

УДК 621.315.592

Центры с глубокими уровнями в карбиде кремния

Обзор

© А.А. Лебедев

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

(Получен 2 марта 1998 г. Принят к печати 26 марта 1998 г.)

Анализируются полученные к настоящему времени результаты по исследованию параметров глубоких центров в $6H$ - $4H$ - и $3C$ -SiC. Приведены данные по энергиям ионизации и сечениям захвата центров как образующихся при легировании SiC различными типами примеси или в процессе облучения, так и собственных дефектов. Рассмотрено участие обнаруженных центров в процессах излучательной и безызлучательной рекомбинации. Проведенный анализ литературных источников показывает значительное влияние, которое собственные дефекты кристаллической решетки SiC оказывают как на формирование глубоких центров, так и на свойства самих эпитаксиальных слоев — уровень их легирования и политипную однородность.

Введение

Развитие современной энергетики и космической техники требует создания полупроводниковых приборов, способных работать при повышенных температурах и высоких уровнях ионизирующего излучения. Одним из полупроводниковых материалов, на основе которого можно получать подобные приборы, является карбид кремния.

Значительные успехи в развитии технологии SiC за последние 10–15 лет позволили к настоящему времени разработать на основе SiC практически все основные типы полупроводниковых приборов, в том числе и первые интегральные схемы.

Известно, что глубокие центры (ГЦ) определяют многие важнейшие параметры полупроводниковых приборов. ГЦ в объеме полупроводника оказывают влияние на время жизни и диффузионную длину неосновных носителей заряда, КПД светодиодов и фотоприемников, коэффициент усиления транзисторов, на величину и температурный коэффициент напряжения пробоя p - n -структур. Поскольку в настоящее время заранее невозможно теоретически предсказать значения основных параметров примесных и дефектных центров в новом полупроводниковом материале, главным источником информации о ГЦ являются экспериментальные методы.

Очевидно, что для дальнейшего развития технологии SiC и создания новых приборов, с одной стороны, необходимо исследовать параметры ГЦ в эпитаксиальных слоях и p - n -переходах, полученных по различным технологиям. С другой стороны, исследование параметров уже созданных приборов может дать дополнительную информацию о свойствах имеющихся в них ГЦ. Кроме того, различные методы выращивания эпитаксиальных слоев и создания p - n -структур приводят к образованию различных ГЦ в объеме полупроводника и на его поверхности, которые в свою очередь оказывают влияние на характеристики создаваемых приборов. Таким образом, через исследования параметров и распределений ГЦ

можно определить оптимальную комбинацию технологических методов для создания данного типа прибора с лучшим сочетанием рабочих характеристик.

Цель настоящего обзора — обобщение имеющихся в настоящее время данных по параметрам ГЦ в $6H$ -, $4H$ - и $3C$ -SiC и анализ их свойств с точки зрения возможного влияния на характеристики разрабатываемых на основе карбида кремния приборных структур.

Краткая история исследования полупроводниковых свойств SiC

В конце прошлого века Е.Г. Ачесоном был предложен и запатентован метод промышленного получения SiC [1]. Выращенные этим методом кристаллы были сильно легированы (до 10^{21} см⁻³), не обладали политипной однородностью и имели небольшие размеры $10 \times 10 \times 3$ мм [2]. При исследовании подобных образцов Х. Раунд в 1907 г. наблюдал свечение, связанное с прохождением электрического тока через кристалл [3]. Более подробно исследования электролюминесценции карбида кремния были проведены О.В. Лосевым в 1923–1940 гг. [4]. Им было установлено, что один из типов свечения связан с наличием особого "активного слоя" на поверхности кристалла. Позже он показал, что этот слой имеет электронную проводимость, а объем образца — дырочную. Лосев также установил существование связи между выпрямлением и электролюминесценцией. Таким образом, два важнейших для полупроводниковой электроники явления — электролюминесценция и выпрямительные свойства p - n -структур были впервые обнаружены на кристаллах SiC. К сожалению, в то время электронная промышленность была основана на использовании электровакуумных ламп и эти открытия остались незамеченными.

Как известно, промышленный интерес к полупроводникам возник после обнаружения В. Шокли в 1949 г. транзисторного эффекта на кристаллах Ge. Примерно в это же время Дж. Лэли предложил новый метод

выращивания кристаллов SiC [5]. Рост монокристаллов здесь происходил сублимационным путем в результате перегонки SiC через паровую фазу из более горячих в более холодные области.

В первой половине 50-х годов начались поиски полупроводниковых материалов, способных работать при более высоких температурах окружающей среды, чем Ge. Поэтому взоры многих исследователей обратились к кремнию и карбиду кремния. В последующие 10–15 лет было выполнено много работ, посвященных исследованию свойств SiC и разработке полупроводниковых приборов на его основе.

Однако к началу 70-х годов промышленный интерес к карбиду кремния снова угас. Очевидно, это было вызвано несопоставимостью успеха в развитии технологии Si и GaAs по сравнению с SiC. Значительные технологические трудности при выращивании карбида кремния и формировании приборов на его основе приводили к тому, что параметры получаемых приборов были далеки от теоретических ожиданий.

Последующие 15 лет изучение свойств SiC продолжались несколькими исследовательскими группами, большинство из которых находились на территории СССР. В 1970 г. Ю.А. Водаковым и Е.И. Моховым для выращивания эпитаксиальных слоев SiC был предложен сублимационный "сэндвич-метод" [6]. Суть метода заключалась в том, что процесс выращивания осуществлялся при сближении источника паров и подложки.

В конце 70-х годов Ю.М. Таировым и В.Ф. Цветковым был также предложен метод выращивания объемных кристаллов SiC [7] — модифицированный метод Лели. Предложенный метод был основан на конденсации пара на монокристаллическую подложку. Рост проводился при температурах около 2000°C. Диаметр выращиваемого слитка определялся размерами подложки (в настоящее время около 50 мм), а его длина — временем технологического процесса. Политипная структура слитка определялась политипом использовавшейся заправки [8].

На основе данных технологий и их модификаций в ФТИ им. А.Ф. Иоффе в лаборатории Ю.А. Водакова и В.Е. Челнокова к середине 80-х годов был разработан целый ряд SiC-полупроводниковых устройств, был проведен широкий круг исследований электрофизических свойств карбида кремния, в том числе параметров и свойств ГЦ.

Окончательно интерес к карбиду кремния как к перспективному материалу для полупроводниковой электроники вернулся после разработки С. Нишино метода газотранспортной (CVD) эпитаксии пленок 3C-SiC на кремниевых подложках [9]. Использование стандартного технологического оборудования и подложек большой площади открывало возможности для быстрого коммерческого использования полученных результатов. Вскоре на основе подобных пленок были созданы несколько типов полевых транзисторов. Однако параметры этих приборов, как и качество самих пленок, оставалось невысоким. Кроме того, 3C-SiC является самым узко-

зонным из политипов карбида кремния ($E_g \sim 2.4$ эВ) и с точки зрения максимальных рабочих температур незначительно превосходит GaP. Поэтому вскоре тем же методом CVD были получены пленки 6H-SiC на основе подложек 6H-SiC [10]. Использование технологической комбинации: модифицированный метод Лели (подложка)—CVD-эпитаксия (эпитаксиальные слои) на грани (0001) Si-плазмохимическое травление (формирование мезаструктур) позволило получить на основе карбида кремния целый ряд полупроводниковых приборов — светодиоды в синей области спектра, ультрафиолетовые приемники, выпрямительные диоды, полевые транзисторы, биполярные транзисторы, тиристоры [11–13].

В настоящее время экспериментальный выпуск приборов на основе карбида кремния, так же как и интенсивные исследовательские работы, проводится крупнейшими компаниями, специализирующимися на производстве полупроводниковой техники: CREE и Вестингауз (США), Томсон и Шнейдер Электрик (Франция), АВВ (Швеция), Сименс (Германия), Хитачи (Япония). К сожалению, из-за общего развала советской науки и электронной промышленности в последние годы работы российских ученых и созданный ими в области физики SiC научный потенциал на их Родине оказался невострепованным.

1. Некоторые особенности кристаллической структуры SiC

Карбид кремния относится к наиболее ярким представителям политипных соединений. Собственно термин "политипизм" был специально введен для карборунда, вследствие того, что различные кристаллические формы SiC структурно очень близки друг к другу. В настоящее время известно свыше 140 кристаллических модификаций SiC [14].

Все известные политипы карбида кремния кристаллизуются по законам плотной шаровой упаковки и представляют собой бинарные структуры, построенные из идентичных слоев, отличающихся как порядком расположения кубического C или гексагонального H слоя, так и числом этих слоев в элементарной ячейке. Для характеристики политипа часто используют обозначения Рамследа [15], состоящие из натурального числа, равного числу слоев в периоде, в направлении, перпендикулярном базовой плоскости, и буквенного символа, характеризующего сингонию решетки Браве: C — кубическая, H — гексагональная, R — ромбоэдрическая. Наиболее распространенными являются политипы 6H, 4H, 15R, 3C (рис. 1). Хотя расположение ближайших из соседних атомов одинаково для каждого атома кремния или углерода во всех политипах, расположение более далеких соседей отличается, что приводит к наличию кристаллографически неэквивалентных положений в решетке SiC (4H — одно кубическое и одно гексагональное,

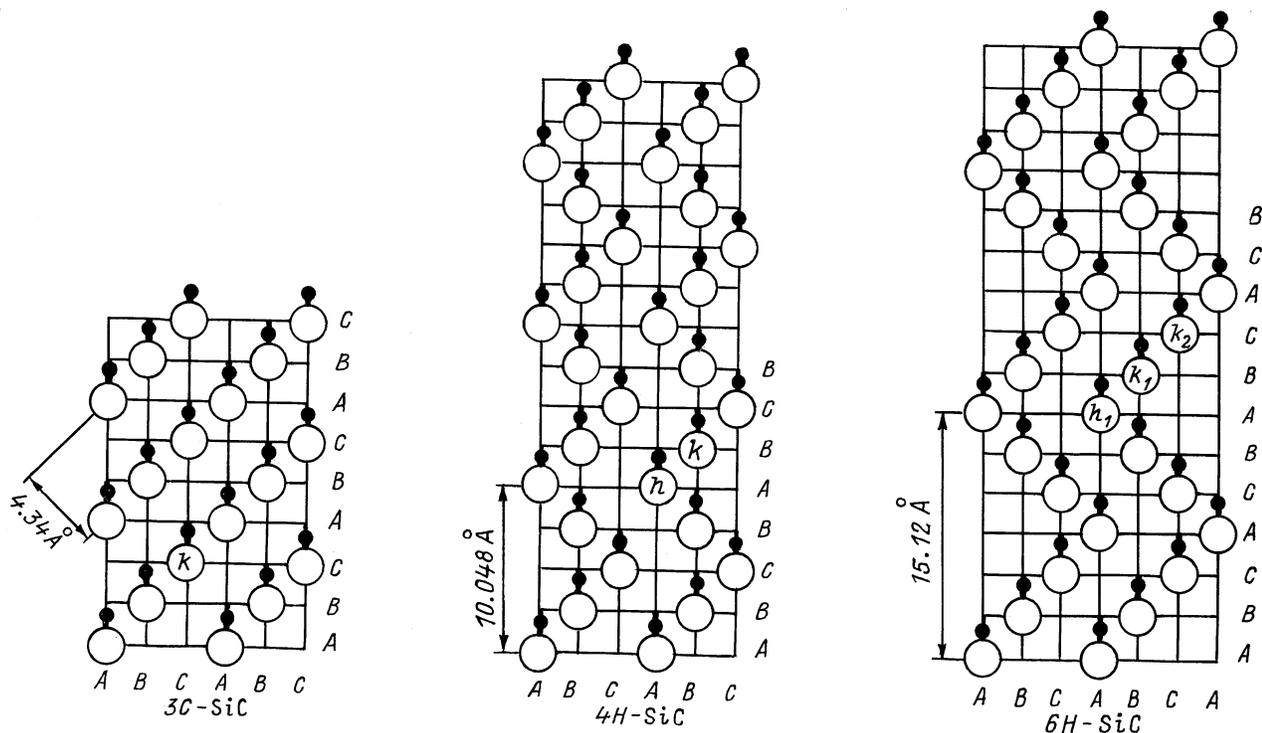


Рис. 1. Расположение атомов Si и C (светлые и темные кружки соответственно) в плоскости $(11\bar{2}0)$ для политипов SiC 3C, 4H и 6H. Обозначения A, B, C соответствуют различным положениям атомов в плотноупакованной гексагональной структуре. Значки h и k отмечают гексагональные и кубические положения атомов в решетке соответственно [135].

6H — два кубических и одно гексагональное) [16]. В настоящее время не существует удовлетворительной во всех отношениях теории, способной объяснить, почему SiC кристаллизуется в виде большого количества политипов. Нет полной ясности и в том, какие факторы благоприятствуют образованию того или иного политипа.

Известно, что карбид кремния представляет собой полупроводник с непрямой зонной структурой. При этом величина запрещенной зоны существенно зависит от политипа и изменяется от 2.39 эВ для 3C-SiC и до 3.3 эВ для 2H-SiC. Согласно результатам экспериментальных и теоретических работ, максимум валентной зоны находится в центре зоны Бриллюэна, а минимум зоны проводимости расположен на ее границе. С этим связывается сильная зависимость ширины запрещенной зоны от структуры политипа. Согласно [17] спиноорбитальное расщепление валентной зоны составляет 10 мэВ.

В более сложных политипах, чем 2H и 3C, существует еще одна особенность зонной структуры [18,19]. При анализе электронных спектров чередование слоев в длиннопериодных политипах можно рассматривать как действие на электрон, помещенный в кристалл кубической модификации, некоего сверхпериодического потенциала. При таком рассмотрении зона проводимости разбивается на серию подзон. На основании таких представлений может быть объяснена анизотропия эффективных масс в политипах, ее зависимость от конкретной структуры кристалла.

Важной особенностью электронных сверхрешеток является наличие поляризованных полос поглощения, обусловленных переходами между минизонами [20,21]. Такие полосы поглощения наблюдаются в кристаллах различных политипов, причем во всех случаях их положение в спектре и поляризация согласуются с данными расчета электронных спектров [19,22,23]. Основные параметры SiC политипов 6H, 4H и 3C представлены в табл. 1.

Таблица 1. Значение некоторых параметров SiC [135,209]

Параметр	4H-SiC	6H-SiC	3C-SiC
Ширина запрещенной зоны, эВ	3.2	3.0	2.3
Постоянная решетки, Å	$a = 3.09$ $c = 10.48$	$a = 3.09$ $c = 15.12$	4.34
Теплопроводность Вт/см · град	3–5	3–5	5
Напряженность критического поля пробоя E_{cr} , мВ/см	2–3	2–3	>1.5
Подвижность электронов μ_n , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (300 К)	800	200–300	1000
Скорость насыщения, 10^7 см/с	2	2	2.7
Подвижность дырок μ_p , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (300 К)	60	50	40

2. Параметры глубоких центров в SiC

2.1. Основные легирующие примеси в SiC

Разрешенные состояния в запрещенной зоны полупроводников традиционно разделяются на "мелкие" и "глубокие". Деление это весьма условно и обычно мелкими считают уровни с энергией ионизации $E_i < 0.1$ эВ, а глубокими — с $E_i > 0.1$ эВ [24]. Для карбида кремния это деление является еще более условным, так как даже основные донорные и акцепторные уровни имеют энергии ионизации $E_i \geq 0.1$ эВ. Таким образом, строго говоря, в карбиде кремния все исследовавшиеся уровни являются глубокими. Однако в дальнейшем мы будем уровни, определяющие сопротивление базовых областей, называть мелкими по отношению к более глубоким, не дающим заметного вклада в величину концентрации основных носителей заряда.

Азот. Специально не легируемые слои SiC имеют *n*-тип проводимости. Это объясняется неконтролируемым легированием растущего слоя азотом. Кроме того, азот обладает достаточно высокой растворимостью в SiC ($\approx 10^{21}$ см⁻³) и наименьшей энергией ионизации из всех примесных донорных уровней. С помощью имплантации ионов N также возможно получение тонких сильно легированных слоев SiC для формирования омических контактов [25].

На энергетическом положении ГЦ, связанных с атомами азота, наиболее ярко проявилось наличие неэквивалентных положений в решетке SiC [26–28]. Во всех основных политипах SiC обнаружены уровни азота, связанные как с кубическими (*c*), так и с гексагональными (*h*) положениями решетки, причем отношение концентраций уровней (N_h/N_c) соответствует отношению числа гексагональных и кубических положений в кристаллических решетках различных политипов SiC. $N_h/N_c = 1:1$ (4H); 1:2 (6H), 2:3 (15R). Согласно результатам последних исследований, энергии ионизации уровней азота составляют: ($E_c - 0.081$, $E_c - 0.138$, $E_c - 0.142$ эВ (6H)) [29]; ($E_c - 0.052$ и $E_c - 0.092$ эВ (4H)) [30]. Большинство исследователей полагает, что азот занимает в решетке SiC место углерода [26,32]. Однако существуют данные, что по крайней мере в 3C-SiC, особенно при концентрациях $\leq 10^{19}$ см⁻³, азот также замещает и кремний [33]. Возможно, это противоречие объясняется тем, что при легировании SiC азотом происходит образование различных комплексов, связанных с собственными дефектами SiC или фоновыми примесями, которые имеют другое расположение в решетке, чем одиночные атомы азота. Так, в [34] сообщалось об обнаружении пар Ti–N в 6H- и 4H-SiC, которые образовывали донорный уровень $E_c - 0.6$ эВ.

