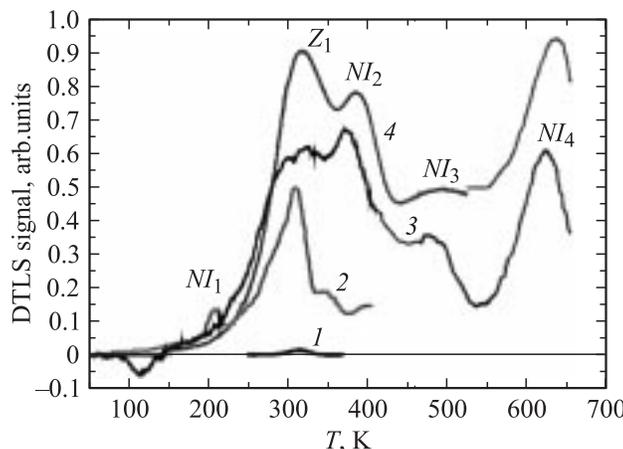


Рис. 32. Спектры C-DLTS CVD-слоев 4H-SiC, измеренные как на исходных слоях 4H-SiC (кривая 1), так и после облучения их нейтронами, ионами Kr и Bi (кривые 3, 2 и 4 соответственно). Спектры 1 и 2 измерены на барьерах Шоттки до температуры 400 K, а спектры 3 и 4 — на ионно-легированных алюминием $p^+ - n$ -переходах до температуры 700 K [214].

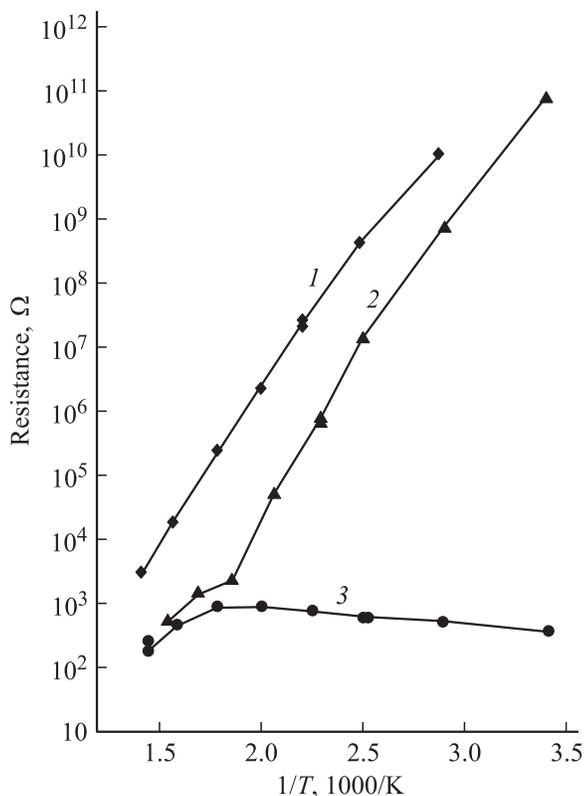


Рис. 33. Температурные зависимости сопротивлений CVD-слоев 4H-SiC, облученных нейтронами (кривая 2) и ионами Bi и Kr (кривые 1 и 3) [214].

Таблица 2. Параметры центров дефектов, обнаруженных в 4H-SiC до и после облучения нейтронами, ионами Kr и Bi

Облучение	Центр	$E_c - E_0$, эВ	σ_n , см ²	N , см ⁻³
Исходный образец	Z_1	0.63 ± 0.01	10^{-14}	$2 \cdot 10^{13}$
Нейтроны, флюенс $3.1 \cdot 10^{14}$ см ⁻²	NI_1	0.37 ± 0.01	10^{-16}	$5.5 \cdot 10^{13}$
	Z_1	0.69 ± 0.01	10^{-14}	$5.5 \cdot 10^{14}$
	NI_2	0.74 ± 0.03	$5 \cdot 10^{-15}$	$5.8 \cdot 10^{14}$
	NI_3	0.92 ± 0.1	$5 \cdot 10^{-15}$	$\sim 2 \cdot 10^{14}$
⁸⁴ Kr ⁺ , флюенс 10^{10} см ⁻²	NI_4	1.56 ± 0.02	$5 \cdot 10^{-13}$	$8 \cdot 10^{14}$
	NI_1	0.43 ± 0.01	$4 \cdot 10^{-15}$	$5 \cdot 10^{13}$
	Z_1	0.66 ± 0.02	10^{-14}	$2.5 \cdot 10^{14}$
	NI_2	0.74 ± 0.03	10^{-14}	$2.8 \cdot 10^{14}$
²⁰⁹ Bi ⁺ , флюенс $1.4 \cdot 10^6$ см ⁻²	NI_3	0.92 ± 0.1	$5 \cdot 10^{-15}$	$\sim 10^{14}$
	Z_1	0.68 ± 0.01	10^{-14}	$5.3 \cdot 10^{14}$
	NI_4	1.47 ± 0.04	$5 \cdot 10^{-13}$	$4 \cdot 10^{14}$
	NI_2	0.74 ± 0.03	10^{-14}	$2.8 \cdot 10^{14}$

энергий активации 0.37/0.43, 0.68 эВ (Z_1/Z_2), 0.74, 0.92 и 1.47/1.56 эВ ниже дна зоны проводимости. Некоторые из уровней ($E_c - 0.43$ и $E_c - 0.74$ эВ) отжигались при 700 K. Параметры и концентрации всех обнаруженных глубоких центров для исходных и облученных образцов представлены в табл. 2. Нагрев образцов после облучения приводил к различным изменениям сопротивления эпитаксиальных CVD-слоев в зависимости от вида облучения и флюенсов облучающих частиц. На рис. 33 представлены температурные зависимости сопротивления CVD-слоя, облученного ионами Bi и нейтронами (кривая 1 и 2 соответственно) до флюенсов, при которых образуется, согласно вольт-фарадных характеристик (ВФХ), диэлектрический слой, соизмеримый с толщиной слабо легированного эпитаксиального слоя (26 мкм). Аналогичные экспоненциальные температурные зависимости изменения сопротивления наблюдались ранее на образцах SiC, облученных протонами и электронами, и объяснялись „пинингом“ уровня Ферми [163,206]. Было сделано предположение, что такой характер изменения сопротивления облученных образцов SiC обусловлен отжигом радиационных дефектов, сформированных в каскадах атомных столкновений. В случае облучения SiC ионами Kr малыми флюенсами (10^{10} см⁻²) на температурной зависимости сопротивления наблюдался участок так называемого „отрицательного отжига“ (кривая 3). Наличие аналогичного участка при отжиге образцов SiC, облученных до высоких флюенсов ионами и нейтронами, объяснялось ранее формированием температурно-нестабильных кластеров. При этом размеры, концентрация и термическая устойчивость этих вакансионных кластеров зависели от вида и флюенса облучения, а также от степени легирования и чистоты исходного материала [206].

Структурные особенности дефектообразования при облучении высокоэнергетичными ионами Bi были более

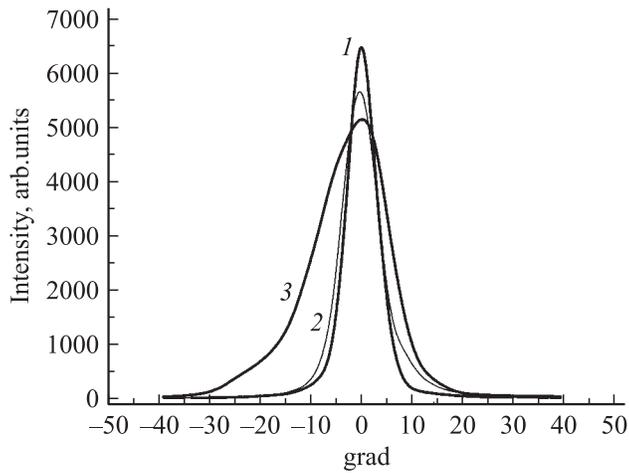


Рис. 34. Спектры рентгеновской дифракции, измеренные в рефлексе (0008) для исходного CVD-слоя 4H-SiC (кривая 1) и после облучения его ионами Bi (710 МэВ) с различными флюенсами: 10^{10} см^{-2} (кривая 2) и 10^{12} см^{-2} (кривая 3). Тонкая линия — расчет по программе TRIM [215].

детально рассмотрены на чистых *n*-4H-SiC эпитаксиальных CVD-слоях с использованием измерений SEM, XRT, XRD, TEM, PL и катодолуминесценции (CL) [215]. CVD-слои *n*-4H-SiC толщиной 26 мкм с концентрацией носителей $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, выращенные на низкоомных подложках, облучались ионами Bi с энергией 710 МэВ флюенсами $1.4 \cdot 10^9$ – 10^{13} см^{-2} и затем отжигались при 500°C. Согласно данным SEM, после облучения ионами Bi флюенсом $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ было отмечено появление тонкого приповерхностного нарушенного слоя толщиной $\leq 1 \text{ мкм}$ и скопление радиационных дефектов в эпитаксиальном CVD-слое толщиной до 3–4 мкм вблизи границы с подложкой. На неоднородное распределение радиационных дефектов вдоль трека ионов указывали и данные XRD, измеренные в разных рефлексах. Данные XRD в рефлексе (0008) регистрировали уширение кривых качания после облучения образца и с ростом флюенсов (рис. 34). В то же время полуширины кривых качания, полученные в рефлексе (0004) до и после облучения этих образцов, практически не отличались между собой для всех используемых флюенсов. Это указывало на незначительную концентрацию радиационных дефектов в начале пробега ионов (на глубине слоя для рефлекса (0004) $\leq 5 \text{ мкм}$) и резкое увеличение концентрации дефектов в конце пробега ионов Bi (для рефлекса (0008) $\sim 25 \text{ мкм}$), что согласуется с данными SEM. Учитывая неоднородное распределение первичных радиационных дефектов по длине пробега ионов Bi, установленное из данных SEM и XRD и вычислением по TRIM (рис. 34), для измерений TEM и микро-CL проводилось последовательное стачивание CVD-слоя до толщины 5 мкм от подложки. Согласно TEM данным, в эпитаксиальном CVD-слое, облученном ионами Bi флюенсом $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, у поверхности формировался

тонкий нарушенный слой толщиной $\leq 0.1 \text{ мкм}$ (рис. 35). Затем наблюдалась четкая картина совершенной решетки с атомными плоскостями, перпендикулярными направлению *c*, которые просматривались и в средней