В работе [35] сообщалось, что в наиболее чистых слоях 4H-SiC отсутствовал спектр электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), который обычно связывается с уровнями азота. По мнению авторов [35], это свидетельствует о существенном вкладе собственных дефектов в

электропроводность слабо легированных слоев SiC. Другой особенностью образцов SiC(N) является образование экситона, связанного на нейтральном донорном уровне азота. Связанные с рекомбинацией данного экситона линии в спектре люминесценции 6H-SiC имеют длины волн (4122, 4142 и 4144 Å) [36].

Алюминий. Для получения карбида кремния *p*-типа проводимости обычно используют Al [37–39], который образует наиболее мелкие акцепторные уровни в нижней половине запрещенной зоны и обладает наибольшей растворимостью ($\sim 10^{21}$ см⁻³) [40].

В [38] было показано, что с увеличением концентрации Al от 10^{18} до 10^{21} см⁻³ его энергия ионизации уменьшается от 0.27 до 0.1 эВ. В более поздней работе [41] было показано, что энергия ионизации уровней Al ($E_v + 0.24$ эВ) не зависит от его концентрации до $5 \cdot 10^{20}$ см⁻³, если степень компенсации эпитаксиальных слоев $k < 0.01$. В случае $k > 0.01$ происходило уменьшение энергии ионизации до 0.1 эВ ($N_{Al} \sim 5 \cdot 10^{20}$ см⁻³). Полученные данные авторы работы объясняли на основе результатов теории перколяции [42], т.е. за счет взаимодействия между всеми видами примесей в компенсированном полупроводнике возникает дополнительный потенциал, который снижает энергию ионизации примеси. Это объяснение, однако, не исключает образования нескольких типов ГЦ при легировании карбида кремния алюминием.

Так, в работе [43] методом токовой спектроскопии глубоких уровней в 6H-SiC *p–n*-структурах с *n*-базой, легированной Al в процессе роста, было обнаружено два глубоких акцепторных уровня, которые отсутствовали в нелегированных образцах, полученных по той же технологии: HK_1 ($E_v + 0.22$ эВ, $\sigma_p = 3.6 \cdot 10^{-12}$ см²) и HK_2 ($E_v + 0.28$ эВ, $\sigma_p = 1.3 \cdot 10^{-15}$ см²). Отношение энергий ионизации центров HK_1 и HK_2 $E_{i2}/E_{i1} = 1.27$, что значительно больше, чем соотношение энергий для атомов акцепторных примесей, находящихся в различных неэквивалентных положениях кристаллической решетки SiC [27]. Концентрация центра HK_1 (N_1) оставалась практически постоянной во всех исследовавшихся образцах и составляла $\sim 3 \cdot 10^{-15}$ см⁻³. В то же время концентрация HK_2 (N_2) сильно уменьшалась при незначительном уменьшении общей степени компенсации образцов таким образом, что соотношение N_2/N_1 изменялось от 7–12 до 2. Хотя отношение количества кубических и гексагональных положений в кристаллической решетке 6H-SiC составляет 2:1. Таким образом, более вероятным является соответствие уровней HK_1 и HK_2 различным типам ГЦ, возникающих в 6H-SiC(Al, N), чем одному типу центра, образуемому в различных неэквивалентных положениях кристаллической решетки карбида кремния.

Методом фотоэмиссии в *p*⁺–*n*-структурах, полученных имплантацией ионов Al [44], была также обнаружена полоса уровней в верхней половине запрещенной зоны, в диапазоне энергий 0.15–0.5 эВ, с сечениями захвата $\sigma_n \sim 10^{-22}$ см².

К настоящему времени не существует четко определенных данных об энергии ионизации Al в различных неэквивалентных положениях решетки SiC, хотя в ряде работ сообщалось о разделении энергий [27]. В любом случае обнаруженная разница энергий ионизации была ~ 0.03 эВ и, как правило, меньше разброса энергий, полученных различными авторами. На основании ряда оптических и электрических измерений можно полагать, что с примесью Al в SiC связан по крайней мере один центр с энергией ионизации $E_v + 0.23 \pm 0.01$ эВ. Для 4H-SiC(Al) емкостная спектроскопия глубоких уровней (DLTS) показала наличие уровня $E_v + 0.23$ эВ [45].

Имплантация ионов алюминия используется для создания сильно легированных прослоек при формировании омических контактов к *p*-SiC. Возможно также получение *p-n*-структур за счет ионной имплантации Al в эпитаксиальные слои SiC *n*-типа проводимости. Предпринимались, хотя не очень успешные, попытки за счет совместной имплантации Al и N в больших дозах получить твердые растворы SiC/AlN [46].

Легирование SiC алюминием было (до получения светодиодов на основе GaN) единственным методом создания светодиодов с максимумом излучения в синей области спектра. Введение алюминия также приводит к образованию связанного экситона, наличие которого прослеживается во всех основных поли типах SiC [47].

Бор. Исследованию диффузии бора в SiC было посвящено большое количество работ [48–63]. Интерес к этой примеси определялся тем, что бор образует в SiC акцепторные уровни и может быть использован для получения *p-n*-переходов. Кроме того, бор обладает высокой растворимостью 10^{20} см⁻³ и является одной из наиболее быстро диффундирующих примесей в SiC. Особенностью диффузионного распределения бора в SiC является наличие приповерхностных (большая концентрация, малые эффективные коэффициенты диффузии) и объемных (наоборот, меньшие концентрации, большие коэффициенты диффузии) областей [48]. Подобный характер распределения бора приводит к тому, что в результате его диффузии в *n*-SiC получаются плавные *p-n*-переходы, имеющие достаточно протяженные компенсированные области. Это может вызвать появление *S*-образных вольт-амперных характеристик (ВАХ) полученных диодов [49]. Другим недостатком бора, как мелкой акцепторной примеси, является его значительная энергия ионизации, согласно данным холловских измерений она составляет $E_v + 0.35$ эВ [50,51]. Таким образом, при комнатной температуре степень ионизации примеси незначительна и, несмотря на большую концентрацию нескомпенсированных акцепторов, концентрация ионизованных дырок еще мала. Поэтому эффективная инжекция дырок из легированного бором эмиттера может наблюдаться лишь при высоких температурах. Все это привело к тому, что основной акцепторной примесью для легирования SiC служит Al. Однако диффузия бора не потеряла своей актуальности для некоторых специальных вопросов технологии карбида кремния. Одним из таких применений

является получение светодиодов с максимумом излучения в желтой области спектра (6H-SiC). Было обнаружено, что легирование бором приводит к появлению люминесценции с $h\nu = 2.14$ эВ [52]. Диффузия бора в эпитаксиальные *p-n*-структуры позволяет получать высоковольтные *p-i-n*-диоды [53,54]. В работах [55,56] было показано, что при легировании бором в SiC помимо мелкого центра бора образуется более глубокий *D*-центр ($E_v + 0.58$ эВ). Позже аналог *D*-центра был обнаружен в 4H-SiC [57,58]. Образование после диффузии бора в SiC двух типов уровней, не являющихся разными зарядовыми состояниями одного центра, очевидно связано со сложным характером диффузионного распределения B в SiC. Так, в [59] предполагалось, что атомы бора диффундируют в виде ассоциатов с собственными дефектами решетки карбида кремния. Это предположение согласуется с результатами работы [51], где были исследованы концентрации мелкого центра бора и *D*-центра в образцах SiC, легированных бором с помощью различных методов. Было показано, что при диффузии в основном образуются *D*-центры, в то время как при легировании бором в процессе роста эпитаксиальных слоев — в основном мелкие центры бора. В целом нам представляется вполне вероятным, что поверхностная ветвь диффузионного распределения обусловлена мелкими центрами бора, т.е. атомами бора, занимающими узлы кристаллической решетки SiC. Объемная же ветвь образована комплексами бор + собственный дефект.

Согласно последним данным ЭПР, структуре мелкого центра бора соответствует атом бора, замещающий Si (B_{Si}), а глубокий центр бора является комплексом атома бора и вакансии углерода [60,61,91]. Отметим, что *D*-центр является характерным уровнем для SiC и был обнаружен в материале, выращенном по различным технологиям [62,67].

Галлий. Другой акцепторной примесью в карбиде кремния является Ga, однако, обладая меньшей растворимостью, чем Al ($\sim 1.2 \cdot 10^{19}$ см⁻³) [64,40], и большей энергией ионизации ($E_v + 0.29$ эВ (6H) и $E_v + 0.3$ эВ (4H)) [64,65], он практически не использовался для создания *p-n*-структур. Для примеси галлия также не наблюдалось зависимости энергии ионизации от его концентрации. В других поли типах SiC Ga имеет сходные энергии ионизации 3C ($E_v + 0.34$ эВ) и 15R ($E_v + 0.3$ эВ) [27]. Так же как и Al, Ga является примесью замещения в кремниевой подрешетке [29] и может связывать экситон [66].

Индий. О свойствах индия в карбиде кремния известно совсем мало. По-видимому, он обладает невысокой растворимостью ($\sim 10^{17}$ см⁻³) [40], и при введении In в процессе роста не удавалось получить слоев SiC *p*-типа проводимости.

2.2. Другие типы примесных центров в SiC

Бериллий. При исследовании SiC(Be) [68] было обнаружено, что Be — амфотерная примесь в SiC. В кристаллах 6H-SiC(Be) *n*- и *p*-типа проводимости наблю-

далась фотолюминесценция (ФЛ) с максимумом в красной области спектра 1.85–2.1 эВ (293 К) [69]. С уменьшением температуры в спектре ФЛ образцов *p*-типа разгоралась полоса с максимумом ~2.4 эВ. Бериллий не использовался при создании приборных структур на основе SiC. Лишь в последнее время было показано, что с помощью имплантации ионов Ве можно получать эпитаксиальные слои 6H-SiC *p*-типа проводимости и формировать на их основе *p-n*-структуры [70]. Исследование ЭПР спектров акцепторного уровня Ве были представлены в работах [71,72]. Отмечалось сходство структуры данного центра и мелкого центра бора.

Магний. После имплантации ионов Mg наблюдалось (DLTS) образование двух новых уровней в *n*-6H-SiC ($E_c - 0.49$ и $E_c - 0.45$ эВ) [73]. Отжиг до температур ~1600°C приводил к увеличению концентрации данных глубоких центров.

Скандий. В работе [74] при DLTS-исследованиях SiC(Sc) был обнаружен глубокий центр с энергией $E_v + (0.52 \div 0.55)$ эВ, для которого положение DLTS-пика сильно зависело от напряженности электрического поля E в слое объемного заряда [$E = (1-2.6) \cdot 10^5$ В/см]. Автор работы [74] объяснял это наличием эффекта Пула-Френкеля, а обнаруженный глубокий центр приписывал Sc. Известно также, что образцы SiC(Sc) обладают фотолюминесценцией с максимумом в желто-зеленой области спектра (политип 6H) [75]. При легировании SiC скандием возможно получение *p-i-n*-структур с высокоомной π -областью [76].

Титан. Ti и V являются одними из наиболее подробно исследованными примесями в SiC среди примесей других переходных металлов. С одной стороны, это объясняется тем, что данные металлы являются характерными фоновыми примесями в карбиде кремния, и с другой стороны, их значительным влиянием на электрофизические свойства легированных образцов. Достаточно давно [77,78] было установлено, что введение Ti приводит к появлению в спектре фотолюминесценции 6H-SiC узких линий в диапазоне энергий 2.79–2.86 эВ. Данные линии наблюдались в 6H-, 4H-, 15R- и 33R-SiC и их количество соответствовало числу неэквивалентных положений в кристаллической решетке данного политипа. В то же время в образцах SiC(Ti) политипов 21R и 3C подобный спектр обнаружен не был. Связь атомов Ti с наблюдаемым спектром ФЛ была подтверждена результатами исследования оптически детектируемого магнитного резонанса (ODMR) в 6H-, 4H-, 15R- и 15R-SiC(Ti) [79]. Однако исследования электронного спинового резонанса [80,81] показали наличие центров, связанных с Ti только в 4H-SiC. Аналогичные результаты были получены при DLTS-исследованиях образцов SiC, ионно-легированных титаном [82,83] — в 4H-SiC(Ti) было обнаружено два ГЦ, связываемых с титаном, $E_c - 0.12$ и $E_c - 0.16$ эВ, соответствующих гексагональному и кубическому положению примеси в решетке. В 6H-SiC(Ti) подобные центры отсутствовали. Общий анализ результатов исследований SiC(Ti) был дан в работе [82]. Авторами данной

работы было предложено, что для политипов SiC справедливо эмпирическое правило "Langer-Heinrich" (LH), ранее предложенное для соединений $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$ [84]. Согласно LH, энергетическое положение уровней переходных металлов в ряде изовалентных полупроводниковых соединений неизменно по отношению к некоторому общему энергетическому уровню, т.е. другими словами, взаимное расположение уровней Ti в политипах SiC будет оставаться постоянным и не зависеть от параметров политипа. В то же время возможность наблюдения данных уровней различными методиками будет определяться величиной запрещенной зоны данного политипа. Так, основное состояние титана, обнаруженное в 4H-SiC методом DLTS, не будет наблюдаться этим методом в других (более узкозонных) политипах SiC, так как оно оказывается уже за пределами запрещенной зоны (см. рис. 2). Энергия связанного на атоме Ti экситона, однако, меньше. Поэтому ФЛ, связанная с рекомбинацией данного экситона, наблюдалась в политипах SiC с меньшей величиной запрещенной зоны. На основе факта обнаружения связанных с Ti экситонов в 4H-, 6H- и 15R-SiC и их отсутствия в более узкозонных политипах 21R и 3C авторы [82] оценили энергию связи ($\Delta E(E_x)$) данного экситона как $162 \text{ мэВ} < \Delta E(E_x) < 252 \text{ мэВ}$.

Ванадий. Исследования поведения ванадия в SiC стали особенно актуальными после того как было обнаружено, что легирование V приводит к образованию полуизолирующих слоев карбида кремния [85,86]. С помощью введения ванадия в процессе CVD-роста были получены эпитаксиальные слои 6H-SiC с удельным сопротивлением 3000 Ом·см. Полученные результаты объяснялись образованием в SiC(V) глубокого донора вблизи середины запрещенной зоны ($E_c - 1.59$ эВ), который перекомпенсировал фоновую акцепторную примесь (бор). Согласно данным различных авторов, ванадий является амфотерной примесью в SiC, т.е. приводит к образованию как донорных, так и акцепторных уровней [80,81,87,88]. Методом DLTS в SiC(V) был обнаружен еще один уровень с энергиями ионизации $E_c - (0.65-0.75)$ эВ и $E_c - 0.97$ эВ для 6H и 4H политипов соответственно [209,82,89–91]. В [89] высказывалось предположение о справедливости правила HL для примеси V в карбиде кремния.

Хром. Относительно уровней, образующихся при легировании SiC хромом, пока еще не существует устоявшейся точки зрения. В [73] при исследовании 6H-SiC ионно-легированного Cr наблюдалось два уровня — $E_c - 0.38$ и $E_c - 0.34$ эВ, сигнал от которых полностью исчезал после отжига образцов при $T \geq 1600^\circ\text{C}$. В то же время в [89,92] в SiC(Cr), полученном аналогичным технологическим методом, было обнаружено 3 уровня в 4H-SiC ($E_c - 0.15$, $E_c - 0.18$ и $E_c - 0.74$) и один уровень в 6H-SiC ($E_c - 0.54$ эВ). Полученные результаты интерпретировались на основе правила HL. Уменьшение ширины запрещенной зоны ($\Delta E \sim 0.22$ эВ) при переходе от 4H к 6H приводит к тому, что два более мелких центра оказываются за пределами запрещенной зоны, а энергия ионизации более глубокого уровня уменьшается на величину ΔE .

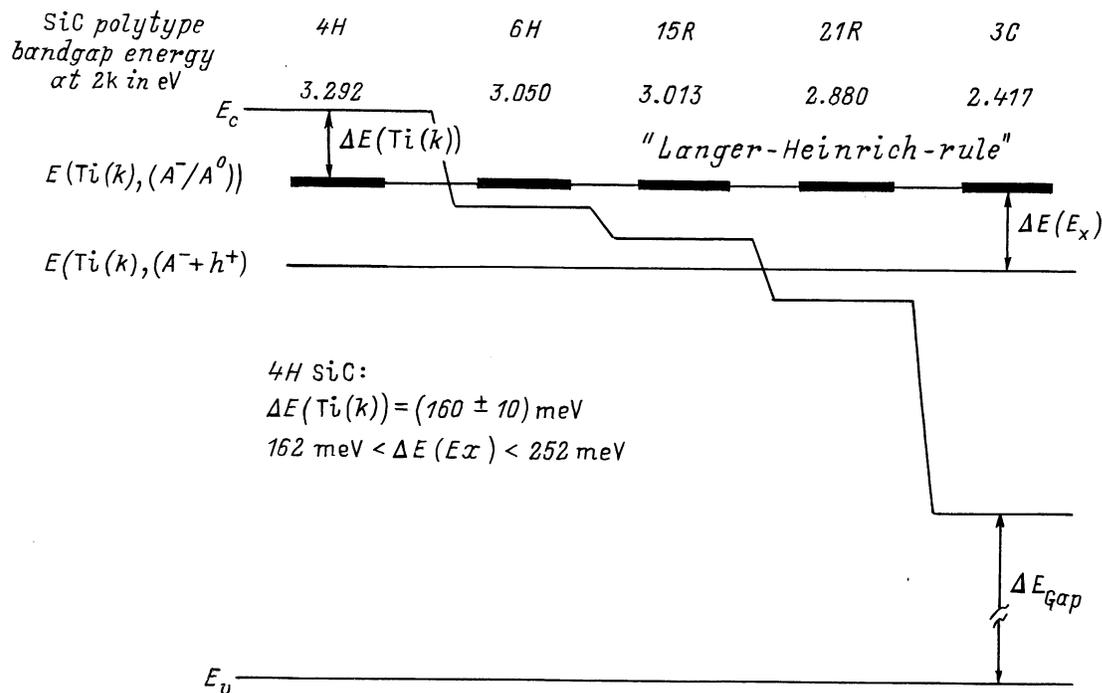


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая применение правила "Langer-Heinrich" для примесного центра Ti в SiC [82].

Молибден. В [93] в коммерчески выпускаемых компанией Cree эпитаксиальных слоях SiC был обнаружен центр, связываемый с фоновой примесью Mo. Было обнаружено, что Mo в 6H-SiC занимает в решетке место кремния и может сосуществовать в двух зарядовых состояниях, одно из которых образует акцепторный уровень в материале n-типа проводимости вблизи середины запрещенной зоны. В связи с этим делался вывод, что использование омических контактов на основе Mo при высоких температурах может привести к диффузии Mo в объем полупроводника, компенсации материала n-типа и деградации прибора.

Марганец. В [94] наблюдался ЭПР спектр, который связывался с двухзарядным донорным состоянием примесного атома Mn, находящегося в гексагональном положении решетки 6H-SiC.

Фосфор. Как элемент V группы фосфор должен образовывать в SiC донорные центры. Однако при наличии мелкого и имеющего хорошую растворимость в SiC донора (азот) интерес к исследованию других донорных примесей в карбиде кремния был ограничен. Согласно [95], P образует в 6H-SiC два донорных уровня — в гексагональном ($E_c - 0.085$ эВ) и кубических ($E_c - 0.135$ эВ) узлах решетки. С помощью имплантации ионов фосфора удалось получить n^+ -слои 6H-SiC с концентрацией электрически активных доноров $\geq 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Кислород. По аналогии с Si можно было предполагать, что в SiC будет высокая концентрация фонового кислорода, который может оказывать существенное влияние на параметры изготавливаемых приборов. Однако из-

за небольшого числа исследований, выполненных на эту тему, пока трудно оценить правильность этого предположения. В [96] исследовалось влияние легирования кислородом на интенсивность голубой и желтой (борной) ФЛ в 6H-SiC. Не было обнаружено корреляции между концентрацией кислорода и интенсивностью голубой ФЛ, в то же время был сделан вывод, что кислород является соактиватором желтой ФЛ. В [97] были исследованы образцы 4H-SiC, ионно-легированные кислородом. Были обнаружены два более мелких ($E_c - 0.3$ и $E_c - 0.44$ эВ) и три более глубоких центра ($E_c - 0.74$, $E_c - 0.9$ и $E_c - 0.95$ эВ), которые авторы связывали с образованием комплексов, включающих атомы кислорода.

Аргон. Имплантация аргона может быть использована для получения полужолирующих слоев SiC, например для защиты периферии диодов Шоттки [98,73]. Имплантация Ag приводит к образованию в n-SiC полос акцепторных центров в диапазоне энергий $E_c - (0.2-0.8 \text{ эВ})$.

Эрбий. Известно, что легирование эрбием приводит к появлению в спектре ФЛ различных полупроводников узкой линии с длиной волны $\approx 1.54 \text{ мкм}$ [99]. Источник излучения на данный оптический диапазон очень интересен с практической точки зрения, так как он совпадает с минимумом поглощения кварцевых оптических нитей. Считается, что данная ФЛ связана с внутрицентровым переходом в атомах Er, которые достаточно слабо связаны с окружающей полупроводниковой матрицей. В [100] были исследованы монокристаллические образцы 4H-, 6H-, 15R- и 3C-SiC, ионно-легированные эрбием. В вышеуказанной области спектра данных образцов было зарегистрировано появление узкой линии ФЛ, интенсив-

Таблица 2. Параметры и свойства некоторых примесных центров в 6H- и 4H-SiC

Примесь	Энергетическое положение, эВ		Положение в решетке	Участие в рекомбинации	Другие свойства	Донор или акцептор
	6H-SiC	4H-SiC				
N	$E_c - 0.081$ $E_c - 0.138$ $E_c - 0.142$ [29]	$E_c - 0.052$ $E_c - 0.092$ [30]	C [26,32] Si [33]	Связанный экситон [31], (см. Al, Ga, B)	Гетерополитипная эпитаксия 6H \Rightarrow 3C [136–138]	Д
Al	$E_v + 0.23$ [41,43] $E_v + 0.1 \div 0.27$ [38]	$E_v + 0.23$ [45]	Si [47]	Связанный экситон [47] ДАР Al–N, СА рекомб** [27]	Гетерополитипная эпитаксия 6H \Rightarrow 4H [136–138]	А
B*	$E_v + 0.35$ [50,51]	$E_v + 0.29$ [123]	Si [60,61]	ДАП B–N [183]	Гетерополитипная эпитаксия 6H \Rightarrow 4H [136–138]	А
Ga	$E_v + 0.29$ [64,65]	$E_v + 0.3$ [64,65]	Si [64]	Связанный экситон [66], ДАР Ga–N, СА рекомб** [27]		А
Sc	$E_v + 0.52 \div 0.55$ [74]		Si [140]	Желто-зеленая ФЛ (6H-SiC) [75]	Гетерополитипная эпитаксия 6H \Rightarrow 4H	А
Ti	$E_c - 0.6$ эВ, (пары Ti–N) [34]	$E_c - 0.12$, $E_c - 0.16$ [82,83]	Si [77,79]	Связанный экситон [77,78]		А [82]
Cr	$E_c - 0.54$ [89]	$E_c - 0.15$ $E_c - 0.18$ $E_c - 0.74$ [89]				А [89]
V	$E_c - 0.7$ [209] $E_v + 1.6$ [81]	$E_c - 0.97$ [82,89]	Si [88]	Излучательный внутрицентровой переход [90]	Полуизолирующие слои [85,86], центр безызлучательной рекомбинации [90]	Д [81] А [89]

Примечание. *Свойства связанного с бором D-центра представлены в табл. 3. **Излучательный переход зона проводимости — нейтральный акцептор.

ность которой практически не изменялась в диапазоне температур 2–400 К. При $T > 400$ К наблюдалось быстрое гашение ФЛ. Не было обнаружено существенных отличий в спектре ФЛ образцов политипов 4H, 6H, 15R, в том числе и тонкой структуры линий, связанной с наличием неэквивалентных положений в решетке SiC. Качественно подобные результаты были получены при исследовании поликристаллических слоев SiC, имплантированных Er [101]. По-видимому, структура центра Er в SiC и его свойства подобны свойствам эрбия в других полупроводниковых материалах.

Параметры наиболее изученных для SiC примесей представлены в табл. 2. Как видно из таблицы, наблюдается подобие параметров и свойств центров, образующихся в различных политипах SiC, при их легировании одной и той же примесью, если данные ГЦ образуются в нижней половине запрещенной зоны. Если данная примесь образует центры в верхней половине запрещенной зоны, то параметры (и даже количество) центров в различных политипах могут отличаться. Еще более ярко это свойство карбида кремния проявляется для собственных и радиационных дефектов в SiC. Поэтому при описании свойств последних нам показалось наиболее целесообразным применить использованный в п. 2.3 порядок изложения материала.

2.3. Собственные дефекты в карбиде кремния

2.3.1. Центры в нижней половине запрещенной зоны

L-центр. При исследовании 6H-SiC p - n -структур, полученных ионной имплантацией Al (ИЛ структуры), были обнаружены ГЦ с энергией ионизации $E_v + 0.24$ эВ и $\sigma_p \sim 10^{-15}$ см² (L -центр) [55]. L -центр был также обнаружен в p - n -структурах, полученных сублимационной эпитаксией (СЭ структуры), и некоторых p - n -структурах, сформированных бесконтейнерной жидкостной эпитаксией (БЖЭ структуры). В имплантационных структурах его концентрация возростала вблизи металлургической границы p - n -перехода, в образцах других типов заметный профиль распределения L -центров отсутствовал.

Значение энергии ионизации L -центра было близко к полученным другими методами данным для энергии ионизации примесного уровня Al [38]. Однако если в случае ИЛ p - n -структур наличие атомов Al в базовой области и уменьшение их концентрации вдали от p -области объяснимо, то для резких БЖЭ и СЭ структур наличие Al в n -базе в концентрациях $\sim 10^{16}$ см⁻³ представляется маловероятным. Для выяснения взаимосвя-

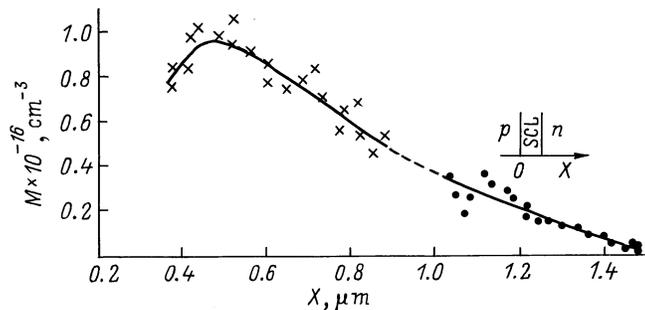


Рис. 3. Распределение *i*-центров вблизи металлургической границы ИЛ *p-n*-структуры. Крестики — *6H-SiC*; точки — *4H-SiC* [107].

зи обнаруженного *L*-центра с примесными атомами Al было проведено исследование БЖЭ и СЭ *p-n*-структур с *n*-базой, легированной алюминием в процессе роста SiC(Al) [43]. В [102–103] на основе исследований данных образцов был сделан вывод, что *L*-центр является дефектным комплексом, не включающим непосредственно атом Al и возникающим как после диффузии и имплантации Al, так и вследствие других причин. Позже аналоги *L*-центра были обнаружены в образцах *4H-SiC*, полученных сублимацией [104] и *4H*- и *6H-SiC*, полученных методом CVD [45,105].

***i*-центр.** Помимо *L*-центров в DLTS-спектрах *6H-SiC* ИЛ структур был обнаружен глубокий уровень в нижней половине запрещенной зоны (*i*-центр). Использование различных методик обработки показано, что DLTS-пик *i*-центра имеет уширенную форму и не описывается классическим уравнением DLTS-спектра [55]. Наблюдавшееся уширение DLTS спектров может быть обусловлено наложением емкостных сигналов от двух (или более) ГЦ с энергиями ионизации E_1 и E_2 . Определенная энергия ионизации *i*-центра находилась в диапазоне значений $E_v + (0.52–0.58)$ эВ.

На основе эпитаксиальных пленок *4H-SiC* были получены аналогичные ИЛ структуры. Их DLTS-спектр был подобен спектрам образцов ИЛ *6H-SiC* и в них был обнаружен аналог *i*-центра с $E_v + 0.53$ [106,107]. Близость параметров *i*-центров в *6H* и *4H* указывает на сходную структуру данных центров для данных поли-типов. В ИЛ структурах на основе *6H*- и *4H-SiC* было измерено распределение *i*-центров в базовой области диода [105]. При экстраполяции профиля распределения *i*-центров в структурах на основе *4H-SiC* наблюдалось хорошее совпадение с началом профиля в структурах на основе *6H-SiC*, что позволяет предположить, что характер распределения *i*-центров в структурах на основе *4H-SiC* и *6H-SiC* совпадает (рис. 3). Из сопоставления профиля распределения *i*-центров и профиля $N_d - N_a$, полученного из вольт-фарадных характеристик, можно было заключить, что распределения компенсирующих дефектов в базе совпадают с распределениями *i*-центров [108]. Таким образом, компенсация базовой области в ИЛ структурах обусловлена повышенной кон-

центрацией глубоких акцепторных уровней (*i*-центров) вблизи металлургической границы *p-n*-перехода. Акцепторную природу *i*-центра подтверждает и соотношение сечений захвата носителей ($\sigma_p \gg \sigma_n$) для этого ГЦ. В [107] было также обнаружено, что имплантация Al в наиболее чистые эпитаксиальные слои *4H-SiC* приводила к появлению *S*-образной ВАХ, которая связывалась с высокой концентрацией *i*-центров. В СЭ *p-n*-структурах было обнаружено, что профиль распределения *i*-центров практически постоянен по всей глубине базовой области [109].

В [67] был сделан вывод, что образование как включений *3C-SiC* в эпитаксиальных слоях *6H-SiC*, так и центров-активаторов дефектной электролюминесценции (ДЭЛ) происходит под влиянием одних и тех же механизмов, которые должны сопровождаться релаксацией напряжений в эпитаксиальном слое, т. е. помимо перестройки решетки *6H-SiC* с образованием включений кубической фазы, возможна также релаксация напряжений за счет слияния собственных дефектов в более устойчивые и энергетически выгодные комплексы, являющиеся активаторами ДЭЛ. Поскольку активатором ДЭЛ является *i*-центр (см. п. 4.3), это дает основание предположить, что он является комплексом, состоящим главным образом из собственных дефектов кристаллической решетки SiC, концентрация которых возрастает после облучения или имплантации. Это предположение хорошо согласуется с результатами работы [91], где на основе экспериментов по термической стабильности ДЭЛ в кристаллах SiC, имеющих различную концентрацию собственных структурных дефектов, был сделан вывод о том, что в состав центра-активатора люминесценции входит вакансия углерода.

***D*-центр.** Хотя *D*-центр не является чисто структурным дефектом (в его состав, по-видимому, входит атом бора), он является характерным фоновым центром в *6H*- и *4H-SiC*, выращенным по различным технологиям [55–63]. Впервые данный центр был обнаружен при исследовании DLTS-спектров в структурах SiC(B), а также наряду с *i*-центрами при исследовании СЭ образцов [55,56]. Близость значений E_T и σ_p для *i*- и *D*-центров приводила к наложению их DLTS-пиков в СЭ и ИЛ структурах. Поэтому определяемая энергия ионизации ГЦ (E^{dv}) в структурах данных типов колебалась в пределах $0.52 \leq E_i \leq 0.58$ эВ. Исследование параметров *i*- и *D*-центров в диапазоне напряженностей электрических полей $(1–7) \cdot 10^5$ В/см не обнаружило заметной зависимости энергий ионизации данных ГЦ от напряженности электрического поля [110].

Хотя энергия ионизации *D*-центра более чем на 10% больше энергии ионизации *i*-центра, сечения захвата дырок на них имеют обратные соотношения, вследствие чего постоянные времени перезарядки для этих центров весьма близки при $T \sim 300$ К. При этом более глубокий *D*-центр перезарядается при более низких температурах, поэтому суммарный DLTS-пик выглядит как пик от одиночного центра (рис. 4). Для разделения сигнала

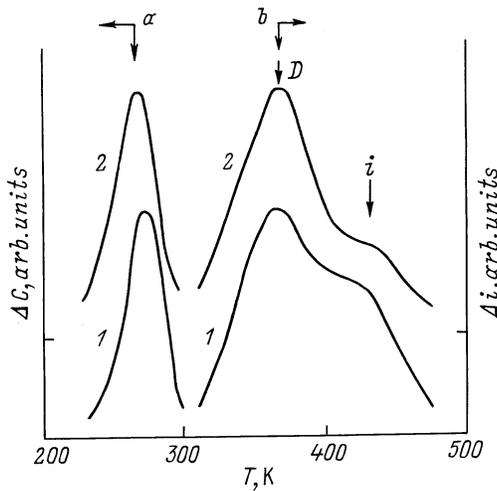


Рис. 4. Спектры DLTS (а) и *i*-DLTS (б) СЭ *p*-*n*-структуры с большим (1) и малым (2) отношением концентраций *i*- и *D*-центров. Параметры спектров: $t_1 = 10$, $t_2 = 30$ мс (а) и $t_1 = 0.1$, $t_2 = 0.5$ мс (б) [110].

от рассматриваемых ГЦ был использован метод токовой релаксации *i*-DLTS [111,112]. Данный метод обладает большой разрешающей способностью, так как он дает по сути первую производную от DLTS-спектра. Кроме того, применение других временных окон позволило уйти в температурную область, где значения постоянных времени перезарядки для наблюдаемых ГЦ различаются сильнее. На рис. 4 представлен *i*-DLTS-спектр СЭ структуры, в котором хорошо видны сигналы от исходных центров [110].

Таким образом, согласно [55,110], в СЭ структурах существуют как *i*-, так и *D*-центры, энергии ионизации которых в исследованном диапазоне концентраций и обратных напряжений не зависят от напряженности электрического поля в слое объемного заряда. Применение методов разделения DLTS-сигналов к исследованным структурам показало, что в SiC(*v*) преобладают *D*-центры, в ИЛ структурах — *i*-центры. Дополнительная диффузия бора в эпитаксиальные СЭ слои до формирования *p*-*n*-перехода также приводила к преобладанию *D*-центров. В эпитаксиальных слоях 4*H*-SiC, легированных бором, в процессе роста был обнаружен аналог *D*-центра ($E_v + 0.54$ эВ) [58,82].

Другие дефекты. В работе [105] в *p*-6*H*-SiC был обнаружен центр вблизи середины запрещенной зоны ($E_v + 1.41$ эВ), который связывался с собственным дефектом. В [113] были исследованы образцы SiC, легированные Mn, V и облученные нейтронами. Из сопоставления спектров ФЛ и данных ЭПР был обнаружен глубокий акцептор, который связывался с появлением красной ФЛ. В [114] при исследовании *p*-6*H*-SiC (промышленно выпускаемых Cree Inc. фотодетекторов) было обнаружено три ловушки ($E_v + 0.5$, $E_v + 0.56$ и $E_v + 0.69$ эВ). Первые две из которых близки по параметрам к *i* и *D*-центрам соответственно.

2.3.2. Дефекты в верхней половине запрещенной зоны

6*H*-SiC

***R*- и *S*-центры.** При исследовании диодов Шоттки на основе 6*H*-SiC были обнаружены два ГЦ — *S* ($E_c - 0.35$ эВ, $\sigma_p \sim 10^{-15}$ см²) и *R* ($E_c - 1.27$ эВ) [115–117]. Концентрации этих уровней N_R и N_S во всех исследованных поверхностно-барьерных структурах совпадали с точностью 10–20%. Значения величин N_R и $N_S \sim 10^{15}$ см⁻³ были близки к значениям N_R и N_S в ИЛ и СЭ *p*-*n*-структурах, полученных на основе этих эпитаксиальных слоев. Таким образом, можно заключить, что в процессе создания *p*-*n*-перехода не происходило существенного изменения концентрации *R*- и *S*-центров.