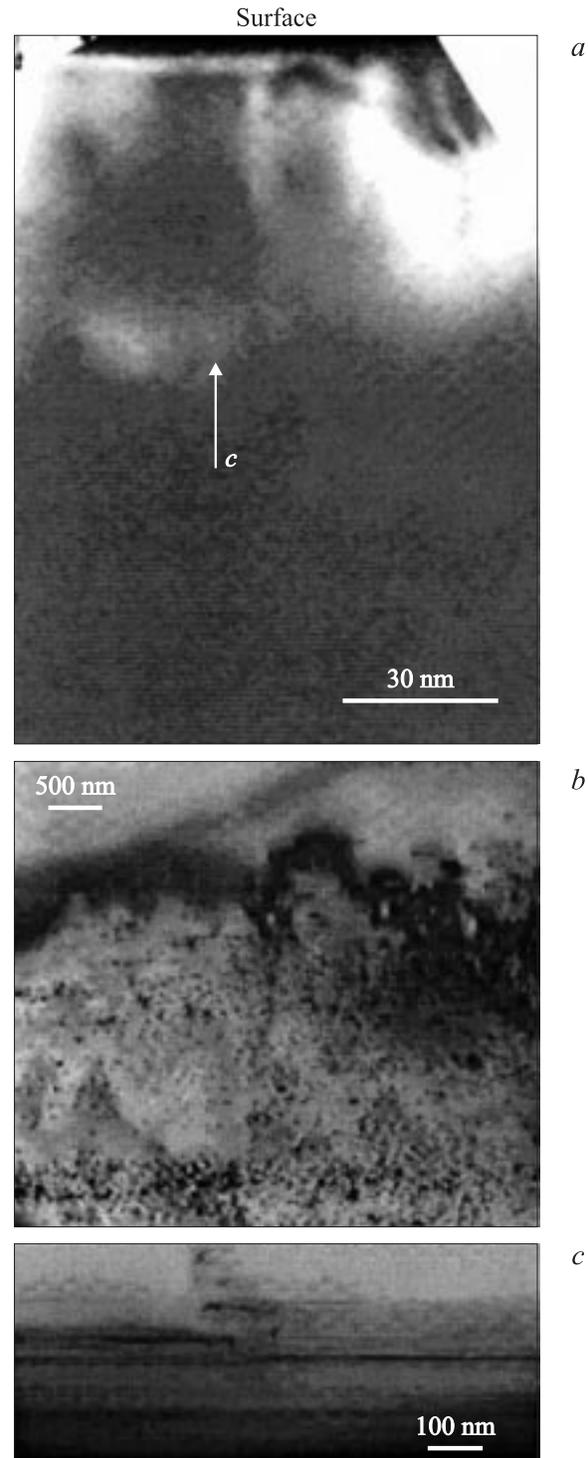


Рис. 35. TEM-изображение поперечного сечения эпитаксиального CVD-слоя *n*-4H-SiC, облученного ионами Bi (710 МэВ, $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$), полученное вблизи поверхности слоя (а) и в конце пробега ионов Bi до (b) и после отжига при температуре 500°C (c) [215].

части пробега ионов (рис. 35, *a*). Скопление радиационных дефектов было обнаружено в CVD-слое в конце пробега ионов Bi на расстоянии 3–4 мкм от границы с подложкой (рис. 35, *b*). Здесь наблюдалась широкая полоса линейных дефектов, декорированных кластерами и сгруппированными в базовых плоскостях, при этом образования аморфных участков не наблюдалось. На вероятное образование кластеров при облучении тяжелыми ионами Xe указывалось в работе [206], а кластерообразование в конце пробега легких ионов было обнаружено методом позитронной аннигиляции при облучении эпитаксиальных CVD-слоев n -6H-SiC протонами [156]. Отжиг облученных образцов при температуре 500°C приводил к трансформации структуры дефектов эпитаксиального слоя. Отдельные линейные дефекты сливались в сплошные плоскости. Фрагмент отожженного после облучения участка CVD-слоя на расстоянии около 1 мкм от границы с подложкой представлен на рис. 35, *c*. После облучения CVD-слоя ионами Bi в спектре PL появлялась широкая полоса с максимумом ~ 2.7 эВ, так называемый спектр D_1 [165]. На спектрах CL, измеренных по глубине облученного CVD-слоя на косом шлифе, было видно уширение спектральной полосы от пика D_1 к концу пробега ионов Bi с одновременным уменьшением интенсивности сигнала. Это свидетельствовало о введении при облучении широкого набора дефектов с различными уровнями, некоторые из которых являлись центрами безызлучательной рекомбинации.

Таким образом, при облучении SiC ионами были выявлены характерные особенности радиационного дефектообразования, присущие другим полупроводникам при облучении их ионами. На начальных участках пробега ионов образуются простые вакансии V_C и V_{Si} в различных зарядовых состояниях с температурами отжига около 150°C. В конце проецированного пробега ионов (R_p) образуются кластеры с вакансиями и дивакансиями, которые отжигаются при температурах более 1300°C. Облучение ионами, подобно электронному и нейтронному, создает в запрещенной зоне SiC центры дефектов с аналогичными энергиями ионизации, число которых увеличивается с увеличением массы ионов. При критических дозах облучения, приводящих к аморфизации имплантированных слоев, в процессе высокотемпературного отжига возможен переход политипов 4H-SiC и 6H-SiC в 3C-SiC или формирование дефектов упаковки. Формирование структуры дефектов в SiC не зависит от процессов, связанных с релаксацией ионизационных потерь энергии в треках высокоэнергетических ионов вплоть до уровня 34 кэВ/нм, и определяется радиационными повреждениями, созданными по каналу упругого рассеяния.

Нагрев мишени в процессе легирования приводит к уменьшению концентрации простых дефектов за счет их отжига и перехода в дивакансии и кластерные образования, а также к увеличению критической дозы аморфизации. Наименьшая концентрация радиационных дефектов генерируется при температуре образцов 400°C в процессе облучения.

5. Облучение SiC-приборов высокоэнергетическими частицами

Как показано выше, работы по исследованию влияния облучения различными высокоэнергетическими частицами на свойства SiC в основном посвящены изучению природы дефектообразования. Не менее актуальным является исследование радиационных эффектов при воздействии облучения на готовые приборные 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.

5.1. Облучение приборных структур

Ранние работы по изучению влияния облучения высокоэнергетическими частицами на свойства SiC-приборов проводились с использованием структур, сформированных в кристаллах Лели n -6H-SiC с высокими значениями как концентраций ($N_d - N_a > 10^{17} \text{ см}^{-3}$), так и степени дефектности. Поэтому результаты, полученные на таком материале, имеют больше исторический характер. Первые работы по исследованию электрических характеристик выпрямителей на основе кристаллов Лели 6H-SiC с концентрациями некомпенсированных доноров $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, облученных быстрыми нейтронами и γ -излучением из источника ^{60}Co , выявили уменьшение подвижности и концентрации носителей тока в исходном материале [23]. Выпрямители облучались реакторными нейтронами флюенсами до 10^{17} см^{-2} со скоростями введения $5 \cdot 10^9 - 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а также γ -квантами дозой 10^{11} см^{-2} и скоростями генерации $1.5 \cdot 10^{10} - 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Заметные изменения вольт-амперных характеристик (ВАХ) в прямом направлении за счет увеличения сопротивления SiC были заметны после облучения нейтронами флюенсом $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а обратные характеристики не изменялись и при облучении флюенсами 10^{17} см^{-2} . Облучение образцов γ -квантами в указанном диапазоне флюенсов не влияло на характер ВАХ. Было показано, что отжиг облученных образцов до 320°C приводил к уменьшению сопротивления облученных структур и частичному восстановлению прямых ВАХ. В сравнении с Si-диодами, облученными нейтронами, было сделано заключение, что SiC является более радиационно стойким. При изучении изменения параметров решетки и плотности гексагонального 6H-SiC, вызываемого облучением реакторными нейтронами до флюенсов $\sim 10^{20} \text{ см}^{-2}$ и последующего отжига до 1200°C, было сделано заключение, что можно ожидать быстрого отжига радиационных дефектов при температуре 500°C [216].

Основываясь на этих данных, в работе [217] диодные структуры, сформированные в кристаллах Лели 6H-SiC, исследовались как счетчики нейтронов для измерения распределения потоков высокоэнергетических частиц высокой интенсивности при температуре в реакторе 500°C.

Диоды облучались флюенсами нейтронов до 10^{17} см^{-2} со скоростью их введения $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и затем отжигались при температуре 500°C . Изменения ВАХ с увеличением сопротивления структур наблюдались после облучения нейтронами флюенсами 10^{14} см^{-2} , но даже при облучении флюенсами 10^{17} см^{-2} наблюдались выпрямляющие свойства диодов. Они частично восстанавливались при температуре отжига 500°C , из чего делалось заключение о высокой радиационной стойкости приборов на основе SiC при повышенных температурах и возможности их работы в горячих точках реакторов.

Влияние нейтронного облучения на электролюминесцентные характеристики светодиодов на основе SiC исследовалось при облучении их тепловыми нейтронами (300 К) с энергией более 10 кэВ флюенсом 10^{15} см^{-2} . Светодиодные $p-n$ -структуры изготавливались диффузией Al или В в кристаллах Лели $6H\text{-SiC}$ с концентрацией носителей $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [218]. Исследовались свойства диодов в интервале температур $76\text{--}300 \text{ К}$ после их облучения. Было показано, что радиация уменьшала яркость электролюминесценции (ЭЛ) за счет уменьшения безызлучательного времени жизни неосновных носителей. Но с другой стороны, при воздействии радиации создавались излучательные радиационные центры. Автор утверждал, что при малых прямых напряжениях, меньше контактной разности потенциалов, радиация практически не влияла на процессы в области объемного заряда и эффективность ЭЛ не зависела от дозы облучения. Это позволило автору сделать вывод о перспективности использования светодиодов на основе SiC в нейтронной среде. Аналогичные результаты по отсутствию влияния нейтронного облучения на ЭЛ характеристики Al и В диффузионных $p-n-n^+$ -структур, сформированных в кристаллах Лели, были получены в работе [219]. ВАХ и ЭЛ диодов исследовались до и после их облучения быстрыми нейтронами (300 К) с энергией более 0.1 МэВ дозами $10^{13}\text{--}10^{15} \text{ см}^{-2}$. До флюенсов $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ нейтронного облучения не было замечено изменений в яркостных и спектральных характеристиках ЭЛ, а также в ВАХ. Увеличение дозы нейтронов до $10^{14}\text{--}10^{15} \text{ см}^{-2}$ приводило к деградации ВАХ и ЭЛ, что авторы объясняли как образованием шунтов в активной области структур за счет кластерообразования, так и захватом этими кластерами дырок.

Не было замечено влияние нейтронного облучения на времена жизни носителей и при облучении нейтронами с энергией 1 МэВ флюенсами $5 \cdot 10^{13}\text{--}5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ эпитаксиальных структур $p-n-6H\text{-SiC}$, сформированных жидкофазной эпитаксией на кристаллах Лели [220]. Однако после облучения наблюдались заметные изменения выпрямляющих характеристик диодов, когда увеличивалось сопротивление образцов и прямые ВАХ деградировали. Облучение не влияло заметно на обратные ВАХ, а у некоторых образцов наблюдалось уменьшение обратных токов. Отжиг облученных образцов до температуры 700 К приводил к частичному восстановлению выпрямляющих свойств диодов. Авторы считали, что

нейтронное облучение не влияло на времена жизни дырок и для указанных режимов облучения уменьшало токи утечки. Уменьшение токов утечки на ВАХ наблюдалось и при облучении электронами и протонами диодных $6H\text{-SiC}$ -структур на основе CVD и сублимационных $p-n$ -переходов с различными концентрациями носителей в базовой n -области ($4 \cdot 10^{15}\text{--}4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и концентрацией в p -области $N_a - N_d = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [221]. Образцы облучались электронами с энергией 0.9 МэВ дозой $1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и протонами с энергией 8 МэВ флюенсом $5.4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Уменьшение токов утечки ВАХ после облучения авторы объясняли „залечиванием“ шунтов, которые имели место в исходных структурах за счет структурных неоднородностей.

Новые данные были получены при облучении нейтронами флюенсом $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и сопутствующим γ -излучением на импульсном реакторе диодных структур с барьером Шоттки, сформированных на сублимационных эпитаксиальных слоях $n-6H\text{-SiC}$ с концентрациями носителей 10^{16} , $3 \cdot 10^{16}$ и 10^{17} см^{-3} [222,223]. После облучения образцов вид ВАХ не изменялся для структур, где уровень легирования эпитаксиальных слоев составлял 10^{17} см^{-3} . Для структур с $N_d - N_a = (1\text{--}3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ происходили необратимые изменения характеристик, диоды теряли свои выпрямляющие свойства. Было показано, что для таких деградированных структур даже нагрев до 600°C не приводил к восстановлению ВАХ. Влияния сопутствующего γ -излучения на ВАХ приборов замечено не было. Величина концентрации в SiC $\leq 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ была обозначена как критическая для перехода в изолятор при облучении нейтронами флюенсом $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, что согласуется с данными работы [224], где реакторными нейтронами облучались транзисторные структуры, сформированные в эпитаксиальных слоях $n-6H\text{-SiC}$ с концентрацией носителей $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Радиационно-индуцированную деградацию ВАХ диодных структур с исчезновением выпрямляющих свойств авторы работ [222,223] связывали с введением глубоких центров дефектов с энергиями активации $E_c - 0.35$ и $E_c - 0.6/0.8 \text{ эВ}$ и с высокими температурами отжига. Такие центры наблюдались также в $n-6H\text{-SiC}$ при облучении реакторными нейтронами флюенсами $5 \cdot 10^{13}\text{--}10^{15} \text{ см}^{-2}$ и были термостойкими до температур отжига 1400 и 900°C соответственно [130]. При этом деградация характеристик была тем больше, чем меньше уровень легирования материала.

Подтверждением такого вывода были результаты, полученные при облучении диодных структур, сформированных в чистых эпитаксиальных CVD-слоях $n-4H\text{-SiC}$ с $N_d - N_a = (5\text{--}8) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ реакторными нейтронами флюенсами $(1.2\text{--}6.2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и сопутствующим γ -излучением $(2.3\text{--}8.6) \cdot 10^4 \text{ рад}$ [225]. Облучались диоды Шоттки и ионно-легированные Al $p^+ - n$ -переходы, сформированные в CVD-слоях. Согласно измерениям DLTS, увеличение флюенса нейтронов приводило к увеличению типов и концентраций дефектов акцепторного типа [131]. Было показано, что увеличение флю-

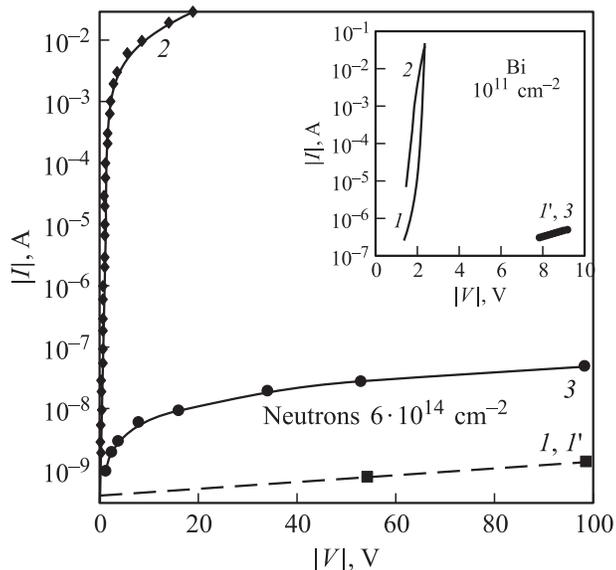


Рис. 36. Прямые (1, 2) и обратные (1', 3) ветви вольт-амперных характеристик ионно-легированных $p^+ - n - n^+$ -структур на основе $4H$ -SiC. На вставке — то же после облучения нейтронами и ионами Bi. Кривые 1, 1' измерены при $T = 293$ К; кривые 2 и 3 при $T = 650$ и 428 К (Bi) [226].

енсов нейтронов до $6.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ приводит к полной деградации ВАХ диодов, когда сопротивление структур составляло ~ 50 ГОм. Однако, в отличие от данных работ [222, 223], при нагреве диодных структур в процессе измерения ВАХ и ВФХ уменьшалась концентрация или исчезали некоторые дефекты, что приводило к частичному восстановлению выпрямляющих свойств диодов (рис. 36) [226]. Влияния сопутствующего γ -излучения на ВАХ диодов замечено не было. Восстановление деградированных ВАХ при нагреве до 428 К наблюдалось также для структур, описанных выше и облученных ионами Bi с энергией 710 МэВ флюенсом 10^{11} см^{-2} (см. вставку на рис. 36) [226]. Эти данные совместно с результатами работ [216, 217, 220] указывают на увеличение радиационного ресурса приборов на основе SiC при повышенных температурах.

Для ионно-легированных AL $p^+ - n$ -переходов, сформированных в чистых CVD-слоях, при облучении нейтронами [225] также не было замечено влияния сопутствующего γ -излучения на рекомбинационные характеристики ВАХ в прямом направлении и интенсивность ЭЛ (300 К) [227]. Однако увеличение флюенсов нейтронного облучения приводило к увеличению рекомбинационного тока. Он увеличивался на 2 порядка при максимальном флюенсе $6.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Также при нейтронном облучении были замечены изменения в спектре ЭЛ (рис. 37). С увеличением флюенса облучения уменьшались интенсивности голубой „дефектной“ (2.45 эВ) и краевой экситонной (3.16 эВ) люминесценции, которая исчезала при максимальном флюенсе. Такие изменения в спектре ЭЛ при ней-

тронном облучении авторы объясняли уменьшением времени жизни неравновесных носителей. Анализ прямых ветвей ВАХ показал, что при максимальной дозе облучения $6.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ оценочная величина времени жизни неравновесных носителей заряда уменьшалась на 2 порядка. Нагрев образцов в интервале температур 350–650 К не восстанавливал рекомбинационные ВАХ и времена жизни неравновесных носителей, измененных после облучения максимальным флюенсом. В то же время восстанавливались сопротивление структуры и выпрямляющие характеристики диодов [225]. Необратимое уменьшение времени жизни неосновных носителей при облучении диодных структур на основе $6H$ -SiC протонами с энергией 8 МэВ флюенсами $(0.3 - 5.4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ было отмечено и ранее [228]. Переходы создавались сублиминационной эпитаксией с концентрацией носителей в базовой области $N_d - N_a = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Времена жизни неосновных носителей заряда уменьшались на 2 порядка при максимальных флюенсах протонов. Отжиг образцов в температурном интервале 300–800 К не приводил к изменению времен жизни, уменьшившихся после облучения. Было сделано заключение о возможности контролируемого изменения времени жизни неосновных носителей при облучении протонами.

Уменьшение времени жизни неравновесных носителей наблюдалось и при облучении $p - i - n$ -диодов на основе $4H$ -SiC ионами He с энергией 400 кэВ дозами $0.1 - 2.0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [229]. Диоды формировались на основе эпитаксиальных CVD-слоев n - $4H$ -SiC с $N_d - N_a = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ толщиной 16.5 мкм и тонкого эпитаксиального CVD- p^+ -слоя с концентрацией носителей $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Проецированный пробег ионов He

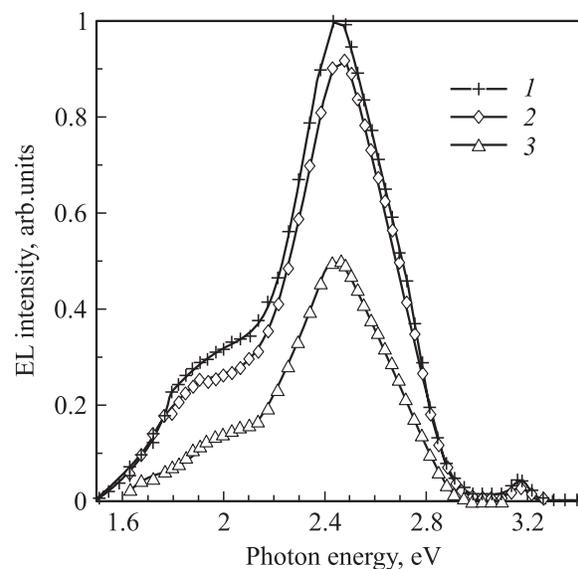


Рис. 37. Спектр инжекционной электролюминесценции ионно-легированных алюминием $p^+ - n - n^+$ -структур на основе $4H$ -SiC при прямом токе 100 мА до облучения (кривая 1), после γ -облучения (кривая 2) и после облучения нейтронами флюенсом $1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (кривая 3) [227].

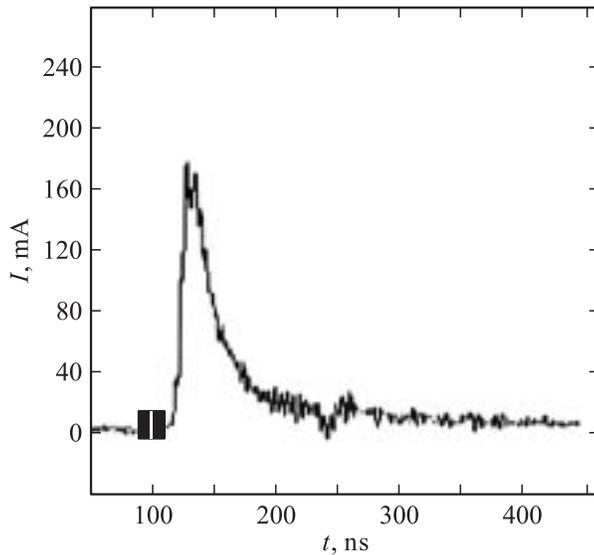


Рис. 38. Время восстановления ионно-легированных Al $p^+ - n - n^+$ -структур на основе 4H-SiC после облучения мощными короткими (22 нс) рентгеновскими импульсами с энергией $3 \cdot 10^{10}$ рад/с [226].

составлял 1.15 мкм, т.е. электрофизические характеристики изменялись в базовой области диодов. Было показано, что облучение ионами в указанных режимах не влияло на обратную ветвь ВАХ диодов. В прямом направлении с увеличением дозы облучения незначительно увеличивалось сопротивление структуры, что объяснялось введением радиационных дефектов. Заметное влияние оказывало облучение на переключающие характеристики диода. С увеличением дозы облучения уменьшались как токи восстановления с 3.09 до 2.18 А, так и время переключения $p-i-n$ -диода с 16.6 до 9.14 нс. Наблюдаемые улучшения характеристик в биполярных приборах при облучении ионами He уменьшали потери при переключениях, что особенно важно в условиях высоких частот. Поскольку не было отмечено влияния температуры на времена жизни неравновесных носителей, уменьшенных в процессе облучения, можно ожидать улучшения частотных характеристик SiC-приборов при повышенных рабочих температурах.