В БЖЭ структурах концентрации этих ГЦ также совпадали и были в среднем на порядок меньше, чем в СЭ структурах. В работе [82] было показано, что данные центры образуются после облучения и ионной имплантации 6*H*-SiC. На основании того, что данные уровни отжигались при разных температурах, был сделан вывод, что они относятся к двум разным центрам, а не к одному двухзарядному. Близкий по параметрам к *S*-центру двойной центр (E_1/E_2) ($E_c - 0.34$, $E_c - 0.41$) был обнаружен в подложках, полученных методом Лэли [118], а затем и в эпитаксиальных слоях, выращенных методом CVD [119]. В работе [116] *R*- и *S*-центры рассматривались как основные центры безызлучательной рекомбинации (см. п. 5.1).

Z1/Z2. В [118] был обнаружен еще один двойной пик Z1/Z2, ($E_c - 0.6$ – 0.7 эВ), который впоследствии также был найден и в эпитаксиальных слоях, выращенных методом CVD [114]. Ранее методом ЭПР было исследовано несколько глубоких центров в 6*H*-SiC-подложках, полученных методом Лэли [120]. Один из обнаруженных центров с энергией ~ 600 мэВ был сопоставлен с дивакансией $V_C - V_{Si}$. В [82] было сделано предположение о соответствии данного центра обнаруженному методом DLTS Z1/Z2.

Другие центры. В некоторых образцах 6*H*-SiC, выращенных сублимационной эпитаксией, был обнаружен центр $E_c - 1.06$ эВ [121] и не обнаружен *R*-центр. Уровень с близкими параметрами был также обнаружен и в подложках, полученных модифицированным методом Лэли [122]. Несколько более глубокий уровень (*E*K4) ($E_c - 1.45$ эВ) был найден в *p*-CVD-6*H*-SiC [105].

4*H*-SiC

В CVD-слоях 4*H*-SiC был обнаружен только один фоновый уровень Z1 с энергией $E_c - (0.63$ – 0.68 эВ) [82,119,124]. В эпитаксиальных слоях 4*H*-SiC, полученных методом СЭ, центров в верхней половине зоны обнаружено не было [125].

3*C*-SiC

Исследование фоновых дефектов в 3*C*-SiC проводилось в эпитаксиальных слоях, выращенных на основе кремниевых подложек [126,127]. В [126] было обнару-

Таблица 3. Параметры и свойства собственных ГЦ в 6H- и 4H-SiC

Центр	Энергетическое положение, эВ		Предполагаемая структура	Участие в рекомбинации	Рост концентрации после		Донор или акцептор
	6H-SiC	4H-SiC			имплантации	облучения	
<i>L</i>	$E_v + 0.24$ [55,105]	$E_v + 0.24$ [45,104]	$V_C + ?$ [146]				A [55]
<i>i</i>	$E_v + 0.52$ [55,106,107]	$E_v + 0.53$ [106,107]	$V_C + ?$ [146]	ДЭЛ [158]	Al [55,106,107]	α -частицы [114]	A [55,106]
<i>D</i>	$E_v + 0.58$ [55,56]	$E_v + 0.54$ [58]	$V + V_C$ [60,61,146]	”Борная” ЭЛ [55,56]	Диффузия бора [55]	α -частицы [114]	A [55,58] Д [123]
<i>S</i> (E_1/E_2)	$E_c - 0.35$ [115–117] $E_c - 0.34/0.41$ [118]			Безызлучательная рекомбинация [116]	He ⁺ [82]	Электроны [128,129]	A [82]
Z_1/Z_2	$E_c - 0.6/0.7$ [114,118]	$E_c - 0.63 \dots 0.68$ [119]	$V_C + V_{Si}$ [82,120]		He ⁺ , H ⁺ [82]	Электроны [128,129,130] Электроны [128]	A [82]
<i>EH4</i>	$E_c - 1.06$ [121,122]			Безызлучательная рекомбинация [105]			
<i>R</i>	$E_c - 1.45$ [105]			Безызлучательная рекомбинация [116]	He ⁺ [82]	Электроны [129]	A [82]
	$E_c - 1.27$ [115–117]						

жено два центра: *SC1* ($E_c - 0.34$ эВ) и *SC2* ($E_c - 0.58$ эВ), DLTS-пики которых едва выделялись на фоне полосы сплошной релаксации. Подобные полосы могли быть связаны с большой плотностью объемных дефектов (дислокаций и др.). Через 8 лет качество эпитаксиальной пленки существенно улучшилось, что и отразилось на приведенном в [127] DLTS-спектре, где сигналы от отдельных уровней уже вполне различимы. Авторы [127] обнаружили три ГЦ: T_1 ($E_c - 0.32$ эВ), T_2 ($E_c - 0.52$ эВ) и T_3 ($E_c - 0.56$ эВ), наиболее мелкий из которых они отождествляют с ранее обнаруженным *SC1*. Параметры обнаруженных центров представлены в табл. 3.

2.4. Радиационное легирование SiC

Электроны. При исследовании *n*-6H-SiC, облученного электронами с энергией 3.5–4 МэВ, наблюдались центры в верхней половине запрещенной зоны с энергиями 0.35, 0.6 и 1.1 эВ [128]. Все указанные дефекты отжигались до температур ~1300 К. Согласно их энергиям ионизации, данные дефекты можно сопоставить с собственными дефектами: *S*-центр, Z_1/Z_2 и центр $E_c - 1.06$ эВ. В более поздней работе [129] данные эксперименты были повторены с использованием электронов с энергиями 2 МэВ. Помимо увеличения концентрации фоновых дефектов E_1/E_2 и Z_1/Z_2 наблюдалось появление нового центра E_3/E_4 ($E_c - 0.57$ эВ). Аналогичные результаты увеличения концентрации *S*-центра (E_1/E_2) были получены для CVD эпитаксиальных слоев, облученных электронами с энергией 2 МэВ [119]. Кроме того был обнаружен центр ($E_c - 0.51$ эВ), который отжигался уже при температурах ~800°С. Наиболее стабильным к отжигу был *S*-центр, который сохранялся до температур ~1000°С.

В 4H-SiC CVD-структурах [119,130] после облучения электронами в диапазоне энергий 2–2.5 МэВ помимо увеличения концентрации фонового уровня Z_1 ,

наблюдалось образование целого ряда дефектов: *EH1* ($E_c - 0.45$ эВ), *EH2* ($E_c - 0.68$ эВ), *EH4* ($E_c - 0.72$ эВ), *EH5* ($E_c - 1.15$ эВ), *EH6/EH7* ($E_c - 1.65$ эВ). Большинство из этих центров возникало также и после имплантации He и некоторых других ионов [82].

Нейтроны. Был обнаружен ряд ГЦ и после облучения SiC-нейтронами [131–132] ($E_c - 0.5$, $E_c - 0.24$ и $E_c - 0.13$ эВ). Высказывалось предположение, что после отжига в SiC образуются устойчивые вакансионные комплексы, которые не являются электрически активными. Известно несколько более поздних работ по исследованию влияния облучения нейтронами на свойства SiC [133,134]. Главным образом исследовалось влияние облучения данного типа на вольт-амперные характеристики приборов. Сообщается, что скорость удаления носителей для SiC составляет порядка 4.5 (носитель/см³)/(нейтрон/см²), что примерно в 3 раза меньше, чем для кремния [135].

α -частицы. В работе [114] сообщалось, что облучение 6H-SiC *n*- и *p*-типа проводимости α -частицами приводит лишь к увеличению концентрации уже существующих фоновых дефектов. По результатам исследований делался вывод, что по стойкости к облучению SiC не уступает InP, другому радиационно стойкому полупроводнику.

3. Влияние примесей на рост эпитаксиальных слоев SiC

3.1. Гетерополитипная эпитаксия SiC

В [136–138] было обнаружено, что при добавлении некоторых примесей в зону роста слоев SiC можно получать эпитаксиальные пленки, имеющие другой политип, чем использовавшаяся подложка. Так введение

редкоземельных элементов Sc, Tb, а также Al и В приводило к росту эпитаксиальных пленок $4H$ -SiC на основе подложек $6H$ -SiC. Наиболее эффективная трансформация политипа растущего слоя $6H \Rightarrow 4H$ наблюдалась при введении примесей IV группы Sn, Pb и Ge. Примеси V группы (азот и фосфор) способствовали росту политипа $3C$.

Было также обнаружено, что изменение соотношения концентраций Si и C в зоне роста оказывало существенное влияние на гетерополитипную эпитаксию. Так увеличение концентрации Si приводило к увеличению вероятности образования $3C$ -SiC или других политипов с малым процентом гексагональности. В то же время введение избыточного углерода позволяло выращивать на подложках $6H$ эпитаксиальные слои $4H$ -SiC также из расплавов Gd и Dy [138]. В [136] также отмечалось, что особенно легко трансформация политипа подложки происходит при росте в направлении (0001)C. При этом температура и скорость роста оказывали слабое влияние на процесс гетерополитипной эпитаксии.

В [139,140] сообщалось о получении толстых эпитаксиальных слоев $4H$ -SiC на основе подложек $15R$ - и $6H$ -SiC, которые затем использовались как затравки для роста монокристаллических слитков. Рост проводился на грани (0001)C с добавлением Sc в паровую фазу. Данная методика позволяла получать эпитаксиальные слои как n - так и p -типа проводимости. Отмечалось [140], что высокая концентрация Sc ($\geq 10^{17}$ см $^{-3}$) в эпитаксиальных пленках приводила к появлению в них механических напряжений. В целом полученные таким способом эпитаксиальные слои имели достаточно высокое структурное совершенство, что позволяло изготавливать на их основе полевые транзисторы с затвором в виде p - n -перехода (JFET транзисторы) [141].

Образование слоев $3C$ -SiC на основе подложек $6H$ -SiC возможно также при сублимационном росте в избытке кремния, без дополнительного легирования [142]. Рост пленок $3C$ в этом случае носит двойниковый характер и площадь одного двойника не превышает 4–6 мм 2 [143]. В [144,145] было проведено исследование гетеропереходов n - $6H$ -SiC/ p - $3C$ -SiC, полученных по аналогичной технологии. Проведенные исследования позволили сделать вывод о том, что в полученных гетерополитипных p - n -структурах между p - $3C$ и n - $6H$ образовывался тонкий дефектный слой π - $6H$ -SiC, который и определял электрофизические характеристики сформированных диодных структур.

Поскольку природа политипизма до настоящего времени не ясна, достаточно сложно понять и природу гетерополитипной эпитаксии. Помимо примесного состава зоны роста на вероятность гетерополитипной эпитаксии, по-видимому, могут оказывать влияние различные факторы, от термодинамических (давление, температура) до кристаллографических (ориентация и степень дефектности подложки). Так, в [146] было обнаружено, что использование в стандартном (для роста слоев $6H$) процессе сублимационной эпитаксии подложки $6H$ -SiC,

полученной методом Лэли с высокой плотностью дислокаций ($\sim 10^5$ см $^{-2}$), приводит к росту эпитаксиальных слоев $3C$.

В [136,147] процессы гетерополитипной эпитаксии связывались со стехиометрическим составом различных политипов SiC. Ранее было обнаружено, что отношение концентраций Si и C непостоянно в различных политипах SiC и уменьшается с увеличением процента гексагональности. Было показано, что отношение концентраций Si и C составляло 1.046, 1.022 и 1.001 для $3C$, $6H$ и $4H$ соответственно [148]. Рассмотренные в [136] данные по диффузии и растворимости примесей в различных политипах SiC также свидетельствуют о различной концентрации вакансий V_C .

Обнаруженную зависимость авторы [136] объясняли тем, что при увеличении напряжений в решетке с ростом концентрации углеродных вакансий более энергетически выгодным становились связи между атомами в кубических узлах. Это и приводило к перестройке кристалла и трансформации политипа. Авторы [136] также полагали, что большая часть V_C находится в электрически неактивном состоянии. Сообщалось также об образовании включений $3C$ в $6H$ -SiC p - n -структурах под воздействием прямого тока [149].

3.2. Site-competition epitaxy SiC

В работе [150] было обнаружено, что концентрация электрически активных примесей зависит от соотношения концентраций C и Si в газовой фазе в процессе CVD роста эпитаксиальных слоев SiC. Авторы [150] назвали этот эффект Site-competition epitaxy (SCE). С помощью SCE были получены эпитаксиальные слои n -SiC с концентрацией нескомпенсированных доноров $N_d - N_a \sim 10^{14}$ см $^{-3}$ [135,151]. Авторы [150] объясняли обнаруженную зависимость тем, что высокая концентрация атомов C на ростовой поверхности кристалла препятствовала внедрению атомов N, которые занимают в решетке углеродные узлы. Данная зависимость наблюдалась только в случае роста на Si-границе подложки. При росте на C-границе изменение соотношения концентраций C и Si оказывало слабое влияние на концентрацию электрически активной примеси. Данная модель была подтверждена измерениями методом масс-спектрометрии вторичных ионов SIMS, концентрации атомов N в эпитаксиальных слоях SiC, выращенных при различных соотношениях концентраций C и Si в газовой фазе. Хотя, согласно [150], изменению концентрации атомов N по данным SIMS в 2.5–3.5 раза соответствовало уменьшение величины $N_d - N_a$ в 4–5 раз. С нашей точки зрения, это показывает возможность существования другого процесса, также влияющего на величину $N_d - N_a$. Таким процессом может быть зависимость концентрации фоновых акцепторных центров дефектной природы в эпитаксиальных слоях от соотношения концентраций C и Si в газовой фазе, т.е. можно предположить, что с уменьшением отношения концентраций C и Si происходит

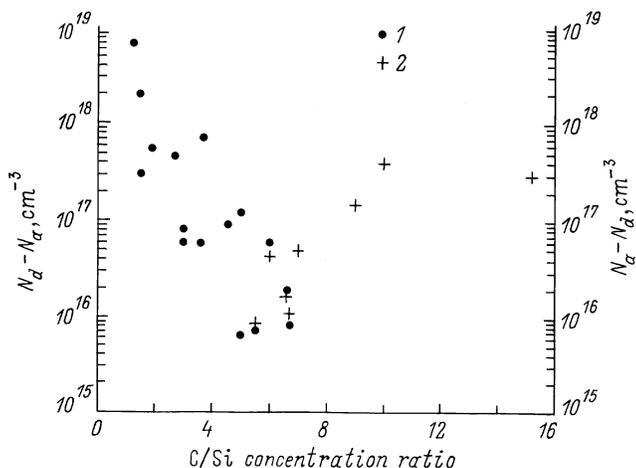


Рис. 5. Зависимость типа проводимости и величины $N_d - N_a$ ($N_a - N_d$) в $6H$ -SiC CVD эпитаксиальных слоях, выращенных при различных соотношениях концентраций C и Si в газовой фазе: 1 — n -тип проводимости, 2 — p -тип проводимости.

увеличение суммарной концентрации фоновых акцепторных уровней. Данное предположение согласуется с результатами работы [151], в которой сообщалось, что при максимальных значениях отношения концентраций C и Si в газовой фазе были получены слабо легированные слои p -типа проводимости.

Подобный эффект — перекомпенсация слабо легированных слоев n -типа проводимости глубокими фоновыми акцепторами (i - и D -центрами) — наблюдался и при выращивании $6H$ -SiC методом сублимационной эпитаксии [109]. При исследовании эпитаксиальных слоев, выращенных сублимационной эпитаксией, было также обнаружено, что увеличение давления кремния (P_{Si}) в ростовой ячейке (увеличение отношения концентраций C и Si) приводит к перекомпенсации растущего слоя, а затем, при дальнейшем увеличении P_{Si} , к росту все более сильно легированных слоев p -SiC [152].

При исследовании слоев $6H$ -SiC, выращенных методом CVD (в системе метан + силан + H_2) в нашей лаборатории, также было обнаружено, что с увеличением соотношения концентраций C и Si в газовой смеси происходит сначала инверсия типа проводимости, а затем рост все более сильно легированных слоев p -типа проводимости (рис. 5). DLTS-исследования выращенных слоев p -типа проводимости показали, что основной вклад в величину $N_a - N_d$ вносят глубокие акцепторные центры ($E_v + 0.2 \pm 0.02$ эВ), параметры которых близки к параметрам L -центров, обычного фонового центра в слоях, выращенных методом сублимации. Концентрация данных центров увеличивалась с ростом величины $N_a - N_d$ (т. е. с ростом отношения концентраций C и Si, поддерживаемого в газовой смеси в процессе роста данного слоя).

Таким образом, с нашей точки зрения, изменение соотношения концентраций C и Si при росте эпитаксиальных слоев SiC оказывает влияние не только на захват атомов азота в решетку SiC, но и на концентрацию образующихся фоновых глубоких акцепторных уровней.

4. Излучательная рекомбинация и глубокие центры в SiC

4.1. Статистика заполнения ГЦ в SiC

Большая ширина запрещенной зоны SiC позволила получать на его основе светоизлучающие приборы практически на всю спектральную область видимого света. При этом один и тот же механизм излучательной рекомбинации (одна и та же технология изготовления светодиода) соответствует в различных политипах различным энергиям в максимуме излучения, т. е. положение максимума электролюминесценции (ЭЛ) смещается относительно $6H$ -SiC в коротковолновую (в случае более широкозонного политипа) либо в длинноволновую область спектра (в случае более узкозонного политипа) на величину, примерно равную разности запрещенных зон данного политипа и $6H$ -SiC (рис. 6). Как видно из рисунка, энергетическое положение максимумов излучения линейно зависит от ширины запрещенной зоны. По отсечке, образуемой аппроксимацией данных зависимостей к нулевому значению $h\nu_{max}$, можно приблизительно оценить значение энергии ионизации участвующего в рекомбинации центра (или сумму энергий двух центров, в случае донорно-акцепторной рекомбинации).

Очевидно, что при исследовании полос примесной люминесценции важно определить механизм излучательной рекомбинации, ответственный за данную рекомбинацию. Хорошо известны [156] отличительные признаки донорно-акцепторной рекомбинации (ДАР): смещения положения максимума с увеличением уровня возбуждения в коротковолновую область, неэкспоненциальный характер релаксации, смещения положения максимума в длинноволновую область с увеличением времени регистрации после окончания импульса возбуждения. Эти признаки, конечно, справедливы и для SiC. Однако существование нескольких неэквивалентных положений в решетке SiC допускает образование одним типом примеси или дефекта нескольких ГЦ с близкими параметрами.

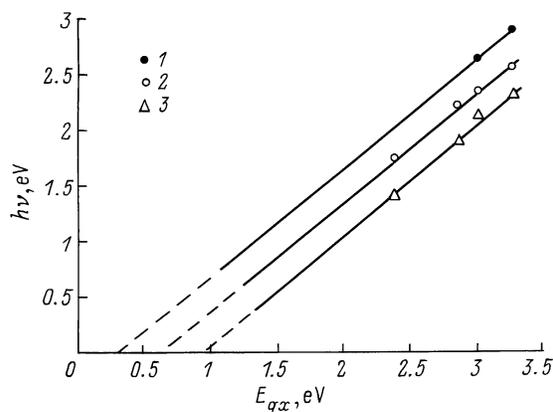


Рис. 6. Зависимость положения максимумов нескольких полос электролюминесценции в политипах SiC в зависимости от экситонной ширины запрещенной зоны: 1 — ”алюминиевая” ЭЛ [45,153], 2 — ”дефектная” ЭЛ [154], 3 — ”борная” ЭЛ [155].

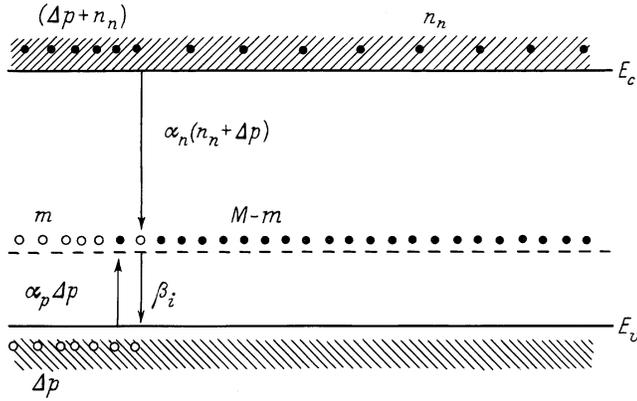


Рис. 7. Схема возможных электронных переходов при перезарядке инжектированными носителями ГЦ, находящихся в нижней половине запрещенной зоны n -базы [159].

Перераспределение интенсивности рекомбинации между этими ГЦ с изменением уровня возбуждения может привести к тому, что признаки ДАР могут наблюдаться у полос люминесценции, связанных с другими излучательными процессами (например, при излучательном переходе электрона из зоны проводимости на глубокий акцептор). Поэтому для идентификации механизмов излучения исследуемых полос ЭЛ в [157–159] были получены выражения, описывающие характеристики ЭЛ на основе выбранных моделей и параметров участвующих в них ГЦ. Затем проводилось сопоставление полученных расчетных и экспериментальных данных.

Поскольку данный подход может быть использован для идентификации ГЦ, мы воспроизведем основные результаты, полученные в [157–159].

Общие уравнения. Рассмотрим перезарядку ГЦ, находящихся в нижней половине n -базы при инжекции дырок. Рассмотрение будем проводить для случая, когда: а) концентрация ГЦ много меньше, чем концентрация мелких центров; б) концентрация ГЦ не зависит от координаты. Степень заполнения таких ГЦ будет определяться тремя процессами (рис. 7):

1) захватом из валентной зоны инжектированной дырки на уровень $\sim \alpha_p \Delta P (M - m)$;

2) захватом из зоны проводимости электрона на уровень $\sim \alpha_n (N_n + \Delta P) m$;

3) термической ионизацией дырки в V -зону $\sim \beta_i$, где $\alpha_{n(p)} = \sigma_{n(p)} V_i$; m — концентрация ГЦ, заполненных дырками; M — полная концентрация ГЦ; $\beta_i = N_v V_i \sigma_p \exp(-E_i/kT)$; $\sigma_{n(p)}$ — сечение захвата электрона (дырки) на ГЦ; N_n — равновесная концентрация электронов в базе; V_i — тепловая скорость носителей заряда; N_v — плотность состояний в валентной зоне; E_i — энергия ионизации ГЦ; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; ΔP — концентрация инжектируемых дырок.

Скорость изменения концентрации ГЦ, заполненных дырками, можно записать как

$$dm/dt = (M - m)\alpha_p \Delta P - (N_n + \Delta P)\alpha_n m - \beta_i m. \quad (4.1)$$

Решением этого уравнения при начальных условиях $t = 0, m = 0$ будет

$$m = M[1 - \exp(-t/t_0)] \times \{1 + [\alpha_n(\Delta P + N_n) + \beta_i](\alpha_p \Delta P)^{-1}\}^{-1}, \quad (4.2)$$

где $t_0 = [(N_n + \Delta P)\alpha_n + \alpha_p \Delta P + \beta_i]^{-1}$, t_i — длительность импульса инжекции. Будем рассматривать случай, когда $t \gg t_0$ и величина m выходит на насыщение. После окончания импульса прямой полярности и переключения p - n -структуры к начальному обратному напряжению происходит перезарядка глубоких центров, вызывающая релаксацию емкости ΔC . При изменении методом DLTS в наших условиях регистрируется концентрация ГЦ, равная m . Известно, что $\Delta P = F(I_f, X)$, где I_f — прямой ток, X — расстояние от p - n -перехода. Если $\Delta P > N_n$ (высокий уровень инжекции), то

$$m_1 = \alpha_p M (\alpha_p + \alpha_n)^{-1}. \quad (4.3)$$

Следует отметить, что измеренная таким образом концентрация не является полной и отличается от нее на коэффициент ξ , $\xi = \alpha_p / (\alpha_p + \alpha_n)$. Однако если $\alpha_p \gg \alpha_n$, то $\xi \approx 1$ и $\xi M \approx M$. Величина ξ определяется соотношением сечений захвата носителей на уровень.

Определение характеристик электролюминесценции в случае излучательного перехода электрона зона проводимости–глубокий акцептор. При рассмотрении кинетики заполнения ГЦ в нижней половине n -базы при инжекции дырок предположим, что переход зона проводимости–акцептор является излучательным. Тогда выражение для интенсивности ЭЛ в единице объема в единицу времени ($I_{v,t}$) имеет вид

$$I_{v,t} = \alpha_n (n_n + \Delta n) m. \quad (4.4)$$

Концентрация заполненных дырками ГЦ, согласно формуле (4.2), для случая $t_i \gg \tau$:

$$m = \frac{M}{1 + \frac{\alpha_n(\Delta P + N_n) + \beta_i}{\alpha_p \Delta P}}. \quad (4.5)$$

Для получения выражения, описывающего интенсивность ЭЛ в единицу времени (I_t), подставим (4.5) в (4.4) и проинтегрируем по оси X (ось X направлена от металлургической границы p - n -перехода в глубь базовой области). С учетом того, что $dV = S dx$; $\Delta p = \Delta p_0 \exp(-x/L_p)$, где Δp_0 — концентрация инжектированных дырок в n -области у металлургической границы p - n -перехода, S — площадь p - n -перехода, L_p — диффузионная длина дырок, получаем

$$I_t = \frac{MSL_p \alpha_p \alpha_n}{\alpha_p + \alpha_n} \left[\Delta P_0 + \frac{n_n \alpha_p - \beta_i}{\alpha_p + \alpha_n} \right] \times \ln \left(\frac{\alpha_n n_n + \beta_i + (\alpha_n + \alpha_p) \Delta P_0}{\alpha_n n_n + \beta_i} \right). \quad (4.6)$$

Выражение для постоянной времени послесвечения можно получить из (4.1) при условии прекращения инжекции ($\Delta P = 0$):

$$\tau_n = \frac{1}{\alpha_n n_n + \beta_i}. \quad (4.7)$$

Анализ температурной зависимости постоянной времени послесвечения τ_n желтой ЭЛ (53) показывает, что основной вклад в тушение ЭЛ при низких температурах вносит рекомбинация дырки, захваченной на D -центр, и электрона в зоне проводимости $\tau_n \sim 1/\alpha_n n_n$, а при высоких — термическая ионизация дырки с D -центра: $\tau_n \sim 1/\beta_i$.

Рассмотрим теперь теоретическую зависимость $I_t = f(\Delta P_0, T)$.

I. Область низких температур.

Температурная ионизация носителей с ГЦ незначительна (β_i мало) и зависимость $I_t = f(\Delta P)$ разбивается на три участка.

А. Первый участок линейного роста. Интенсивность люминесценции пропорциональна концентрации ГЦ, заполненных инжектированными носителями (m). Величина m растет с увеличением ΔP_0 .

Б. Сублинейный участок. Поскольку в нашем случае $\sigma_p \gg \sigma_n$, несмотря на то что $n_n \gg \Delta P$, $\sigma_p \Delta P > \sigma(n_n + \Delta P)$. Это приводит к тому, что практически все ГЦ в данном объеме базы заполняются дырками. Интенсивность ЭЛ определяется членом $\sigma_n(n_n + \Delta P)$ и зависимость $I_t = f(\Delta P_0)$ выходит на сублинейный участок. В случае, если бы $\sigma_p = \sigma_n$, то зависимость $I_t = f(\Delta P)$ была бы практически полностью линейной.

В. Второй участок линейного роста. Дальнейший рост интенсивности ЭЛ начинается, когда величина $\Delta P_0 \sim n_n$, т.е. в области сильной инжекции. Отметим, что из-за экспоненциального распределения концентрации инжектированных носителей $\Delta P = \Delta P_0 e^{-x/L_p}$ даже тогда, когда вблизи металлургической границы p - n -перехода реализуется случай В, в глубине базовой области имеются области, где реализуются случаи Б и А. Это приводит к тому, что на суммарной зависимости все взаимные границы участков носят размытый характер.

II. Область высоких температур.

С увеличением температуры растет вероятность тепловой ионизации дырки с ГЦ. Это приводит к тому, что для полного заполнения ГЦ в данном объеме требуется большая концентрация инжектированных носителей (ΔP). Низкотемпературная граница участка Б смещается в область больших значений (ΔP_0) и сублинейный участок сокращается. Дальнейшее увеличение температуры приводит его к полному исчезновению.

Анализ спектров электролюминесценции в случае донорно-акцепторной рекомбинации.

Для модели ДАР можно получить следующее аналитическое выражение, описывающее зависимость $I_t = f(J, T)$. В случае ДАР интенсивность рекомбинации в единице

объема в единицу времени $I_{v,t}$ можно записать как

$$I_{v,t} = M \frac{W_d W_a}{\tau_0}, \quad (4.8)$$

где W_d — вероятность заполнения донорного уровня, W_a — вероятность заполнения акцепторного уровня, M — число донорно-акцепторных пар, τ_0 — постоянная времени излучательной рекомбинации. Вообще говоря, величина τ_0 зависит от расстояния между компонентами пары. Мы будем использовать среднее значение $\langle \tau_0 \rangle = \tau_r$, где значение τ_r определяется непосредственно из эксперимента.

Для статистики заполнения донорных и акцепторных уровней в базе можно записать

$$\frac{dn}{dt} = (N_0 - n)\alpha_n(n_n + \Delta p) - \alpha_n n \beta_n - \frac{M W_d W_a}{\tau_0}, \quad (4.9)$$

$$\frac{dm}{dt} = (M_0 - m)\alpha_p \Delta p - m \alpha_p \beta_p - \frac{M W_d W_a}{\tau_0},$$

где $N_0 = M_0 = M$ — полная концентрация донорных и акцепторных уровней.

В случае постоянного возбуждения $dn/dt = dm/dt = 0$ решением данного уравнения будет

$$I_{v,t} = \frac{2AB}{A + B - \tau_0 M ab \pm \sqrt{(A + B - \tau_0 M ab)^2 - 4AB}}. \quad (4.10)$$

В дальнейшем мы будем рассматривать решение, содержащее в знаменателе знак +, вычитание приводит к делению на нуль. Для нахождения интенсивности рекомбинации в единицу времени I_t проинтегрируем (4.10) по объему базы V . С учетом того, что $dV = S dx$, получаем выражение для численного интегрирования:

$$I_t = S L_p M \int_0^1 \frac{\alpha_p \Delta p_0 (\Delta p_0 y + n_n) dy}{K + \sqrt{K^2 - 4\lambda(n_n + \Delta p_0 y) \Delta p_0 y}}, \quad (4.11)$$

где

$$K = n_n + \Delta p_0 y (\lambda + 1) + \tau_0 \alpha_p (n_n + \Delta p_0 y + \beta_n) (\beta_p + \Delta p_0),$$

$$\lambda = \alpha_p / \alpha_n, \quad y = \exp(-x/L_p).$$

Определение величины второго сечения захвата носителей из DLTS-спектра.

Наличие в базе диода перезаряжающихся при инжекции ГЦ позволяет определять как сечения захвата на уровень основных, так и неосновных носителей заряда.

Для определенности рассмотрим ГЦ в нижней половине запрещенной зоны базы n -типа проводимости. В этом случае сечение захвата дырок можно определить непосредственно из DLTS-спектра. Для определения σ_n при DLTS после подачи импульса прямого напряжения обратное напряжение подается не мгновенно, а спустя время t_3 , при котором обратное напряжение на p - n -структуре равно нулю. За время t_3 происходит перезарядка ГЦ электронами из зоны проводимости и амплитуда

DLTS пика ΔC уменьшается. Величину σ_n можно определить из тангенса угла наклона зависимости $\Delta C = f(t_3)$:

$$\Delta(\Delta C) = C_0 - C_0 e^{-t_3/nV_T\sigma_n} \Rightarrow \sigma_n = \frac{\ln \frac{C_0 - \Delta C}{C_0}}{V_T n t_3}, \quad (4.12)$$

где $C_0 = C$ при $t_3 = 0$. Данная методика была использована для определения сечения захвата электронов на i -, D - и L -центры в $4H$ и $6H$ -SiC [58,157,158]. Определение обоих сечений захвата носителей на центр позволяет более обоснованно рассматривать его роль в процессах излучательной и безызлучательной рекомбинации.

4.2. Электролюминесценция, связанная с примесными атомами алюминия

Ранее было обнаружено, что в коротковолновой части спектра люминесценции p - n -структур, легированных алюминием и азотом ($6H$ -SiC<Al, N>), можно выделить четыре пика [160–163,27], которые авторы [163,27] связывали с бесфононной рекомбинацией на донорно-акцепторной паре Al–N ($h\nu = 2.78$ эВ) и их одно-, двух-, трехфононными повторениями.

Анализ спектров в [27,162–163] проводился с учетом наличия неэквивалентных положений для атомов примеси в кристаллической решетке SiC. При исследовании SiC<Al, N> светодиодов было обнаружено, что спектр электролюминесценции зависит от концентрации введенного алюминия. Авторы [164] выделяли два основных пика в спектре ЭЛ (кроме $h\nu_c \sim 2.92$ эВ, связываемого с аннигиляцией свободного экситона [165]): 2.75 эВ — переход зона проводимости–уровень Al (CA рекомбинация) и ~ 2.58 эВ — ДАР. В других работах по исследованию ЭЛ SiC<Al, N> светодиодов [11,166–168] в основном наблюдался один максимум с $h\nu \sim 2.6 \div 2.7$ эВ, который с увеличением плотности прямого тока сужался и смещался в коротковолновую сторону [167–168].

Хотя все авторы при интерпретации спектров SiC<Al, N> полагали, что рекомбинация идет с участием акцепторных уровней Al, параметры последних не были определены достаточно однозначно. Возможно, что наблюдавшийся разброс экспериментальных данных можно объяснить тем, что при легировании SiC алюминием происходит образование нескольких типов ГЦ, имеющих различные значения энергии ионизации. В [169] была сделана попытка интерпретации спектров ЭЛ SiC<Al, N> p - n -структур с уже известным спектром глубоких центров.

На рис. 8 представлены спектры ЭЛ образцов $6H$ -SiC, легированных Al в процессе роста [169], в которых были обнаружены центры $HK1$ и $HK2$ (см. п. 2.1). Как видно из рисунка, в спектре ЭЛ появлялся максимум в диапазоне $\sim 450 \div 490$ нм. Кроме того, если в образцах, где преобладал центр $HK2$, наблюдался единый пик, то в образцах, где концентрации этих центров были близки, он разделялся на две составляющие $\lambda_1 \sim 455$ нм (пик C) и $\lambda_2 \sim 480$ нм (пик D), причем с увеличением J пик D смещался в другую сторону больших энергий (что

характерно для донорно-акцепторной рекомбинации), то пик C практически не смещался, но его интенсивность увеличивалась быстрее с ростом J . Все это дает основания предположить, что максимумы C и D обусловлены различными механизмами рекомбинации.

Отношение амплитуд пиков изменялось не монотонно с ростом J . В области малых токов их амплитуды были примерно равны, затем с увеличением J пик C практически исчезал, затем возникал снова и либо преобладал над пиком D при $J \sim 10$ А/см², либо выделялся из пика D как плечо. При этом спектр исследовавшихся образцов в области малых токов был подобен спектрам фотолюминесценции образцов SiC<Al, N> [161–163,27], а в области больших токов — спектрам излучения светодиодов [164] (концентрации $HK1$ и $HK2$ близки) и [167,168,11] (концентрация $HK2$ больше концентрации $HK1$).