Влияние γ -излучения на характеристики SiC-приборов, кроме отмеченных выше, где оно учитывалось как сопутствующее при облучении нейтронами, изучалось в некоторых работах как самостоятельное. Так, при облучении γ -квантами интенсивностью 1–10 Мрад из источника ^{60}Co $p-i-n$ -диодов, изготовленных на эпитаксиальных слоях 4H-SiC, было показано, что такое облучение не влияло на прямые ветви ВАХ [230]. Однако облучение оказывало заметное влияние на обратные характеристики диодов. При облучении потоками интенсивностью до 4 Мрад обратные токи возрастали по сравнению с исходными для необлученных образцов.

Также незначительное число работ посвящено исследованию влияния рентгеновского излучения на харак-

теристики приборных SiC-структур. Недавно изучалась кинетика диодных структур на основе SiC — ионно-легированных Al $p^+ - n$ -переходов — под воздействием мощных импульсов рентгеновского излучения наносекундного диапазона с интенсивностью $3 \cdot 10^{10}$ рад/с [226]. Было показано, что при длительности рентгеновского импульса 22 нс время восстановления диодных структур составляло ~ 25 нс (рис. 38). При этом ионизационный ток, образованный за счет облучения, был на порядок меньше по сравнению со структурами на основе Si. Это указывает на стойкость SiC-приборов к быстропротекающим мощным импульсам радиации.

Для приборов, имеющих в своих структурах слои SiO_2 (JFET, MOSFET), радиационная стойкость при облучении высокоэнергетичными частицами лимитирована радиационно-индуцированными изменениями на границе SiC/SiO₂, а не в объеме SiC [231–234].

5.2. Облучение детекторов

Детекторы ядерных частиц позволяют в наиболее жесткой и прямой форме провести сравнение радиационной стойкости полупроводникового материала, из которого они изготовлены. Детекторы наиболее чувствительны к целой совокупности свойств: к деградации параметров переноса носителей и возникновению их неоднородностей, к стабильности во времени величины (и знака) объемного заряда примесей, к наличию глубоких центров и скорости генерации носителей заряда при их участии.

Влияние облучения α -частицами на время жизни носителей заряда в эпитаксиальных CVD-слоях n -4H-SiC с концентрацией носителей $2.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ было проанализировано при измерении детекторных характеристик Au-диодов Шоттки, сформированных на этих слоях [235]. Детекторы облучались α -частицами с энергиями 5.48 и 2 МэВ на воздухе из источника ^{241}Am . Анализ зависимости эффективности сбора заряда (ССЕ) от обратного напряжения на диоде, эффективности сбора сигнала EBIC (electron beam induced current) от энергии электронного луча, а также данных DLTS и ICTS позволил сделать заключение, что структурные нарушения, к которым приводило облучение, уменьшали время жизни неосновных носителей тока — дырок. Компенсировать эффективность уменьшения времени жизни носителей тока в процессе тестирования детекторов α -частицами с энергиями 3.9 и 5.5 МэВ из источника ^{238}Pu удалось недавно при увеличении рабочей температуры детекторов до 170°C [193]. Детекторы формировались ионным легированием Al в CVD-слои n -4H-SiC с концентрацией носителей $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Было показано, что увеличение температуры детекторов в процессе измерений приводило к увеличению эффективности сбора заряда и улучшению разрешения по энергии за счет увеличения диффузионной длины дырок L_p с ростом температуры с коэффициентом 1.4 [28].

Влияние облучения электронами с энергией 8.6 МэВ флюенсами $(0.5-9.48) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ на величину ССЕ детекторов, сформированных в виде Au-барьеров Шоттки на эпитаксиальных слоях *n*-4H-SiC с концентрацией носителей $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, рассматривалось в работе [114]. Спектральные детекторные характеристики измерялись при облучении структур α -частицами с энергией 4.14 МэВ. ВФХ барьеров Шоттки показали, что облучение диодов максимальной дозой электронов приводило к уменьшению концентрации нескомпенсированных доноров в 10 раз. Однако даже при таких заметных изменениях проводимости эпитаксиальных слоев приборы сохраняли свои детектирующие свойства и показывали 100%-е собирание носителей заряда при обратных напряжениях более 160 В. Нагрев образцов до 400 К приводил к частичному восстановлению концентрации $N_d - N_a$ в эпитаксиальных слоях.

Влияние облучения ионами на детекторные характеристики SiC-структур рассматривалось теоретически и из экспериментальных данных IBIC (ion beam induced current), полученных при облучении протонами (с энергией 2 МэВ флюенсами до $4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$) диодов Шоттки, сформированных на эпитаксиальных слоях 4H-SiC с концентрацией носителей $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [236]. Экспериментально было определено уменьшение ССЕ-сигнала на 30% на глубине 7 мкм от поверхности после облучения диодных структур протонами максимальным флюенсом $4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Концентрации радиационных дефектов на глубине 7 мкм были минимальны, а диффузионные длины носителей заряда максимальны, согласно рассчитанным профилям вакансий и потерям энергии для протонов с энергией 2 МэВ, которые имели максимум на глубине 32 мкм. Согласно теоретическим выводам, на такой глубине диффузионные длины носителей заряда и величины ССЕ имели минимальные значения.

Не теряя свои детекторные характеристики также диодные и триодные структуры, сформированные на эпитаксиальных слоях *p*-6H и 4H-SiC с концентрациями $N_a - N_d = (0.7-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ после облучения их протонами с энергией 8 МэВ флюенсами $2 \cdot 10^{13} - 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [160]. Измерение характеристик детекторов проводилось на начальном участке пробега протонов с использованием α -частиц с энергией 3.5 МэВ (пробег ~ 10 мкм). Было показано, что даже при облучении максимальными флюенсами протонов детекторы сохраняли способность к спектрометрии α -частиц. При этом для триодных структур было получено разрешение по энергии $\leq 10\%$, а для диодных $\sim 3\%$.

Исследования влияния облучения протонами на детекторные характеристики были проведены также на структурах $p^+ - n - n^+$, сформированных ионным легированием Al в CVD-слои *n*-4H-SiC толщиной 55 мкм с концентрацией носителей $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [237]. Детекторы облучались протонами с энергией 8 МэВ флюенсом $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Их характеристики тестировались α -частицами естественного распада с энергией 5.4 МэВ (пробег ~ 20 мкм). При указанном флюенсе облучения

протонами концентрация первично введенных дефектов составляла $\sim 1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что на 3 порядка превышало исходное значение для нескомпенсированных доноров. Анализ детекторных характеристик позволил заключить, что радиационные дефекты были распределены в объеме равномерно и скопления центров захвата носителей отсутствовали, поскольку максимум вакансионного профиля находился в подложке глубоко за область эпитаксиального слоя. Введение указанного количества дефектов приводило к глубокой компенсации проводимости эпитаксиального слоя, что позволило проводить измерения характеристик детекторов в двух режимах включения — в обратном и в прямом направлении. Было показано, что увеличение флюенса протонов от 10^{14} до $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ приводило к снижению значений ССЕ и разрешения по энергии в 1.75 и 1.5 раз соответственно. Кроме того, при облучении флюенсом $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ наблюдалось возникновение эдс поляризации, что указывало на накопление радиационными дефектами объемного заряда. Этот негативный фактор ставил под сомнение использование облученной структуры в качестве детектора ядерного излучения.

Характеристики детекторов, выполненных в виде Au-барьеров Шоттки на слоях *n*-4H-SiC с концентрацией носителей $3 \cdot 10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$, после облучения различными высокоэнергетичными частицами исследовались в работе [238]. Детекторные структуры облучались протонами с энергией 24 ГэВ флюенсом 10^{14} см^{-2} , γ -квантами потоками интенсивностью до 40 Мрад из источника ^{60}Co и электронами с энергией 8 МэВ дозой $9.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Тестирование облученных структур проводилось α -частицами с энергиями 2, 4.14 и 5.48 МэВ. Было получено полное собирание ионизованного заряда с ССЕ 100% после всех видов облучения. Было установлено уменьшение времени жизни дырок в нейтральной области слоя генерации носителей тока от значения 300 нс для необлученного образца до 3 нс после всех видов облучения. Диффузионные длины носителей заряда уменьшались с увеличением дозы облучающих частиц [239]. Уменьшение величины L_p с увеличением дозы облучающих частиц объяснялось генерацией новых рекомбинационных центров и увеличением концентрации уже имеющихся дефектов в исходных образцах.

Особый интерес представляют исследования характеристик SiC-детекторов после облучения их высокоэнергетичными частицами высокими флюенсами ($\sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$), которые более чем на порядок превышают флюенсы, планируемые для проведения экспериментов на новом поколении ускорителей в ЦЕРНе с 2007 года. Такими высокими флюенсами протонов с энергиями 8 МэВ (флюенс $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) и 1000 МэВ (флюенс $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) облучались детекторы, сформированные на основе $p^+ - n - n^+$ -структур и диодов Шоттки на пленках 6H-SiC с концентрациями $9 \cdot 10^{16}$ и $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ соответственно [240,241]. Воздействие протонов исследовалось методом α -спектрометрии с энергией частиц 5.77 МэВ. Было показано, что даже введение боль-

ших концентраций радиационных центров ($\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$), которые превышали на 2 порядка концентрации носителей тока в исходных образцах, протонное облучение не приводило к полной деградации детекторов, и они оказывались способными регистрировать быстрые ионы. Такой же вывод был сделан при облучении протонами с энергией 24 ГэВ флюенсом $1.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и нейтронами с энергией 1 МэВ флюенсами $3 \cdot 10^{13} - 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ детекторов, выполненных в виде Au-барьеров Шоттки на эпитаксиальных слоях 4H-SiC с концентрациями носителей тока $(4-5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [242]. Исходные и облученные детекторы тестировались α -частицами в вакууме с энергией 5.486 МэВ из источника ^{241}Am и β -частицами на воздухе из источника ^{90}Sr . Было показано, что при флюенсах облучающих частиц $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ емкость детекторов не изменялась с напряжением по причине компенсации исходного материала введением радиационных дефектов. Однако даже после облучений максимальными флюенсами при тестировании детекторов α - и β -частицами были получены величины SSE 25–30% после облучения протонами и 18% после облучения нейтронами.

Таким образом, приведенные данные показывают, что возможно восстановление выпрямляющих характеристик диодов, деградировавших после облучения высокоэнергетичными частицами, при их нагреве до 500°C. Полученные результаты подтверждают радиационную стойкость при высоких флюенсах радиации приборов на основе SiC и, в частности, детекторов.

6. Заключение

Анализируя отраженные в обзоре результаты исследований по облучению SiC и приборов на его основе высокоэнергетичными частицами, можно выделить основные положения.

— Все виды воздействия высокоэнергетичными частицами от электронов до тяжелых ионов (^{209}Bi) создают в SiC широкий спектр первичных и вторичных дефектов в различных зарядовых состояниях, определяющих их подвижности, а также положения энергетических уровней дефектов в запрещенной зоне. Более подвижные вакансии V_C и комплексы с ними отжигаются при более низких температурах, нежели дефекты на основе вакансий V_{Si} .