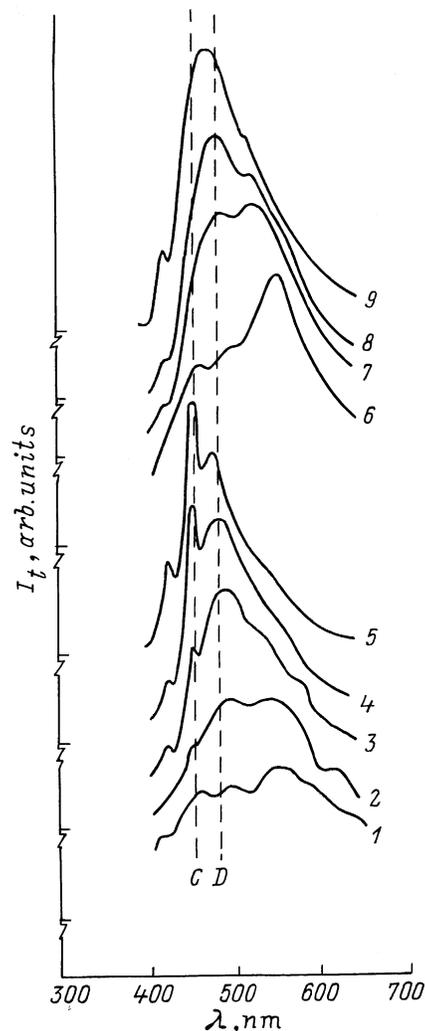


Рис. 8. Спектры ЭЛ образцов $6H$ -SiC<Al> при различных плотностях прямого тока и различным соотношением концентраций центров $HK1$ и $HK2$ (отношение их концентраций обозначено k) при комнатной температуре. Для образца с $k \approx 1$ J , А/см²: 1 — 1.2, 2 — 4, 3 — 12, 4 — 40, 5 — 120. Для образца с $k < 1$ J , А/см²: 6 — 8, 7 — 20, 8 — 40, 9 — 120 [169].

Сопоставление спектров DLTS и спектров ЭЛ образцов $6H\text{-SiC}\langle\text{Al}, \text{N}\rangle$ показало однозначную связь пиков C и D с наличием в этих образцах ГЦ $HK1$ и $HK2$. Связь данных ЭЛ пиков с какими-нибудь другими ГЦ отсутствовала. Таким образом можно утверждать, что за ЭЛ в диапазоне энергий 2.5–2.75 эВ в спектре излучения $6H\text{-SiC}\langle\text{Al}, \text{N}\rangle$ p - n -структур ответственна излучательная рекомбинация носителей с участием ГЦ $HK1$ и $HK2$. При этом, если пик D обладает характерными особенностями ДАР, то пик C очевидно обусловлен другими механизмами рекомбинации, например излучательной рекомбинации электрона на нейтральном акцепторе.

Из расчета температурной зависимости интенсивности по формуле (4.6) в [169] был сделан вывод, что большое соответствие с экспериментом получено для зависимости $I_t = F(T)$, рассчитанной с учетом параметров центров $HK1$.

Как отмечалось выше, спектры ЭЛ образцов $\text{SiC}\langle\text{Al}, \text{N}\rangle$ сильно отличались в случае больших и малых плотностей прямого тока. Возможно, это объясняется наличием двух типов спектров, имеющих различные зависимости интенсивности от J , т.е. на слабо зависящий от плотности прямого тока "фоновый спектр" (возможно, связанный с центром $HK2$) накладывались пики C и D линейно зависящие от J и связанные с $HK1$.

Авторы работы [169] сделали следующие заключения.

1. Структура спектров ЭЛ образцов $\text{SiC}\langle\text{Al}, \text{N}\rangle$ сильно зависит от плотности прямого тока. Очевидно, что при $J \approx 1 \text{ А/см}^2$ и при $J \approx 100 \text{ А/см}^2$ спектр ЭЛ определяется различными механизмами излучательной рекомбинации.
2. Спектр ЭЛ при $J \approx 100 \text{ А/см}^2$ можно объяснить излучательной рекомбинацией с участием обнаруженного ГЦ $HK1$ ($E_v + 0.22 \text{ эВ}$).

4.3. "Дефектная ЭЛ"

Коротковолновая люминесценция в диапазоне энергий 2.6–2.3 эВ была обнаружена В.В. Макаровым в 1966 г. [170] в кристаллах $n\text{-SiC}(6H)$ после их облучения ионами K и Li с последующим отжигом. Спектр люминесценции состоял из двух триплетов узких линий (H - и L -линий), расположенных вблизи энергий 2.6 эВ, и широкой бесструктурной полосы с максимумом излучения при 2.35 эВ. В работах [171,172] было установлено, что широкая полоса не является развитием тонкой структуры, и высказано предположение, что она обусловлена излучательной рекомбинацией с участием донорного уровня азота и акцепторного центра, возникающего в процессе имплантации. В работе [173] была подробно исследована структура H - и L -линий, их температурные зависимости, а сам спектр назван $D1$.

Спектр $D1$ был зарегистрирован в SiC после облучения электронами [174], нейтронами [175], а также различными типами ионов [172], что позволило сформировать на основе $6H\text{-SiC}$, ионно-легированного Al и Ga , эффективные светодиоды, излучающие в зеленой области спектра [176]. В других политипах SiC облучение приводило к возникновению люминесценции с

аналогичными свойствами [154, 171]. Поскольку такая люминесценция возникает в результате облучения или при внедрении в SiC различных типов ионов, предполагалось, что центр — активатор люминесценции имеет либо чисто дефектную структуру [177], либо является комплексом: собственный дефект — атом фоновой примеси [178]. Однако глубокие центры, связанные с этим дефектом, обнаружены не были.

Позднее, на взгляд авторов [158], произошла некая терминологическая путаница, так как в ряде работ [172,173,178] под спектром $D1$ понимались только H - и L -линии и их фоновые повторения, а в других [179,180] это название распространялось на весь спектр данной люминесценции. В результате, после того как было показано [181], что H - и L -линии можно объяснить рекомбинацией связанного экситона, часть авторов приписала этому механизму рекомбинации весь спектр, обнаруженный в работе [170]. С точки зрения авторов [158], это является неверным, так как противоречит ранее полученным результатам [171,172]. В [158] было предложено оставить название $D1$ за коротковолновой частью обнаруженного В.В. Макаровым спектра (H - и L -линии), а длинноволновую часть данного спектра (широкую бесструктурную полосу) называть "дефектная" электролюминесценция (ДЭЛ). Возможно, что ДЭЛ и спектр $D1$ обусловлены рекомбинацией носителей с участием ГЦ сходной природы (или даже ГЦ одного типа), однако конкретные механизмы излучения для обеих частей спектра могут быть различными.

Проведенные DLTS-исследования [158,110,182] установили однозначную взаимосвязь ДЭЛ $6H$ - и $4H\text{-SiC}$ p - n -структур с наличием в этих структурах i -центров.

Анализ характеристик ДЭЛ с позиций различных рекомбинационных механизмов привел авторов [158] к выводу, что основная рекомбинация идет через донорно-акцепторные пары типа i -центр–азот. Расчеты, выполненные согласно данной модели по формуле (4.1) с учетом параметров центров, хорошо согласуются с экспериментом, что, однако, не исключает возможности образования у i -центра связанного экситона. Оптические линии, обусловленные им, будут находиться в другой области спектра. Отметим также, что наличие трех неэквивалентных положений в кристаллической решетке SiC как для донорных, так и для акцепторных центров может привести к образованию нескольких пар с близкими параметрами, каждая из которых будет вносить вклад в суммарный спектр.

4.4. Связь "борной" электролюминесценции и D -центров в $6H$ - и $4H\text{-SiC}$

В [58,157] было обнаружено соответствие между наличием в $6H$ - и $4H\text{-SiC}$ p - n -структурах "борной" ЭЛ ($h\nu \sim 2.14 \text{ эВ}$ ($6H$) и $h\nu \sim 2.14 \text{ эВ}$ ($4H$)) и наличием в этих же структурах D -центров, что указывало на участие данного центра в процессе излучательной рекомбинации. Ранее [27,183] было установлено, что высокотемпературная "борная" ЭЛ в $6H$ -, $4H$ - и $3C\text{-SiC}$ обусловлена излучательными переходами зона проводимости–акцептор.

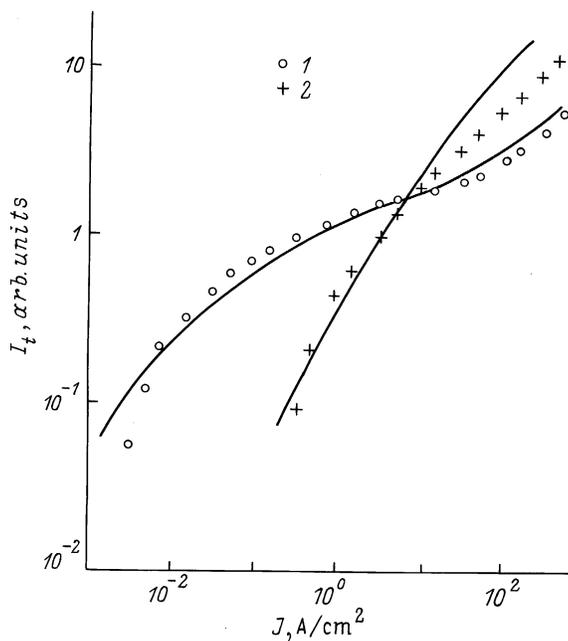


Рис. 9. Зависимости интенсивности борной ЭЛ в 6H-SiC от плотности прямого тока при различных температурах T, K : 1 — 300, 2 — 630; сплошные линии — расчет [157].

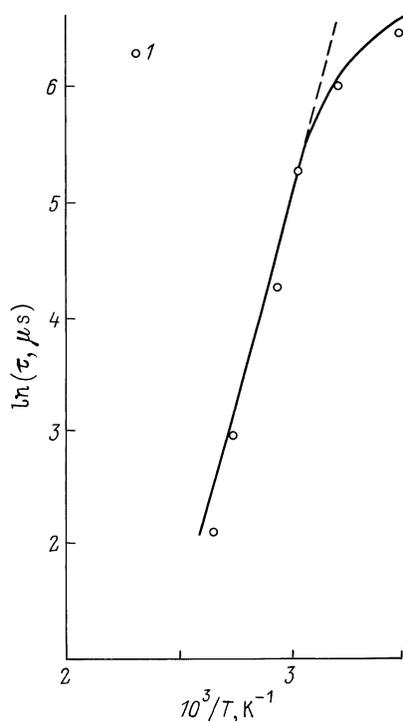


Рис. 10. Зависимость постоянной времени послесвечения борной ЭЛ в 4H-SiC от обратной температуры: 1 — эксперимент, 2 — расчет с учетом только вклада термической ионизации дырки [58].

Поэтому авторы [157] при анализе экспериментальных данных по зависимости интенсивности ЭЛ от плотности прямого тока и температуры, а также температурной зависимости времени послесвечения исходили из того, что данная ЭЛ обусловлена излучательной рекомбинацией дырки, захваченной на D -центр, и электрона в зоне проводимости. Полученные на основе формул (4.6) и (4.7) расчеты находились в хорошем соответствии с экспериментом (рис. 9 и 10) для образцов обоих политипов. Как видно из рисунков, экспериментальные зависимости $I_t = f(\Delta P_0, T)$ и $\tau = f(T)$ обнаруживают все особенности, которые следовали из анализа соответствующих выражений из п. 4.1. Зависимость $I_t = f(\Delta P_0, T)$ в области низких температур разбивалась на три участка, и с увеличением температуры второй (сублинейный) участок исчезал (рис. 9). Время послесвечения в области низких температур в основном определялось постоянной времени захвата электронов из зоны проводимости, а при высоких — термической ионизацией дырки (рис. 10).

Отметим, однако, что для образцов 6H- и 4H-SiC сумма энергии ионизации D -центра и величины $h\nu_{\max}$ ЭЛ будет меньше, чем ширина запрещенной зоны соответствующего политипа. Авторы [58,157] полагали, что с точки зрения энергетического положения уровней соответствие "борной" ЭЛ излучательному переходу электрона из зоны проводимости на D -центр возможно, если сдвиг Франка-Кондона для этого центра будет ≤ 0.35 эВ. В [184] было предложено, что сечение захвата дырок на D -центр имеет сильную температурную зависимость, что приводит к занижению величины реальной энергии ионизации при ее определении из $DLTS$ -спектра. С учетом необходимой коррекции авторы [184] определили энергию ионизации D -центра как $E_v + 0.74 \pm 0.02$ эВ, что снимает отмеченное выше противоречие.

4.5. Электролюминесценция 6H- и 4H-SiC p - n -структур при наличии нескольких каналов для излучательной рекомбинации

Еще в работах О.В. Лосева отмечалось, что спектр излучения SiC p - n -структур с увеличением плотности прямого тока смещается в коротковолновую область спектра. В [185] было предложено объяснение данного эффекта на основе туннельного механизма протекания тока в SiC p - n -структурах. Для современных SiC p - n -структур, где преобладающим является термоинжекционный механизм тока, предложенное в [185] объяснение, по-видимому, уже не актуально.

В [110,186] были проведены исследования зависимости положения максимума ЭЛ для 4H-SiC ИЛ и ЭС p - n -структур с различной концентрацией нескомпенсированной донорной примеси в базе и различной концентрацией фоновых глубоких акцепторов.

Было обнаружено, что в СЭ структурах 4H- и 6H-SiC с увеличением плотности прямого тока наблюдается плавное смещение максимума ЭЛ приблизительно в диапазоне 2.14–2.35 эВ (6H) и 2.4–2.52 (4H). Емкостная

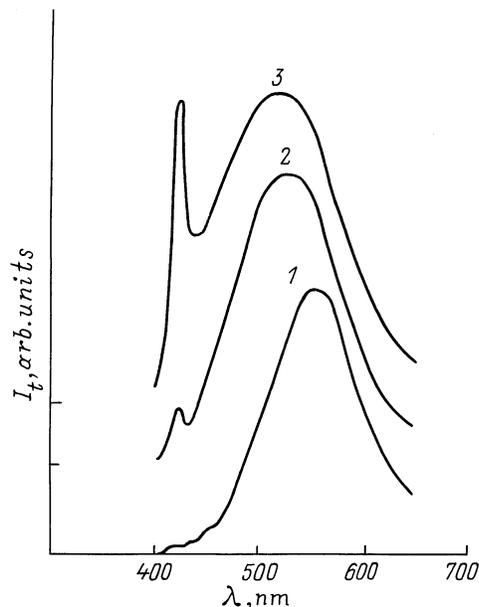


Рис. 11. Спектры электролюминесценции СЭ образцов 6H-SiC с малой концентрацией глубоких акцепторных уровней: при различных плотностях прямого тока при комнатной температуре. $J, \text{A}/\text{cm}^2$: 1 — 4, 2 — 40, 3 — 120 [169].

и токовая спектроскопия СЭ позволила обнаружить в них *i*- и *D*-центры. Как было уже показано, эти ГЦ принимают участие в различных механизмах излучательной рекомбинации, и интенсивности обусловленной ими ЭЛ по-разному зависят от уровня возбуждения. Поэтому в *p-n*-структурах, полученных сублимационной эпитаксией, спектр ЭЛ является суперпозицией двух полос ЭЛ, соотношение интенсивностей которых (положение максимума результирующей полосы $h\nu_m$) зависит от плотности прямого тока, т.е. существует зависимость $h\nu_m = f(J)$. Сделанные в [110,186] расчеты зависимости $h\nu_m = f(J)$ на основе формул (4.6) и (4.11) с учетом параметров и концентраций *i*- и *D*-центров находились в хорошем соответствии с экспериментом.

В [169,187] было показано, что если концентрация глубоких акцепторных примесей в базе диода невелика, то при больших плотностях прямого тока появляется пик, связанный с рекомбинацией свободного экситона (рис. 11). Интенсивность этой полосы (I_{Ex}) увеличивается с ростом J как $I_{Ex} = (J)^n$, где n находилась в диапазоне 2.2–2.7 для различных образцов. Такой быстрый рост интенсивности экситонной линии может быть связан: 1) с температурным гашением всех полос ЭЛ, кроме экситонной; 2) с увеличением диффузионной длины дырок с ростом температуры (см. п. 5.1).

Таким образом, наблюдавшаяся в некоторых SiC *p-n*-структурах зависимость $h\nu_m = f(J)$ может быть объяснена суперпозицией нескольких независимых полос ЭЛ, насыщение которых происходит при различных плотностях прямого тока (различной концентрации инжектированных дырок). Полученное в [110,186] соответствие экспериментальных и теоретических зависимостей

для $h\nu_m = f(J)$ подтверждает правильность определения центров активаторов и рекомбинационных моделей для ДЭЛ и борной ЭЛ в SiC.

5. ГЦ и безызлучательная рекомбинация в SiC

5.1. Влияние глубоких центров на величину диффузионной длины и времени жизни в 6H-SiC *p-n*-структурах

Ранее [188–190] было обнаружено, что время жизни дырок в *n*-SiC находится в пределах 10^{-7} – 10^{-9} с, а их диффузионная длина — 0.01–1 мкм. Очевидно, что в SiC, как непрямозонном полупроводнике, основная рекомбинация идет с участием ГЦ. Однако центров, которые могли бы определить столь малое время жизни, выявлено не было.

В работах [191,192] была исследована температурная зависимость диффузионной длины дырок в эпитаксиальных слоях *n*-6H- и 4H-SiC, полученных различными технологическими методами. Было обнаружено увеличение диффузионной длины (L_p) с ростом температуры. Подобная зависимость $L_p = f(T)$ может быть объяснена участием в рекомбинации либо достаточно мелких уровней, либо отрицательной температурной зависимостью сечения захвата носителей на глубокий рекомбинационный центр.

В [193] из анализа вольт-амперных характеристик и величин L_p в 6H-SiC *p-n*-структурах был сделан вывод, что основная безызлучательная рекомбинация идет с участием многозарядных центров, параметры которых различны в структурах, полученных по различным технологиям. Однако экспериментально данные центры обнаружены не были.

В [90] высказывалось предположение, что основным центром безызлучательной рекомбинации в SiC является ванадий. Данный вывод был основан на обнаруженной обратно пропорциональной зависимости между интенсивностью ДАР Al-N и интенсивностью люминесценции, связанной с внутрицентровым переходом на центре ванадия, т.е. с увеличением концентрации V гасла интенсивность донорно-акцепторной рекомбинации. С нашей точки зрения, приведенные доказательства не являются исчерпывающими, так как на интенсивность ДАР кроме времени жизни носителей может оказать влияние большое число разнообразных факторов. В том числе и концентрация центров, которая авторами [90] никак не определялась.

В [116] было выполнено комплексное исследование рекомбинационных характеристик неосновных носителей тока и параметров ГЦ в 6H-SiC *p-n*-структурах, выполненных различными методами. Обработка экспериментальных данных позволила установить, что релаксационное время жизни ННЗ (τ_{rel}) в СЭ структурах равно примерно 2 нс и в БЖЭ структурах $\tau_{rel} = 20$ –30 нс. Диффузионная длина ННЗ для БЖЭ и СЭ *p-n*-структур с

различным уровнем фонового легирования была определена в диапазоне 1.5–0.4 и 0.4–0.05 мкм соответственно.

С учетом параметров обнаруженных ГЦ был сделан расчет предполагаемого времени жизни. Результаты расчета времени жизни показали, что единственным уровнем, исходя из параметров которого можно объяснить наблюдаемое время жизни, является уровень S . Примерно на порядок большее значение τ_{rel} было получено при расчете с учетом параметров R -центра. При этом концентрации R - и S -центров в структурах обоих типов совпадали. Отмеченная ранее большая величина времени жизни ННЗ в БЖЭ структурах по сравнению с СЭ структурами объяснялась меньшей концентрацией ГУ S и R в БЖЭ структурах. Исследование зависимости величины τ_{rel} и L_p^2 при комнатной температуре от концентрации ГУ S и R показало, что эти величины находятся в обратно пропорциональной зависимости.

Наблюдавшуюся температурную зависимость L_p можно было объяснить только на основе параметров более мелкого S -центра. Авторы [116] сделали заключение о возможности существования двухзарядного R – S -центра, который определял рекомбинационные параметры для обоих типов исследовавшихся $6H$ -SiC p – n -структур. Однако в более поздних работах принадлежность этих двух уровней одному центру ставилась под сомнение [82].

После отработки технологии CVD роста эпитаксиальных слоев SiC было проведено исследование рекомбинационных характеристик и в образцах данного типа [194,195]. Из исследований кинетики низкотемпературной фотолуминесценции время жизни носителей было оценено как 0.45 мкс, что существенно больше, чем в эпитаксиальных слоях SiC, выращенных по другим технологиям. Было также обнаружено наличие S - и

R -центров в CVD слоях $6H$ -SiC, причем концентрация их была на 1–2 порядка ниже в СЭ структурах [82,196].

На рис. 12 представлена зависимость величины L_p от концентрации S - и R -центров [116], которую мы дополнили, полученными в ходе данной работы данными по исследованию образцов CVD, а также наиболее чистых ($\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$) слоев СЭ. Как видно из рисунка, обратно пропорциональная зависимость L_p от концентрации данных уровней сохраняется для всех трех типов образцов.

Таким образом, данные центры в настоящее время являются наиболее вероятными кандидатами на роль "убийц времени жизни" в $6H$ -SiC. Для $4H$ -SiC подобных центров пока не обнаружено.

5.2. Глубокие центры и отрицательный температурный коэффициент напряжения пробоя SiC p – n -структур

Известно, что в $6H$ -SiC p – n -структурах, в которых электрическое поле параллельно направлению кристаллической оси C , напряжение пробоя имеет, как правило, отрицательный температурный коэффициент (ТКН) [197]. В ряде работ это связывалось с кристаллической структурой гексагональных политипов SiC, с наличием естественной сверхрешетки [198,199]. В других работах [200,201] высказывалось предположение, что отрицательное значение ТКН может быть связано с перезарядкой глубоких центров, как это было показано для кремния [202,203], либо с низким структурным совершенством кристаллов SiC [204].

В работах [205,206] были исследованы $6H$ -SiC p – n -структуры, полученные сублимационной эпитаксией, в которые до формирования мезаструктур проводилась диффузия бора. Исследовавшиеся структуры имели отрицательный температурный коэффициент напряжения пробоя, величина которого составляла $-2 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$. Абсолютная величина ТКН также зависела от температуры и уменьшалась примерно на порядок при нагреве структур до 600 К. При анализе экспериментальных данных в [205,206] вслед за авторами [200–203] учли влияние глубоких центров. Предложенная в [205,206] модель базируется на учете перезарядки глубоких акцепторных уровней предпробойным током в слабо легированной прослойке p -типа проводимости вблизи металлургической границы p – n -перехода.

Было сделано два предложения: 1) область лавинного размножения находится в слабо легированной области p -типа проводимости около металлургической границы p – n -перехода; 2) концентрация глубоких акцепторных уровней в этой области сопоставима с концентрацией мелких акцепторов. Появление такой области может быть обусловлено перекомпенсацией материала n -типа за счет диффузии акцепторных примесей (например, бора). Существование подобной области в исследовавшихся эпитаксиально-диффузионных диодах было показано экспериментально [54]. Хорошо известно выражение для

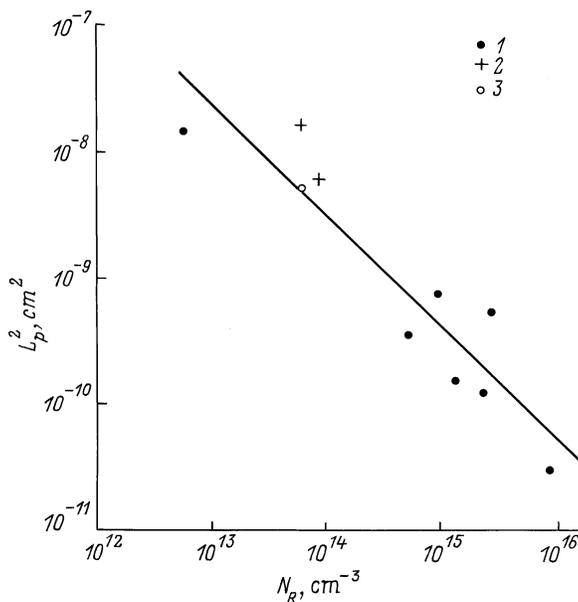


Рис. 12. Зависимость квадрата диффузионной длины дырок в эпитаксиальных слоях $6H$ -SiC, выращенных по различным технологиям, от концентрации R -центра: 1 — СЭ p – n -структуры, 2 — БЖЭ, 3 — CVD.

напряжения пробоя резкого $p-n$ -перехода:

$$U_{br} = \varepsilon_a E_{cr}^2 / 2qN_i, \quad (5.1)$$

где E_{cr} — критическая напряженность электрического поля, N_i — концентрация примеси в базе.

Перепишем выражение (5.1) с учетом наличия глубоких акцепторов в слабо легированной p -базе:

$$U_{br} = \varepsilon_a E_{cr}^2 / 2q(N_s + KM) = U_{bro} / (1 + KM/N_s), \quad (5.2)$$

где N_s — концентрация мелких акцепторных уровней, K — степень заполнения глубоких акцепторов электронами $K = M - m/M$, M — полная концентрация глубоких акцепторов, m — концентрация глубоких акцепторов заполненных дырками, U_{bro} — напряжение пробоя $p-n$ -перехода при отсутствии глубоких акцепторов.

Когда $U \ll U_{br}$, ток через $p-n$ -переход практически отсутствует и все глубокие акцепторы в области p -типа заполнены электронами ($K = 1$). Когда $U \sim U_{br}$, начинается лавинное умножение в области пространственного заряда и образующиеся дырки захватываются глубокими акцепторами. Поскольку акцепторы, захватившие дырки, нейтральны, величина K уменьшается и соответственно уменьшается напряженность электрического поля. Это приводит к увеличению наблюдаемого значения U_{br} . Следует отметить, что степень заполнения уровней зависит от температуры и уменьшается с нагревом. По этой причине величина U_{br} уменьшается с температурой и мы наблюдаем отрицательный ТКН.

Из уравнения (4.1) для равновесного случая ($dm/dt = 0$) и учитывая, что $\alpha_p \gg \alpha_n$, можно получить для K

$$K = \beta_i (\Delta p + \beta_i)^{-1}. \quad (5.3)$$

Теперь из (5.2) и (5.3) получаем выражение для U_{br}

$$U_{br} = U_{bro} (1 + M\beta_i/N_s (\Delta p + \beta_i)). \quad (5.4)$$

Проанализируем выражение (5.4) для области больших и малых температур.

В случае, если $T \rightarrow 0$, $\beta_i \rightarrow 0$ и $U_{br}(T_{min}) \approx U_{bro}$. В случае, если $T \rightarrow \infty$, $\beta_i \rightarrow 1$, а поскольку $N_v \gg \Delta p$, получаем $U_{br}(T_{max})/U_{bro} - 1 = \frac{M}{N_s}$.

Для рассмотренного в [205,206] случая величины U_{bro} и M/N_s оказались равными: $U_{bro} = 800$ В, $M/N_s = 0.65$. С учетом этих значений, а также литературных данных для N_v был сделан расчет зависимости $F = \{U_{bro}/U_{br} - 1\}$.

Расчетные и экспериментальные значения F представлены на рис. 13. Как видно из рисунка, лучшее соответствие расчета и эксперимента было получено для значений Δp порядка $10^{11} - 10^{12}$ см $^{-3}$. Однако величина Δp , определенная из значения предпробойного тока как $\Delta p = J/V_s q$ (где J — плотность тока через $p-n$ -переход и V_s — скорость насыщения), составила $10^{10} - 10^{11}$ см $^{-3}$. Такое расхождение, с точки зрения авторов [205,206], может быть объяснено тем, что пробой в SiC обычно

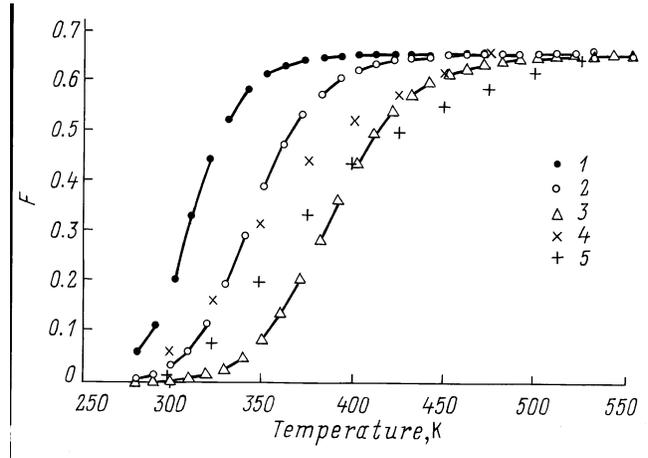


Рис. 13. Температурная зависимость расчетных (1–3) и экспериментальных (4–5) значений F . Расчет был сделан для значений Δp , равных см $^{-3}$: 1 — 10^{10} , 2 — 10^{11} , 3 — 10^{12} . Экспериментальные значения U_{br} соответствуют предпробойным токам: 4 — 100 мА, 5 — 500 мА [205].

имеет место в локальных областях (микроплазменный пробой), площадь которых более чем на порядок меньше общей площади $p-n$ -перехода. Однако при расчете плотности тока через $p-n$ -переход было использовано значение всей площади структуры, т. е., другими словами, в областях, где имеет место микроплазменный пробой, будут существенно больше плотность тока и значение Δp , как это и требуется согласно предложенной модели.

Таким образом, отрицательная величина ТКН может быть связана с перезарядкой D -центра ($E_v + 0.58$ эВ) — наиболее глубокого уровня, возникающего в SiC, легированном бором. Сделанные на основе этого предложения и параметров D -центра расчеты температурной зависимости ТКН находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Поскольку диффузия бора часто используется для защиты периферии SiC мезаструктур от поверхностного пробоя, а сам бор (D -центр) является характерной фоновой примесью в SiC, полученным по различным технологиям [117], то, с нашей точки зрения, вопрос о знаке ТКН может быть окончательно решен только при учете или исключении влияния перезарядки D -центров на исследования пробивного напряжения SiC $p-n$ -структур.

Заключение

Если сопоставить энергетическое положение уровней в нижней половине запрещенной зоны $4H$ - и $6H$ -SiC (табл. 2 и 3), то можно заметить, что большинство уровней находится внутри двух достаточно узких полос в запрещенной зоне: $E_v + 0.5 \div 0.6$ эВ (i -полоса) и $E_v + 0.2 \div 0.3$ эВ (L -полоса) (рис. 14). Внутри первой полосы находится D -центр, i -центр и уровень скандия; внутри второй — глубокий уровень алюминия,

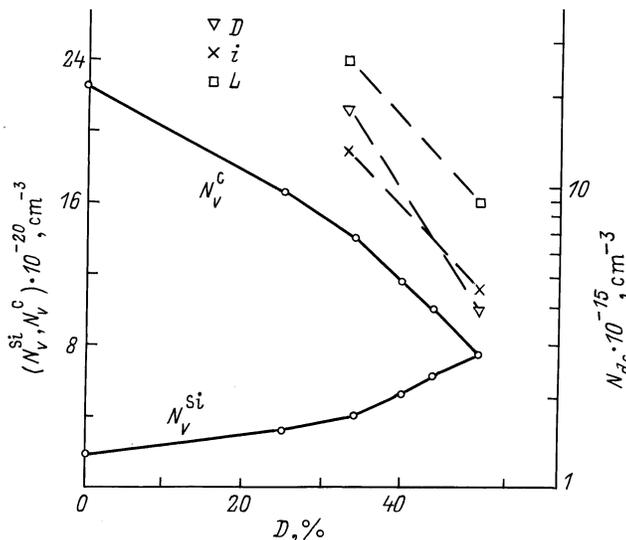


Рис. 15. Зависимость концентрации углеродных (N_V^C) и кремниевых (N_V^{Si}) вакансий [148] и средней концентрации глубоких акцепторных уровней (i -, L -, D -центров) в СЭ эпитаксиальных слоях в зависимости от степени гексагональности политипа SiC [146].

няя концентрация 3 собственных дефектов (i -, D - и L -центров) в эпитаксиальных слоях $6H$ - и $4H$ -SiC, полученных сублимационной эпитаксией [104]. Как видно из рисунка, имеется достаточно хорошая корреляция между уменьшением концентрации вакансий углерода (V_C) с увеличением процента гексагональности политипа и уменьшением концентрации данных центров.

В пользу того, что основным комплексобразующим дефектом в SiC является вакансия углерода, говорят и данные различных авторов, которые предполагали участие V_C в образовании различных центров, а также слияние отдельных вакансий в устойчивые кластеры [207,208]. Отметим, что ряд примесей (Sc, B, Al), используемых при гетероэпитаксии SiC [136], образует ГЦ, находящиеся внутри отмеченных выше L - и i -полос. Предложенную в [136] модель гетерополитипной эпитаксии (см. п. 3.1) можно также рассматривать как то, что каждому из политипов SiC соответствует равновесная концентрация дефектов (вакансий углерода), при изменении которой за счет добавления примесей, генерирующих избыточные дефекты либо, наоборот, связывающих вакансии в комплексы, возможна гетероэпитаксия пленок политипов, имеющих по сравнению с подложкой меньшую либо большую степень гексагональности соответственно.

Так как после облучения и имплантации наблюдалось увеличение концентраций L - и i -центров [55,106,114] (т.е. происходило изменение равновесной концентрации вакансий), можно предположить [104], что под воздействием облучения или имплантации (либо других технологических причин) возможна трансформация политипа уже выращенных эпитаксиальных структур. Данное предположение согласуется с результатами работы [149],

посвященной исследованию деградации $6H$ -SiC синих светодиодов под воздействием прямого тока, где было обнаружено, что в деградировавших структурах появились включения политипа 3С.

Таким образом, приведенный анализ литературных источников показывает значительное влияние, которое собственные дефекты кристаллической решетки SiC оказывают как на формирование глубоких центров (и соответственно на процессы излучательной и безызлучательной рекомбинации), так и на свойства самих эпитаксиальных слоев — уровень их легирования и политипную однородность. Детальное исследование факторов, определяющих процессы образования дефектов и их взаимодействия друг с другом и атомами примесей, позволит существенно улучшить параметры приборов на основе SiC и позволит карбиду кремния наряду с Si и GaAs занять одно из центральных мест в современной полупроводниковой электронике.

Автор благодарен В.В. Зеленину и Н.С. Савкиной за предоставленные для измерений образцы SiC, А.Н. Андрееву и М.Г. Растегаевой за изготовление омических контактов, А.М. Стрельчуку за предоставленные данные по измерению диффузионных длин, Д.В. Давыдову за помощь в емкостных измерениях.

This work was partly supported by Arizona University (USA) and Schneider Group Research Centre (France).