— С увеличением массы облучающих частиц увеличивается число типов дефектов, их концентраций и особенно их размеров, что приводит к росту температуры как появления сложных дефектов, так и их отжига. Увеличение массы облучающих частиц уменьшает пороговую дозу перехода в аморфное состояние с одновременным увеличением температуры отжига дефектов.

— Увеличение дозы облучающих частиц и скорости генерации радиационных дефектов ведет к увеличению типов дефектов, их размеров и концентраций вплоть до

насыщения, что приводит к формированию хвостов состояний вблизи краев запрещенной зоны и уменьшению ее ширины.

— Увеличение энергии облучающих частиц приводит к уменьшению концентрации вводимых радиационных дефектов и увеличению критического значения дозы облучения, приводящего к деградации SiC.

— В SiC энергия смещения атомов С меньше, нежели атомов Si, но обе они уменьшаются с увеличением массы и дозы облучающих частиц.

— Наиболее высокотемпературными глубокими радиационными дефектами при облучении SiC всеми исследованными видами частиц являются центры с уровнями E_1/E_2 ($E_c - 0.35/0.43 \text{ эВ}$), Z_1/Z_2 ($E_c - 0.6/0.74 \text{ эВ}$), R ($E_c - 1.0/1.2 \text{ эВ}$) и $EH_{6/7}$ ($E_c - 1.5/1.6 \text{ эВ}$).

— Нагрев SiC в процессе облучения приводит к уменьшению скорости генерации радиационных дефектов и увеличению критической дозы облучения, приводящей к аморфизации, с наибольшим эффектом при температуре 400°C.

— Высокоэнергетичные воздействия возможно использовать для контролируемого управления электрофизическими параметрами SiC (трансмутация, политипные переходы, изолирующие слои) по аналогии с другими полупроводниками.

— Подтверждена высокая радиационная стойкость SiC, однако на основании рассмотренных результатов исследований из-за их разнообразия не представляется возможным отдать предпочтение какому-либо политипу.

— SiC-детекторы сохраняют детектирующие свойства после облучения их сверхвысокими флюенсами высокоэнергетичных частиц, а нагрев детекторов в процессе тестирования приводит к улучшению их спектрометрических характеристик.

— Оптимальной рабочей температурой SiC-приборов можно считать 400–500°C, когда происходит активный отжиг простых дефектов и мала скорость образования высокотемпературных сложных комплексов дефектов.

— Показана возможность увеличения радиационного и временного ресурсов SiC-приборов в условиях радиации при повышенных температурах.

Авторы выражают глубокую благодарность Г.Н. Виолиной за ценные замечания, сделанные в процессе дискуссии по результатам работы.

Работа частично поддержана проектом РФФИ № 05-02-08012.

Список литературы

- [1] Lind and Bardwell. J. Franklin Inst., **196**, 521 (1923).
- [2] Livingston and Bethe. Rev. Mod. Phys., **9**, 245 (1937).
- [3] Burton and Rollefson. *Photochemistry* (N. Y., 1939).
- [4] S.S. Bhatnagar K.G., K.G. Mathar, K.L. Buthiraja. Zs. Phys. Chem., **163A**, 8 (1933).
- [5] A. Smits. Zs. Phys. Chem., **152A**, 432 (1930).

- [6] Н. Мотт, Г. Месси. *Теория атомных столкновений* (Физматгиз, 1936).
- [7] E.P. Wigner. *J. Appl. Phys.*, **17**, 857 (1946).
- [8] F. Seitz. *Disc. Farad. Soc.*, **5**, 271 (1949).
- [9] F. Keywell. *Phys. Rev.*, **97** (6), (1955).
- [10] G.H. Kinchin, R.S. Pease. *Prog. Phys.*, **18**, 1 (1955). [Пер.: УФН, **60**, 590 (1956)].
- [11] D.E. Harrison. *Phys. Rev.*, **102** (6), (1956).
- [12] Н. Бор. *Прохождение атомных частиц через вещество* (М., ИЛ, 1960).
- [13] Д. Динс, Д. Виньярд. *Радиационные эффекты в твердых телах*, под ред. Г.С. Жданова (М., ИЛ, 1960).
- [14] В.С. Вавилов, Н.А. Ухин. *Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах* (М., Атомиздат, 1969).
- [15] Л.С. Смирнов. *Вопросы радиационной технологии полупроводников* (Новосибирск, Наука, 1980).
- [16] В.С. Вавилов, Б.М. Горин, Н.С. Данилин, А.Е. Кив, Ю.Л. Нуров, В.И. Шаховцов. *Радиационные методы в твердотельной электронике* (М., Радио и связь, 1990).
- [17] В.М. Гусев, К.Д. Демаков, М.Г. Касаганова, М.Б. Рейфман, В.Г. Столярова. *ФТП*, **9**, 1238 (1975).
- [18] Е.В. Калинина, Н.К. Прокофьева, А.В. Суворов, Г.Ф. Холуянов, В.Е. Челноков. *ФТП*, **12**, 2305 (1978).
- [19] G. Lindstrom, M. Moll, E. Fretwurst. *Nucl. Instrum. Meth.*, **426**, 1 (1999).
- [20] *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, SiC, SiGe*, ed. by M.E. Levinshstein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur. (N.Y., John Wiley & Sons, 2001).
- [21] A.L. Barry, B. Lehman, D. Fritsch, D. Brauning. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **38**, 1111 (1991).
- [22] А.А. Лебедев, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. *ФТП*, **38**, 129 (2004).
- [23] L.W. Aukerman, H.C. Corton, R.K. Willardson, V.E. Bryson. *Silicon Carbide*, ed. by J.R. O'Connor, J. Smiltens (Oxford, Pergamon, 1959) p. 388.
- [24] R.V. Babcock, H.C. Chang. *Neutron dosimetry* (Vienna, 1963) v. 1, p. 613.
- [25] P.C. Capera, P. Malinaric, R.B. Campbell, J. Ostroski. *JEEE Trans. Nucl. Sci.*, No 6, 262 (1964).
- [26] Г.Ф. Холуянов, Б.В. Гавриловский. *ФТП*, **2**, 573 (1968).
- [27] J.J. Sumakeris, Mrinal K. Das, Seoyong Ha, E. Hurt, Kenneth Irvine, M.J. Paisley, M.J. O'Loughlin, J.W. Palmour, M. Skowronski, H.McD. Hobgood, C.H. Carter, Jr. *Mater. Sci. Forum*, **483-485**, 155 (2005).
- [28] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, Г.А. Онушкин, Д.В. Давыдов, Г.Н. Виолина. *ФТП*, **39**, 364 (2005).
- [29] П.А. Иванов, М.Е. Левинштейн, Т.Т. Мнацаканов, J.W. Palmour, A.K. Agarwal. *ФТП*, **39**, 861 (2005).
- [30] *Advances in Silicon Carbide Processing and Applications*, ed. by S.E. Saddow, A. Agarwal. (Boston—London, Artech House, Inc., 2005).
- [31] Л.С. Стильбанс. *Физика полупроводников* (М., Сов. радио, 1967) с. 167.
- [32] V.S. Balandovich, G.N. Violina. *Cryst. Lattice Def. Amorphous Mater.*, **13**, 189 (1987).
- [33] J. Schneider, K. Maier. *Physica B*, **185**, 199 (1993).
- [34] А.И. Гирка, В.А. Кулешин, А.Д. Мокрушин, Е.Н. Мохов, С.В. Свирида, А.В. Шишкин. *ФТП*, **23** (12), 2159 (1989).
- [35] H. Inui, H. Mori, H. Fujuta. *Phil. Mag. B*, **61**, 107 (1990).
- [36] N. Son, E. Sörman, W. Chen, C. Hallin, O. Kordina, M. Monemar, E. Janzén, J.L. Lindström. *Phys. Rev. B*, **55**, 2863 (1997).
- [37] H. Itoh, T. Ohshima, M. Yoshikawa, I. Nashiyama, S. Tanigawa, S. Misawa, H. Okumura, S. Yoshida. *Phys. Status Solidi A*, **162**, 173 (1997).
- [38] A. Kawasuso, H. Itoh, D. Cha, S. Okada. *Mater. Sci. Forum*, **264-268**, 611 (1998).
- [39] A. Kawasuso, F. Redmann, R. Krause-Rehberg, T. Frank, M. Weidner, G. Pensl, P. Sperr, H. Itoh. *J. Appl. Phys.*, **90**, 3377 (2001).
- [40] A. Kawasuso, F. Redmann, R. Krause-Rehberg, M. Yoshikawa, K. Kojima, H. Itoh. *Phys. Status Solidi B*, **223**, R8 (2001).
- [41] T. Staab, L.M. Torpo, M.J. Puska, R.M. Nieminen. *Mater. Sci. Forum*, **353-356**, 533 (2001).
- [42] A. Kawasuso, F. Redmann, R. Krause-Rehberg, M. Weidner, T. Frank, G. Pensl, P. Sperr, W. Triftshäuser. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 3950 (2001).
- [43] G. Brauer, W. Anward, E.-M. Nicht, J. Kuriplach, M. Söb, N. Wagner, P.G. Poleman, M.J. Puska, T. Korhonen. *Phys. Rev. B*, **54**, 2512 (1996).
- [44] E. Sörman, N.T. Son, W.M. Chen, O. Kordina, C. Hallin, E. Janzén. *Phys. Rev. B*, **61**, 2613 (2000).
- [45] M. Wagner, N.Q. Thinh, N.T. Son, P.G. Baranov, E.N. Mokhov, C. Hallin, W.M. Chen, E. Janzén. *Mater. Sci. Forum*, **389-393**, 501 (2002).
- [46] A. Kawasuso, M. Yoshikawa, M. Maekawa, H. Itoh, T. Chiba, F. Redmann, R. Krause-Rehberg, M. Weidner, T. Frank, G. Pensl. *Mater. Sci. Forum*, **433-436**, 477 (2003).
- [47] C. Seitz, A.A. Rempel, A. Mageri, M. Gomm, W. Sprengel, H.-E. Schaefer. *Mater. Sci. Forum*, **433-436**, 289 (2003).
- [48] N.T. Son, P.N. Hai, M. Wagner, W.M. Chen, A. Ellison, C. Hallin, B. Monemar, E. Janzén. *Semicond. Sci. Technol.*, **14**, 1141 (1999).
- [49] V.Ya. Bratus, I.N. Makeeva, S.M. Okulov, T.L. Petrenko, T.T. Petrenko, H.J. von Bandeleben. *Mater. Sci. Forum*, **353-356**, 517 (2001).
- [50] D. Cha, H. Itoh, N. Morishita, A. Kawasuso, T. Ohshima, Y. Watanabe, J. Ko, K. Lee, I. Nashiyama. *Mater. Sci. Forum*, **264-268**, 615 (1998).
- [51] H. Itoh, A. Yedono, T. Ohshima, Y. Aoki, M. Yoshikawa, I. Nashiyama, S. Tanigawa, H. Okumura, S. Yoshida. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process*, **65**, 315 (1997).
- [52] S. Kanazawa, M. Okada, T. Nozaki, K. Shin, S. Ishihara, I. Kimura. *Mater. Sci. Forum*, **389-393**, 521 (2002).
- [53] N.T. Son, P.N. Hai, A. Shuja, W.M. Chen, J.L. Lindström, B. Monemar, E. Janzén. *Mater. Sci. Forum*, **338-342**, 821 (2000).
- [54] N.T. Son, P.N. Hai, E. Janzén. *Phys. Rev. B*, **63**, R201201 (2001).
- [55] A. Gali, B. Aradi, P. Deak, W.J. Choyke, N.T. Son. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4926 (2000).
- [56] V.Ya. Bratus, T.T. Petrenko, H.J. von Bandeleben, E.V. Kalinina, A. Hallén. *Appl. Surf. Sci.*, **184**, 229-236 (2001).
- [57] N.T. Son, P.N. Hai, E. Janzén. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 045 502 (2001).
- [58] T. Umeda, J. Isoya, N. Morishita, T. Ohshima, T. Camiya. *Phys. Rev. B*, **69**, R121201 (2004).
- [59] L. Torpo, M. Marlo. T.E.M. Staab, R.M. Nieminen. *J. Phys.: Condens. Matter*, **13**, 6203 (2001).

- [60] V.Ya. Bratus, T.T. Petrenko, S.M. Okulov, T.L. Petrenko. Phys. Rev. B, **71**, 125 202 (2005).
- [61] Z. Zolnai, N.T. Son, B. Magnusson, C. Hallin, E. Janzén. Mater. Sci. Forum, **457–460**, 473 (2004).
- [62] В.С. Вайнер, В.С. Ильин. ФТТ, **23**, 3659 (1981).
- [63] N.T. Son, B. Magnusson, E. Janzén. Appl. Phys. Lett., **81**, 3945 (2002).
- [64] M. Bockstedte, O. Pankratov. Mater. Sci. Forum, **338–342**, 949 (2000).
- [65] S. Dannefaer, V. Avalos, M. Syvajarvi, R. Yakimova. Mater. Sci. Forum, **433–436**, 173 (2003).
- [66] S. Dannefaer, D. Kerr. Diamond Relat. Mater., **13**, 157 (2004).
- [67] S. Dannefaer, V. Avalos, R. Yakimova. Mater. Sci. Forum, **483–485**, 481 (2005).
- [68] V.B. Pinheiro, T. Lingner, F. Caudepon, S. Greulich-Weber, J.M. Spaeth. Mater. Sci. Forum, **457–460**, 517 (2004).
- [69] M. Bockstedte, M. Heid, A. Mattausch, O. Pankratov. Mater. Sci. Forum, **433–436**, 471 (2003).
- [70] Th. Lingner, S. Greulich-Weber, J.-M. Spaeth, U. Gerstmann, E. Rauls, Z. Hajnal, Th. Frauenheim, H. Overhof. Phys. Rev. B, **64**, 245 212 (2001).
- [71] W.J. Choyke, Lyle Patrik. Phys. Rev. B, **4**, 1843 (1971).
- [72] E. Rauls, U. Gerstmann, M.V.B. Pinheiro, S. Greulich-Weber, J.M. Spaeth. Mater. Sci. Forum, **483–485**, 465 (2005).
- [73] E. Rauls, Th. Frauenheim, A. Gali, P. Deak. Phys. Rev. B, **68**, 155 208 (2003).
- [74] L.Torpo, R.M. Nieminen, K.E. Laasonen, S. Poykko. Appl. Phys. Lett., **74**, 221 (1999).
- [75] H.J. von Bandeleben, J.I. Cantin, L. Henry, M.F. Barthe. Phys. Rev. B, **62**, 10 841 (2000).
- [76] H.J. von Bandeleben, J.I. Cantin, P. Baranov, E.M. Mokhov. Mater. Sci. Forum, **353–356**, 509 (2001).
- [77] X. Kerbiriou, M.-F. Barthe, S. Esnouf, P. Desgardin, G. Blondiaux, G. Petite. ICSCRM 2005, No 63, 43 (2005).
- [78] H.J. von Bandeleben, J.I. Cantin. Appl. Surf. Sci., **184**, 237 (2001).
- [79] B. Aradi, A. Gali, P. Deak, J.E. Lowther, N.T. Son, E. Janzén, W.J. Choyke. Phys. Rev. B, **63**, 245 202 (2001).
- [80] A.A. Rempel, W. Sprengel, K. Blaurock, K.J. Reichle, J. Major, H.-E. Schaefer. Phys. Rev. Lett., **89**, 185 501 (2002).
- [81] M.-F. Barthe, L. Henry, S. Arpiainen, G. Blondiaux. Mater. Sci. Forum, **483–485**, 473 (2005).
- [82] S. Arpiainen, K. Saarinen, P. Hautojärvi, L. Henry, M.-F. Barthe, C. Corbel. Phys. Rev. B, **66**, 075 206 (2002).
- [83] J.W. Steeds, S. Furkert, J.M. Hayes, W. Sullivan. Mater. Sci. Forum, **457–460**, 561 (2004).
- [84] T. Egilsson, J.P. Bergman, I.G. Ivanov, A. Henry, E. Janzen. Phys. Rev. B, **59**, 1956 (1999).
- [85] G.A. Evans, J.W. Steeds, L. Ley, M. Hundhausen, N. Schulze, G. Pensl. Phys. Rev. B, **66**, 035 204 (2002).
- [86] J.W. Steeds, G.A. Evans, S. Furkert, L. Ley, M. Hundhausen, N. Schulze, G. Pensl. Mater. Sci. Forum, **433–436**, 305 (2003).
- [87] J.M. Perlado, L. Malerba, A. Sanchez-Rubio, T. Diaz de la Rubia. J. Nucl. Mater., **276**, 235 (2000).
- [88] F. Gao, E.J. Bylaska, W.J. Weber, L.R. Corrales. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, **180**, 286 (2001).
- [89] A. Mattausch, M. Bockstedte, O. Pankratov. Mater. Sci. Forum, **353–356**, 323 (2001).
- [90] W. Sullivan, J.W. Steeds, H.J. von Bandeleben, J.-L. Cantin. ICSCRM 2005, No 66 (2005).
- [91] W. Windl, T.J. Lenosky, J.D. Kress, A.F. Voter. Nucl. Instrum. Meth. B, **141**, 61 (1998).
- [92] R. Devanathan, W.J. Weber. J. Nucl. Mater., **278**, 258 (2000).
- [93] L. Malerba, J.M. Perlado. Phys. Rev. B, **65**, 045 202 (2002).
- [94] F. Gao, W.J. Weber, R. Devanathan. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, **191**, 487 (2002).
- [95] Л.С. Смирнов. *Вопросы радиационной технологии полупроводников* (Новосибирск, Наука, 1977) с. 256.
- [96] In-Tae Bae, M. Ishimaru, Y. Hirotsu. Mater. Sci. Forum, **389–393**, 467 (2002).
- [97] R. Devanathan, W.J. Weber, F. Gao. J. Appl. Phys., **90**, 2303 (2001).
- [98] J.W. Steeds, F. Carosella, G.A. Evans, M.M. Ismail, L.R. Danks, W. Voegeli. Mater. Sci. Forum, **353–356**, 381 (2001).
- [99] S.C. Sridhara, P.O.A. Persson, F.H.C. Carlsson, J.P. Bergman, E. Janzen, G. Evans, J.W. Steeds. MRS Symp. 640, H6.5.1 (2001).
- [100] W. Sullivan, J.W. Steeds. ICSCRM 2005, No 45, 40 (2005).
- [101] В.С. Балландович. ФТП, **33**, 1314 (1999).
- [102] T. Dalibor, G. Pensl, H. Matsunami, T. Kimoto, W.J. Choyke, A. Schroner, N. Nordell. Phys. Status Solidi A, **162**, 199 (1997).
- [103] G. Pensl, W.J. Choyke. Physica B, **185**, 264 (1993).
- [104] C. Hemmingsson, N.T. Son, O. Kordina, E. Janzén, J.L. Lindström. J. Appl. Phys., **84**, 704 (1998).
- [105] C. Hemmingsson, N.T. Son, E. Janzén. Appl. Phys. Lett., **74**, 839 (1999).
- [106] M. Gong, S. Fung, C.D. Beling, Z. You. J. Appl. Phys., **85**, 7604 (1999).
- [107] C. Hemmingsson, N.T. Son, O. Kordina, J.P. Bergman, E. Janzén, J.L. Lindström, S. Savage, N. Nordell. J. Appl. Phys., **81**, 6155 (1997).
- [108] C.G. Hemmingsson, N.T. Son, A. Ellison, J. Zhang, E. Janzén. Phys. Rev., **58**, R10119 (1998).
- [109] J.P. Doyle, M.K. Linnarsson, P. Pellegrino, N. Keskitalo, B.G. Svensson, A. Schöner, N. Nordell, J.L. Lindström. J. Appl. Phys., **84**, 1354 (1998).
- [110] A. Kawasuso, M. Weidner, F. Redmann, T. Frank, R. Krause-Rehberg, G. Pensl, P. Sperr, W. Triftshäuser, H. Itoh. Mater. Sci. Forum, **389–393**, 489 (2002).
- [111] L. Storasta, A. Henry, J.P. Bergman, E. Janzén. Mater. Sci. Forum, **457–460**, 469 (2004).
- [112] T.A.G. Eberlein, R. Jones, P.R. Briddon. Phys. Rev. Lett., **90**, 225 502 (2003).
- [113] I. Pintlilie, L. Pintlilie, K. Irmscher, B. Thomas. Appl. Phys. Lett., **81**, 4841 (2002).
- [114] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, F. Nava. Appl. Phys. Lett., **85**, 3780 (2004).
- [115] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, F. Nava, S. Ferrero, F. Giorgis. J. Appl. Phys., **98**, 053 706 (2005).
- [116] G. Alfieri, E.V. Monakhov, B.G. Svensson, M.K. Linnarsson. J. Appl. Phys., **98**, 043 518 (2005).
- [117] M. Gong, S. Fung, C.D. Beling, Z. You. J. Appl. Phys., **85**, 7120 (1999).
- [118] B.E. Watt. Phys. Rev., **87**, 1037 (1953).
- [119] E. Meese. *Neutron Transmutation Doping in Semiconductors* (Plenum, 1979).
- [120] V. Nagest, J.W. Farmer, R.F. Davis, H.S. Kong. Appl. Phys. Lett., **50**, 1138 (1987).
- [121] L.A. de Balona, J.H.N. Loubser. J. Phys. C, **3**, 2344 (1989).

- [122] T. Wimbauer, В.К. Meyer, A. Hofstaetter, A. Scharmann, H. Overhof. *Phys. Rev.*, **56**, 7384 (1997).
- [123] А.А. Лепнева, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг, А.С. Трегубова. *ФТП*, **33**, 2217 (1991).
- [124] S. Kanazawa, I. Kimura, M. Okada, T. Nozaki, I. Kanno, S. Ishihara, M. Watanabe. *Mater. Sci. Forum*, **338-342**, 825 (2000).
- [125] Th. Lingner, S. Greulich-Weber, J.-M. Spaeth. *Phys. Rev. B*, **64**, 245 212 (2001).
- [126] S.B. Orlinski, J. Schmidt, E.N. Mokhov, P.G. Baranov. *Phys. Rev. B*, **67**, 125 207 (2003).
- [127] I.V. Ilyin, M.V. Muzafarova, E.N. Mokhov, P.G. Baranov, S.B. Orlinski, J. Schmidt. *Physica B*, **340-342**, 128 (2003).
- [128] I.V. Ilyin, M.V. Muzafarova, E.N. Mokhov, S.G. Konnikov, P.G. Baranov. *Mater. Sci. Forum*, **483-485**, 489 (2005).
- [129] Lyle Patrick, W.J. Choyke. *J. Phys. Chem. Sol.*, **34**, 565 (1973).
- [130] X.D. Chen, S. Fung, C.C. Ling, A.C. Beling, M. Cong. *J. Appl. Phys.*, **94**, 3004 (2003).
- [131] Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, Д.В. Давыдов, А.М. Стрельчук, А. Hallén, О. Константинов, В.В. Лучинин, А.Ю. Никифоров. *ФТП*, **37**, 1260 (2003).
- [132] S. Kanazawa, M. Okada, J. Ishii, T. Nozaki, K. Shin, S. Ishihara, I. Kimura. *Mater. Sci. Forum*, **389-393**, 517 (2002).
- [133] T. Troffer, C. Peppermuller, G. Pensl, K. Rottner, A. Schöner. *J. Appl. Phys.*, **80**, 3739 (1996).
- [134] S. Greulich-Weber, M. Freege, J.-M. Spaeth, E.N. Kalabukhova, S.N. Lukhin, E.N. Mokhov. *Sol. St. Commun.*, **93**, 393 (1995).
- [135] A. Gali, P. Deak, P.R. Briddon, W.J. Choyke. *Phys. Rev. B*, **61**, 12 602 (2000).
- [136] S. Tamura, T. Kimoto, H. Matsunami, M. Okada, S. Kanazawa, I. Kimura. *Mater. Sci. Forum*, **338-342**, 849 (2000).
- [137] F.H.C. Carlsson, L. Storasta, B. Magnusson, J.P. Bergman, K. Skold, E. Janzen. *Mater. Sci. Forum*, **353-356**, 555 (2001).
- [138] C. Seitz, A. Magerl, R. Hock, H. Heissenstein, R. Helbig. *Mater. Res. Soc. Symp.*, **640**, H6.4.1 (2001).
- [139] P.G. Baranov, I.V. Ilyin, E.N. Mokhov, H.J. von Bandeleben, J.L. Cantin. *Mater. Sci. Forum*, **433-436**, 503 (2003).
- [140] L.L. Snead, S.J. Zinkle, J.C. Hay, M.C. Osborne. *Nucl. Instrum. Meth. B*, **141**, 123 (1998).
- [141] N. Bohr, J. Lindhard. *Mat. Fys. Medd.*, **28** (7), 17 (1954).
- [142] М.И. Маркович, Э.Н. Вологдин, П.Т. Бармин. *Физические основы радиационной технологии твердотельных электронных приборов*, под ред. А.Ф. Лубченко (Киев, Наук. думка, 1978) с. 151.
- [143] В.В. Козловский. *Модифицирование полупроводников пучками протонов* (СПб., Наука, 2003).
- [144] В.М. Кулаков, Е.А. Ладыгин, В.И. Шаховцов, Э.Н. Вологдин, Ю.Н. Андреев. *Действие проникающей радиации на изделия электронной техники*, под ред. Е.А. Ладыгина (М., Сов. радио, 1980) с. 34.
- [145] J.F. Zeigler, J.P. Biersack, U. Littmark. *The Stopping and Range of Ions in Solids* (Pergamon, Oxford, 1985).
- [146] H. Itoh, M. Yoshikawa, I. Nashiyama, S. Misawa, H. Okumura, S. Yoshida. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **37**, 1732 (1990).
- [147] H. Itoh, M. Yoshikawa, I. Nashiyama, S. Misawa, H. Okumura, S. Yoshida. *J. Electron. Mater.*, **21**, 707 (1992).
- [148] H.J. von Bandeleben, J.L. Cantin, I. Vickridge, G. Battistig. *Phys. Rev. B*, **62**, 10 126 (2000).
- [149] М.М. Аникин, А.С. Зубрилов, А.А. Лебедев, А.М. Стрельчук, А.Е. Черенков. *ФТП*, **25**, 479 (1991).
- [150] L. Storasta, F.H.C. Carisson, S.G. Shidhara, A. Åberg, J.P. Bergman, A. Hallén, E. Janzén. *Mater. Sci. Forum*, **353-356**, 431 (2001).
- [151] M.L. David, G. Alfieri, E.V. Monakhov, A. Hallén, J.F. Barbot, B.G. Svensson. *Mater. Sci. Forum*, **433-436**, 371 (2003).
- [152] D.M. Martin, H. Kontegaard Nielsen, P. Lévêque, A. Hallén. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 1704 (2004).
- [153] A. Galeckas, H. Kontegaard Nielsen, J. Linnros, A. Hallén, B.G. Svensson, P. Pirouz. *Mater. Sci. Forum*, **483-485**, 327 (2005).
- [154] W. Puff, A.G. Balogh, P. Mascher. *Mater. Sci. Forum*, **338-342**, 965 (2000).
- [155] W. Puff, A.G. Balogh, P. Mascher. *Mater. Sci. Forum*, **338-342**, 969 (2000).
- [156] D.T. Britton, M.-F. Barthe, C. Corbel, A. Hempel, L. Henry, P. Desgardin, W. Bauer-Kugelmann, G. Kögel, P. Sperr, W. Triftshäuser. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 1234 (2001).
- [157] M.-F. Barthe, P. Desgardin, L. Henry, C. Corbel, D.T. Britton, G. Kögel, P. Sperr, W. Triftshäuser, P. Vicente, L. di Cioccio. *Mater. Sci. Forum*, **389-393**, 493 (2002).
- [158] D.V. Davydov, A.A. Lebedev, V.V. Kozlovski, N.S. Savkina, A.M. Strel'chuk. *Physica B*, **308-310**, 641 (2001).
- [159] Е.В. Богданова, В.В. Козловский, Д.С. Румянцев, А.А. Волкова, А.А. Лебедев. *ФТП*, **38**, 1211 (2004).
- [160] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Н.С. Савкина, А.А. Лебедев, В.В. Козловский, М. Suvajarvi, Р. Якимова. *ФТП*, **38**, 841 (2004).
- [161] В.А. Козлов, В.В. Козловский, А.Н. Титков, М.С. Дунаевский, А.К. Крыжановский. *ФТП*, **36**, 1310 (2002).
- [162] А.А. Лебедев, А.И. Вейнгер, Д.В. Давыдов, В.В. Козловский, Н.С. Савкина, А.М. Стрельчук. *ФТП*, **34**, 897 (2000).
- [163] А.А. Лебедев, А.И. Вейнгер, Д.В. Давыдов, В.В. Козловский, Н.С. Савкина, А.М. Стрельчук. *ФТП*, **34**, 1058 (2000).
- [164] Н.Н. Герасименко. *Тр. 1-й Моск. межд. школы физики ИТЭФ* (Звенигород, 1998) с. 173.
- [165] L. Patrick, W.J. Choyke. *Phys. Rev. B*, **5**, 3253 (1972).
- [166] A. Uedono, H. Itoh, T. Ohshima, R. Suzuki, T. Okdaira, S. Tanigawa, Y. Aoki, M. Yoshikawa, I. Nashiyama, T. Mikado, H. Okumura, S. Yoshida. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, 6650 (1997).
- [167] H. Wirth, W. Anwand, G. Brauer, M. Voelskow, D. Panknin, W. Skorupa, P.G. Coleman. *Mater. Sci. Forum*, **264-268**, 729 (1998).
- [168] W. Anwand, G. Brauer, P.G. Coleman, M. Voelskow, W. Skorupa. *Appl. Surf. Sci.*, **149**, 148 (1999).
- [169] S.G. Sridhara, D.G. Nizhner, R.P. Devaty, W.J. Choyke, T. Dalibor, G. Pensl, T. Kimoto. *Mater. Sci. Forum*, **264-268**, 493 (1998).
- [170] M. Gong, C.V. Reddy, C.D. Beling, S. Fung, G. Brauer, H. Wirth, W. Skorupa. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2739 (1998).
- [171] Y. Pasaud, W. Skorupa, J. Stoemenos. *Nucl. Instrum. Meth. B*, **120**, 181 (1996).
- [172] N. Chechenin, K. Bourdelle, A. Suvorov, A. Kastilio-Vitlosh. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.*, **65**, 341 (1992).
- [173] W. Jiang, W.J. Weber, S. Thevuthasan, D.E. McCready. *Nucl. Instrum. Meth. B*, **148**, 557 (1999).

- [174] W. Jiang, S. Thevuthasan, W.J. Weber, R. Grötzschel. Nucl. Instrum. Meth. B, **161-163**, 501 (2000).
- [175] N.Q. Khanh, Z. Zolnai, T. Lohner, L. Toth, L. Dobos, J. Gyulai. Nucl. Instrum. Meth. B, **161-163**, 424 (2000).
- [176] A. Kawasuso, M. Weidner, F. Redmann, T. Frank, P. Sperr, R. Krause-Rehberg, W. Triftshäuser, G. Pensl. Physica B, **308-310**, 660 (2001).
- [177] M. Weidner, T. Frank, G. Pensl, A. Kawasuso, H. Itoh, R. Krause-Rehberg. Physica B, **308-310**, 633 (2001).
- [178] D. Åberg, A. Hallén, B.G. Svensson. Physica B, **273-274**, 672 (1999).
- [179] Th. Frank, G. Pensl, Song Bai, R.P. Devaty, W.J. Choyke. Mater. Sci. Forum, **338-342**, 753 (2000).
- [180] X.D. Chen, C.C. Ling, S. Fung, C.D. Beling, H.S. Wu, G. Brauer, W. Anwand, W. Skorupa. Mater. Sci. Soc. Symp. Proc., **815**, J5.5.1 (2004).
- [181] C.C. Ling, X.D. Chen, G. Brauer, W. Anwand, W. Skorupa, H.Y. Wang, H.M. Weng. J. Appl. Phys., **98**, 043 508 (2005).
- [182] Th. Frank, M. Weidner, H. Itoh, G. Pensl. Mater. Sci. Forum, **353-356**, 439 (2001).
- [183] Y. Tanaka, N. Kobayashi, H. Okumura, R. Suzuki, T. Ohdaira, M. Hasegawa, M. Ogura, S. Yoshida, H. Tanoue. Mater. Sci. Forum, **338-342**, 909 (2000).
- [184] A. Ruggiero, S. Libertino, M. Mauceri, R. Reitano, P. Musumeci, F. Roccaforte, F. La Via, L. Calcagno. Mater. Sci. Forum, **457-460**, 493 (2004).
- [185] A. Ruggiero, M. Zimbone, F. Roccaforte, S. Libertino, F. La Via, R. Reitano, L. Calcagno. Mater. Sci. Forum, **483-485**, 485 (2005).
- [186] F. Roccaforte, F. Giannazzo, C. Bongiorno, S. Libertino, F. La Via, R. Reitano. Mater. Sci. Forum, **483-485**, 729 (2005).
- [187] F. Gao, W.J. Weber, W. Jiang. Phys. Rev. B, **63**, 214 106 (2001).
- [188] J. Slotte, K. Saarinen, M.S. Janson, A. Hallén, Yu. Kuznetsov, B.G. Svensson, J. Wong-Leung, C. Jagadish. J. Appl. Phys., **97**, 033 513 (2005).
- [189] A. Uedono, S. Tanigawa, T. Frank, G. Pensl, R. Suzuki, T. Ohdaira, T. Mikado. J. Appl. Phys., **87**, 4119 (2000).
- [190] S. Nakashima, T. Mitani, J. Senzaki, H. Okumura, T. Yamamoto. J. Appl. Phys., **97**, 123 507 (2005).
- [191] M. Bockstedle, A. Mattausch, O. Pankratov. Mater. Sci. Forum, **457-460**, 715 (2004).
- [192] M. Laube, F. Schmid, G. Pensl, G. Wagner, M. Linnarsson, M. Maier. J. Appl. Phys., **92**, 549 (2002).
- [193] E. Kalinina, N. Strokan, A. Ivanov, A. Sadohin, V. Kossov, R. Yafaev, A. Azarov, S. Lashaev. *Paper for Proceedings of 6th European Conference on Silicon Carbide and Related Materials (ECSCRM2006)*, Sept. 3-8 (Newcastle, UK 2006).
- [194] M.S. Janson, J. Slotte, A.Yu. Kuznetsov, K. Saarinen, A. Hallén. J. Appl. Phys., **95**, 57 (2004).
- [195] M.S. Janson, A. Hallén, P. Godignon, A.Yu. Kuznetsov, M.K. Linnarsson, E. Morvan, B.G. Svensson. Mater. Sci. Forum, **338-342**, 889 (2000).
- [196] W. Jiang, W.J. Weber. Phys. Rev. B, **64**, 125 206 (2001).
- [197] J. Wong-Leung, M.S. Janson, B.G. Svensson. J. Appl. Phys., **93**, 8914 (2003).
- [198] F.H.C. Carlsson, S.G. Sridhara, A. Hallén, J.P. Bergman, E. Janzen. Mater. Sci. Forum, **433-436**, 345, (2003).
- [199] W. Anwand, G. Brauer, P.G. Coleman, R. Yankov, W. Skorupa. Appl. Surf. Sci., **149**, 140 (1999).
- [200] J. Slotte, K. Saarinen, A.Yu. Kuznetsov, A. Hallén. Physica B, **308-310**, 664 (2001).
- [201] Y. Zhang, W.J. Weber, W. Jiang, C.M. Wang, A. Hallén, G. Passnert. J. Appl. Phys., **93**, 8914 (2003).
- [202] E. Wendler, A. Helf, W. Wesch. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, **141**, 105 (1998).
- [203] A.Yu. Kuznetsov, J. Wong-Leung, A. Hallén, C. Jagadish, B.G. Svensson. J. Appl. Phys., **94**, 7112 (2003).
- [204] В.А. Скуратов, А.Е. Ефимов, Д.Л. Загорский. ФТТ, **44**, 165 (2002).
- [205] А.И. Гирка, А.Ю. Дадык, А.Д. Мокрушин, Е.Н. Мохов, С.В. Свирида, А.В. Шишкин, В.Г. Шмаровоз. Письма ЖТФ, **15**, 24 (1989).
- [206] А.И. Гирка, А.Д. Мокрушин, Е.Н. Мохов, В.М. Осадчиев, С.В. Свирида, А.В. Шишкин. ЖЭТФ, **97**, 578 (1990).
- [207] L.Liszka, K. Havancsak, M.-F. Barthe, P. Desgardin, L. Henry, Zs. Kajcsos, G. Battistig, E. Szilagyi, V.A. Skuratov. Mater. Sci. Forum, **363**, 123 (2001).
- [208] M. Levalois, I. Lhermitte-Sebire, P. Marie, E. Paumier, J. Vicens. Nucl. Instrum. Meth. B, **107**, 239 (1996).
- [209] I. Lhermitte-Sebire, J.L. Chermant, M. Levalois, E. Paumier, J. Vicens. Phil. Mag. A, **69**, 237 (1994).
- [210] K. Yasuda, M. Takeda, H. Masuda, A. Yoshida. Phys. Status Solidi A, **71**, 549 (1982).
- [211] D.V. Kratic, M.D. Vljajic, R.A. Verrall. Key Engin. Mater., **122-124**, 387 (1996).
- [212] S.J. Zinkle, J.W. Jones, V.A. Skuratov. MRS Symp. Proc., **650**, R3.19.1 (2001).
- [213] E. Kalinina, G. Kholujanov, G. Onushkin, D. Davydov, A. Strel'chuk, A. Zubrilov, A. Hallén, A. Konstantinov, V. Shuratov, J. Staño. Mater. Sci. Forum, **433-436**, 467 (2003).
- [214] Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, Г.А. Онушкин, Д.В. Давыдов, А.М. Стрельчук, А.О. Константинов, А. Халлен, А.Ю. Никифоров, В.А. Скуратов, К. Havancsak. ФТП, **38**, 1223 (2004).
- [215] Е.В. Калинина, В.А. Скуратов, А.А. Ситникова, Е.В. Колесникова, А.С. Трегубова, М.Р. Scheglov. ФТП, **4**, 392 (2007).
- [216] W. Primak, L.H. Fuchs, P.P. Day. Phys. Rev., **103**, 1184 (1956).
- [217] М. Хеершап, Р. де Конинк. *Полупроводниковые счетчики излучений* (М., Госатомиздат, 1962) с. 238.
- [218] С.Е. Barnes. Appl. Phys. Lett., **20**, 86 (1972).
- [219] И.В. Рыжиков, И.Л. Касаткин, Е.Ф. Уваров. Электрон. техн., сер 2, № 4 (147), 9 (1981).
- [220] В.В. Евстропов, А.М. Стрельчук. ФТП, **30**, 112 (1996).
- [221] А.М. Стрел'чук, V.V. Kozlovski, A.A. Lebedev, N.Yu. Smirnova. Mater. Sci. Forum, **483-485**, 1001 (2005).
- [222] А.В. Афанасьев, В.А. Ильин, А.А. Петров. Петербургский журн. электроники, **3-4**, 12 (2000).
- [223] А.Ю. Никифоров, А.В. Афанасьев, В.А. Ильин, В.В. Лучинин, А.А. Петров. В сб.: *Радиационная стойкость электронных систем „Стойкость-2001“* (М., Паимс, 2001) т. 4, с. 145.
- [224] А.Ю. Никифоров, П.А. Иванов, В.В. Лучинин. В сб.: *Радиационная стойкость электронных систем „Стойкость-2002“* (М., Паимс, 2002) т. 5, с. 167.
- [225] А.Ю. Никифоров, Е.В. Калинина, В.В. Лучинин, А.М. Стрельчук, Д.В. Давыдов. В сб.: *Радиационная стойкость электронных систем „Стойкость-2001“* (М., Паимс, 2002) т. 5. с. 169.

- [226] E. Kalinina, A. Strel'chuk, A.A. Lebedev, N. Strokan, A. Ivanov, G. Kholuyanov. *Тр. конф. ECSCRM 2005*, Сентябрь 18–23, 2005 (Питтсбург, США).
- [227] A. Strel'chuk, E. Kalinina, A.O. Konstantinov, A. Hallén. *Mater. Sci. Forum*, **483-485**, 993 (2005).
- [228] A. Strel'chuk, V.V. Kozlovski, N.S. Savkina, M.G. Rastegaeva, A.N. Andreev. *EMRS (Strasbourg, 1998)*.
- [229] Y. Tanaka, K. Kojima, K. Takao, M. Okamoto, M. Kawasaki, A. Takatsuka, T. Yatsuo, K. Arai. *Mater. Sci. Forum*, **483-485**, 985 (2005).
- [230] M. Wolborski, M. Bakowski, W. Klamra. *Mater. Sci. Forum*, **457-460**, 1487 (2004).
- [231] J.M. McGarrity, C.J. Scozzie, J. Blackburn, W.M. DeLancey. *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, Record 1, 114 (1995).
- [232] T. Ohshima, K.K. Lee, A. Ohi, M. Yoshikawa, H. Itoh. *Sci. Forum*, **389-393**, 1093 (2002).
- [233] K.K. Lee, T. Ohshima, H. Itoh. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **50**, 194 (2003).
- [234] J.N. Merrett, J.R. Williams, J.D. Cressler, A. Sutton, L. Cheng, V. Bondarenko, I. Sankin, D. Seale, M.S. Mazzola, B. Krishnan, Y. Koshka, J.B. Casady. *Mater. Sci. Forum*, **483-485**, 885 (2005).
- [235] F. Nava, P. Vanni, G. Verzellesi, A. Castaldini, A. Cavallini, L. Polenta, R. Nipoti, C. Donolato. *Mater. Sci. Forum*, **353-356**, 757 (2001).
- [236] A. Lo Giudice, P. Olivero, F. Fizzotti, C. Manfredotti, E. Vittone, S. Bianco, G. Bertuccio, R. Casiraghi, M. Jaksic. *Mater. Sci. Forum*. **483-485**, 389 (2005).
- [237] А.М. Иванов, А.А. Лебедев, Н.Б. Строкан. *ФТП*, **40**, 1259 (2006).
- [238] F. Nava, E. Vittone, P. Vanni, G. Verzellesi, P.G. Fuochi, C. Lanzieri, M. Glaser. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **505**, 645 (2003).
- [239] G. Bertuccio, S. Binetti, S. Caccia, R. Casiraghi, A. Cavallini, C. Lanzieri, A. Le Donne, F. Nava, S. Pizzini, R. Rigutti, G. Verzellesi, E. Vittone. *Mater. Sci. Forum*, **483-485**, 1015 (2005).
- [240] Н.Б. Строкан, А.А. Лебедев, А.М. Иванов, Д.В. Давыдов, В.В. Козловский. *ФТП*, **34**, 1443 (2000).
- [241] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов, Н.С. Савкина, А.А. Лебедев, Ю.Т. Миронов, Г.А. Рябов, Е.М. Иванов. *ФТП*, **35**, 495 (2001).
- [242] 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).

Редактор Т.А. Полянская

Influence irradiation on SiC properties and devices based on it. Review

E.V. Kalinina

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The questions of the radiation defect formation in SiC different polytypes, types of the conductivity and concentration of charge carriers under irradiation with high energy particles in wide range their energies and masses from electron to heavy Bi ions were considered. The influence of irradiation on optical and electrical characteristics of the SiC based devices including detectors of nuclear radiation were observed as well. The common regularities of radiation defect formation with other semiconductors and typical ones for SiC were shown. The strong radiation hardness of SiC was confirmed as well as the possibility of rise its radiation resource under increased energies of irradiated particles and high temperatures were discussed.