Список литературы

- [1] E.G. Acheson. Chem. News, **68**, 179 (1893).
- [2] G. Pensl, R. Helbig. In: *Advances in Solid State Physics*, ed. by V. Rossler (Viemeg, Braunschweig, 1990).
- [3] N.J. Round. Electrical World, **30**, 309 (1907).
- [4] О.В. Лосев. ЖТФ, **1**, 718 (1931).
- [5] J.A. Lely. Ber. Dt. Keram. Ges., **32**, 229 (1955).
- [6] Yu.A. Vodakov, E.N. Mokhov, M.G. Ramm, A.O. Roenkov. Krist and Technik., **14**, 729 (1979).
- [7] Yu.M. Tairov, V.F. Tsvetkov. J. Cryst. Growth, **43**, 209 (1978).
- [8] Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков. В сб.: *Проблемы физики и технологии широкозонных полупроводников* (Л., 1980) с. 122.
- [9] S. Nishino, J. Powell, N.A. Will. Appl. Phys. Lett., **42**, 460 (1983).
- [10] H.S. Kong, J.T. Glass, R.F. Davis. Appl. Phys. Lett., **64**, 2672 (1988).
- [11] J.A. Edmond, H.S. Kong, C.H. Carter. Physica B, **185**, 453 (1993).
- [12] J.W. Palmer, J.A. Edmond, H.S. Kong, C.H. Carter. Physica B, **185**, 461 (1993).
- [13] B.M. Brown, M. Chezzo, J. Kretchmen, V. Krishmuthy, G. Michon. *Transactions Second Int. High Temp. Electron. Conf.* (Sharlotte, NC, USA, 1994) V. 1. p. XI-17.
- [14] А. Верма, П. Кришна. *Политипизм и полиморфизм в кристаллах* (М., Мир, 1969) с. 390.
- [15] L.S. Ramsdell. Amer. Mineral, **32**, 64 (1947).
- [16] L. Patric. Phys. Rev., **127**, 1878 (1962).
- [17] R.G. Humphreys, D. Bimberg, W.J. Choyke. Sol. St. Commun., **39**, 163 (1981).

- [18] Г.Б. Дубровский. ФТТ, **13**, 2505 (1971).
- [19] G.B. Dubrovskii, A.A. Lepeneva, E.I. Radovanova. Phys. St. Sol. (b), **57**, 423 (1973).
- [20] E. Bindermann. Sol. St. Commun., **3**, 343 (1965).
- [21] Г.Б. Дубровский, Е.И. Радованова. ФТТ, **11**, 680 (1969).
- [22] W.R.L. Lambrecht, S. Limpijumuong, B. Segall. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 263 (1996).
- [23] W.R.L. Lambrecht, S.N. Rachkeev. *Abstracts Int. Conf. on SiC, III Nitrides and Related Materials* (Stockholm, Sweden, 1997) p. 263.
- [24] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (Л., Наука, 1981).
- [25] M.V. Rao, J. Gardner, O.W. Holland, G. Kelner, M. Chezzo, D.S. Simons, P.H. Chi. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 521 (1996).
- [26] H.H. Woodbery, G.W. Ludwig. Phys. Rev., **124**, 1083 (1961).
- [27] I. Ikeda, H. Matsunami, T. Tanaka. Phys. Rev. B, **22**, 2842 (1980).
- [28] А.В. Алексеенко, А.Г. Забродский, М.П. Тимофеев. Письма ЖТФ, **11**, 1018 (1985).
- [29] W. Suttrop, G. Pensl, W.J. Choyke, R. Steine, S. Leibenzeder. J. Appl. Phys., **72**, 3708 (1992).
- [30] W. Gotz, A. Schoner, G. Pensl, W. Suttrop, W.J. Choyke, R. Steine, S. Leibenzeder. J. Appl. Phys., **73**, 3332 (1993).
- [31] A.O. Euwarage, S.R. Smith, W.C. Mitchel. J. Appl. Phys., **79**, 7726 (1996).
- [32] Th. Troffer, W. Gotz, A. Schoner, G. Pensl, R.P. Devaty, W.J. Choyke. Inst. Phys. Conf. Ser. 137, 173 (1994).
- [33] А.Е. Николаев, И.Р. Никитина, В.А. Дмитриев. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 125 (1996).
- [34] В.С. Вайнер, В.А. Ильин, В.А. Карачинов, Ю.М. Таиров. ФТТ, **28**, 363 (1986).
- [35] Ю.А. Водаков, Е.Н. Калабухова, С.Н. Лукин, А.А. Лепнева, Е.Н. Мохов, Б.Д. Шанина. ФТТ, **20**, 448 (1978).
- [36] P.J. Dean, R.L. Hartman. Phys. Rev. B, **5**, 4911 (1972).
- [37] Van H. Daal, W.F. Knippenberg, J.D. Wassher. J. Phys. Chem. Sol., **24**, 109 (1963).
- [38] Г.А. Ломакина, Ю.А. Водаков, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг, Г.Ф. Холуянов. ФТТ, **12**, 2918 (1970).
- [39] И.В. Кодрау, В.В. Макаров. ФТП, **11**, 969 (1977).
- [40] Е.Н. Мохов, М.М. Усманов, Г.Ф. Юлдашев, Б.С. Махмудов. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **20**, 1383 (1984).
- [41] A. Schoner, N. Nordell, K. Rottner, R. Helbig, G. Pensl. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 493 (1996).
- [42] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. ФТП, **14**, 486 (1980).
- [43] М.М. Аникин, Н.И. Кузнецов, А.А. Лебедев, Н.С. Савкина, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. ФТП, **28**, 457 (1994).
- [44] П.А. Иванов, Я.В. Морозенко, А.В. Суворов. ФТП, **19**, 1430 (1985).
- [45] N.I. Kuznetsov, A.S. Zubrilov. Mater. Sci. Eng. B, **29**, 181 (1995).
- [46] V. Heera, J. Pezold, X. Ning, P. Pirouz. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 509 (1996).
- [47] L.L. Clemen, R.P. Devaty, W.J. Choyke, J.A. Powel, D.J. Larkin, J.A. Edmond, A.A. Burk. Inst. Phys. Conf. Ser. 137, 297 (1994).
- [48] Ю.А. Водаков, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов. ФТТ, **24**, 1377 (1982).
- [49] A.N. Andreev, M.M. Anikin, A.A. Lebedev, N.K. Poletaev, A.M. Strel'chuk, A.L. Surkin, V.E. Chelnokov. Inst. Phys. Conf. Ser. 137, 271 (1994).
- [50] А.И. Вейнгер, Ю.А. Водаков, Ю. Кулев, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг, В.И. Соколов. Письма ЖТФ, **6**, 1319 (1980).
- [51] V.S. Balandovich, E.N. Mokhov. *Transactions Second Int. High Temp. Electron. Conf.* (Charlotte NC, 5–10 USA, 1994) v. 2, p. 181.
- [52] Е.Э. Виолин, Г.Ф. Холуянов. ФТТ, **8**, 3395 (1966).
- [53] S. Ortolland, C. Raynaud, J.P. Chante, M.L. Locatelli, A.N. Andreev, A.A. Lebedev, M.G. Rastegaeva, A.L. Syrkin, N.S. Savkina, V.E. Chelnokov. J. Appl. Phys., **80**, 5464 (1996).
- [54] А.А. Лебедев, А.Н. Андреев, А.А. Мальцев, М.Г. Растегаева, Н.С. Савкина, В.Е. Челноков. ФТП, **29**, 1635 (1995).
- [55] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, А.Л. Сыркин, А.В. Суворов. ФТП, **19**, 114 (1985).
- [56] W. Suttrop, G. Pensl, P. Laning. Appl. Phys. A, **51**, 231 (1991).
- [57] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, N.K. Poletaev, A.M. Strel'chuk, A.L. Surkin, V.E. Chelnokov. Inst. Phys. Conf. Ser. 137, Chapter 6, 605 (1994).
- [58] А.А. Лебедев, Н.К. Полетаев. ФТП, **30**, 427 (1996).
- [59] А.О. Константинов. ФТП, **25**, 1175 (1991).
- [60] P.G. Baranov, E.N. Mokhov. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 293 (1996).
- [61] T. Frank, T. Troffer, G. Pensl, N. Nordell, S. Karlson, A. Schoner. *Abstracts Int. Conf. on SiC, III Nitrides and Related Materials* (Stockholm, Sweden, 1997) p. 348.
- [62] S. Jang, T. Kimoto, H. Matsunami. Appl. Phys. Lett., **65**, 581 (1994).
- [63] M.S. Mazzola, S.E. Sadow, P.G. Neudeck, V.K. Lakdawala, S. We. Appl. Phys. Lett., **64**, 2730 (1994).
- [64] Yu.A. Vodakov, G.A. Lomakina, E.N. Mokhov, E.I. Radovanova, V.I. Sokolov, M.M. Usmanova, G.F. Yuldashev, B.S. Makhmudov. Phys. St. Sol. (a), **35**, 37 (1976).
- [65] T. Troffer, G. Pensl, A. Schoner, A. Henry, C. Hallin, O. Kordina, E. Janzen. *Abstracts Int. Conf. on SiC, III Nitrides and Related Materials* (Stockholm, Sweden, 1997) p. 601.
- [66] A. Henry, C. Hallin, I.G. Ivanov, J.P. Bergman, O. Kordina, E. Janzen. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 381 (1996).
- [67] А.А. Лебедев, М.П. Щеглов, Т.В. Соколова. Письма ЖТФ, **21**, 48 (1995).
- [68] Ю.А. Водаков, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг. ФТТ, **33**, 3315 (1991).
- [69] E.V. Violin, A.A. Kal'nin, V.V. Pasyukov, Yu.M. Tairov, D.A. Yas'kov. Mater. Res. Bull., **4**, S231 (1969).
- [70] Y. Zheng, N. Ramungul, R. Patel, V. Khemka, T.P. Chow. *Abstracts Int. Conf. on SiC, III Nitrides and Related Materials* (Stockholm, Sweden, 1997) p. 71.
- [71] П.Г. Баранов, Е.Н. Мохов. ФТТ, **38**, 1446 (1996).
- [72] A. Hofstauffer, B.K. Mayer, A. Scharmann, P.G. Baranov, I.V. Liyn, E.N. Mokhov. *Abstracts Int. Conf. on SiC, III Nitrides and Related Materials* (Stockholm, Sweden, 1997) p. 294.
- [73] M.B. Scott, J.D. Scofield, Y.K. Yeo, R.L. Hengehold. *Abstracts Int. Conf. on SiC, III Nitrides and Related Materials* (Stockholm, Sweden, 1997) p. 389.
- [74] В.С. Балландович. ФТП, **25**, 287 (1991).
- [75] X. Вахнер, Ю.М. Таиров. ФТТ, **11**, 2440 (1969).
- [76] Д.П. Литвин, А.А. Мальцев, А.В. Наумов, А.Д. Роенков, В.И. Санкин. Письма ЖТФ, **13**, 1247 (1987).

- [77] L.Patrick, W.J. Choyke. Phys. Rev. B, **10**, 5091 (1974).
- [78] A.W.C. Kemenade, S.H. Hagen. Sol. St. Commun., **14**, 1331 (1974).
- [79] K.M. Lee, Le.Si. Dang, G.B. Watkins, W.J. Choyke. Phys. Rev. B, **32**, 2273 (1985).
- [80] K. Maier, H.D. Muller, J. Schneider. Mater. Sci. Forum, **83-87**, 1183 (1992).
- [81] K. Maier, J. Schneider, W.Wilkening, S. Leibenzeder, R. Steine. Mater. Sci. Eng. B, **11**, 27 (1992).
- [82] T. Dalibor, G. Pensl, H. Matsunami, T. Kimoto, W.J. Choyke, A.Schoner, N. Nordel. Phys. St. Sol. (a), **162**, 199 (1997).
- [83] T. Dalibor, G. Pensl, N. Nordel, A. Schoner, W.J. Choyke. *Abstracts Int. Conf. on SiC, III Nitrides and Related Materials* (Stockholm, Sweden, 1997) p. 55.
- [84] J.M. Langer, H. Heinrich. Phys. Rev. Lett., **55**, 1414 (1985).
- [85] H.McD. Hobgood, R.C. Glass, A. Augustine, R.H. Hopkins, J. Jenny, M. Skowronski, W.C. Mitchel, M. Roth. Appl. Phys. Lett., **66**, 1364 (1995).
- [86] W.C. Mitchel, M.D. Roth, A.O. Ewvaraye, P.W. Yu, S.R. Smith, J. Jenny, M. Skowronski, H.McD. Hodgood, R.C. Glass, G. Augustine, R.H. Hopkins. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 313 (1996).
- [87] K.F. Dombrowskii, U. Kaufman, M. Hunzer. Appl. Phys. Lett., **65**, 184 (1994).
- [88] J. Schneider, H.D. Muller, K. Maier, W. Wilkening, F. Fuchs, A. Dornen, S. Leibenzader, S. Steine. Appl. Phys. Lett., **56**, 1184 (1990).
- [89] N. Achtziger, J. Grillenberg, W. Witthuhn. *Abstracts Int. Conf. on SiC, III Nitrides and Related Materials* (Stockholm, Sweden, 1997) p. 597.
- [90] St.G. Muller, D. Hofmann, A. Winnacker, E.N. Mokhov, Yu.A. Bodakov. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 361 (1996).
- [91] Ю.А. Водаков, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов, М.Г. Рамм, В.И. Соколов. ФТП, **20**, 2153 (1986).
- [92] N. Achtziger, W. Witthuhn. Mater. Sci. Eng. B, **46**, 333 (1997).
- [93] M. Kuznser, K.F. Dombrowski, F. Fuchs, U. Kaufmann, J. Schneider, P.G. Baranov, E.N. Mokhov. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 385 (1996).
- [94] M. Feege, S. Grenlich-Weber, J.-M. Spaeth. Semicond. Sci. Technol., **8**, 1620 (1993).
- [95] K. Abe, T. Ohsima, H. Iton, Y. Aoki, M. Yoshikawa, I. Nashiyama, M. Iwami. *Abstracts Int. Conf. on SiC, III Nitrides and Related Materials* (Stockholm, Sweden, 1997) p. 354.
- [96] Г.Ф. Холуянов, Ю.А. Водаков, Э.В. Виолин. ФТП, **5**, 39 (1971).
- [97] T. Dalibor, G. Pensl, T. Yamamoto, T. Kimoto, H. Matsunami, S. Sridhara, D.C. Nizher, R.P. Devaty, W.J. Choyke. *Abstracts Int. Conf. on SiC, III Nitrides and Related Materials* (Stockholm, Sweden, 1997) p. 599.
- [98] D. Alok, B.J. Baliga, M. Kothandaraman, P.K. McLarty. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 565 (1996).
- [99] H. Ennen, J. Schnider, G. Pomrenke, A. Axmann. J. Appl. Phys. Lett., **43**, 943 (1983).
- [100] W.J. Choyke, R.P. Devaty, L.L. Clemen, M. Yoganathan, G. Pensl, Ch. Hassler. Appl. Phys. Lett., **65**, 1668 (1994).
- [101] K. Awahara, M. Kumagai. *Abstracts Int. Conf. on SiC, III Nitrides and Related Materials* (Stockholm, Sweden, 1997) p. 380.
- [102] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, И.В. Попов, А.Л. Сыркин, А.В. Суворов, Г.П. Шпынев. В сб.: *Технология силовых полупроводниковых приборов* (Таллин, Валгус, 1987) с. 19.
- [103] Н.И. Кузнецов, А.П. Дмитриев, А.С. Фурман. ФТП, **28**, 1010 (1994).
- [104] А.А. Lebedev. *Abstracts Int. Conf. on SiC, III Nitrides and Related Materials* (Stockholm, Sweden, 1997) p. 67.
- [105] N.I. Kuznetsov, J.A. Edmond. ФТП, **31**, 1220 (1997).
- [106] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, А.А. Лебедев, А.Л. Сыркин, А.В. Суворов. ФТП, **20**, 2169 (1986).
- [107] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, И.В. Попов, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, А.В. Суворов, В.Е. Челноков. ФТП, **20**, 1654 (1986).
- [108] А.А. Лебедев. Автореф. канд. дис. (Л., ФТИ, 1991).
- [109] А.А. Lebedev, V.E. Chelnokov. *Diamond films and Related Mater.*, **3**, 1393 (1994).
- [110] М.М. Аникин, Н.И. Кузнецов, А.А. Лебедев, Н.К. Полетаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, А.В. Суворов, В.Е. Челноков. ФТП, **28**, 443 (1994).
- [111] С.Т. Sah, L. Forbes, L.L. Rossier, A.F. Tasch. Sol. St. Electron., **13**, 759 (1970).
- [112] А.Г. Кечек, Н.И. Кузнецов, А.А. Лебедев. ФТП, **21**, 2228 (1987).
- [113] E.N. Kolabukova, S.N. Lukin, E.N. Mokhov, J. Reinke, S. Greulich-Weber, J.-M. Spaeth. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 333 (1996).
- [114] G.C. Rubicki. J. Appl. Phys., **78**, 2996 (1995).
- [115] М.М. Аникин, А.Н. Андреев, А.А. Лебедев, С.Н. Пятко, М.Г. Растегаева, Н.С. Савкина, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. ФТП, **25**, 328 (1991).
- [116] М.М. Аникин, А.С. Зубрилов, А.А. Лебедев, А.М. Стрельчук, А.Е. Черенков. ФТП, **25**, 479 (1991).
- [117] М.М. Anikin, A.A. Lebedev, A.L. Syrkin, A.V. Suvorov, A.M. Strel'chuk. Ext. Abstracts Electrochem. Soc. Mtg., 708 (1989).
- [118] H. Zhang, G. Pensl, A. Dorner, S. Leibenzeder. Ext. Abstr. Electrochem. Soc. Mtg., 699 (1989).
- [119] J.P. Doyle, M.O. Adoelfotoh, B.G. Svensson, A. Schoner, N. Nordel. *Diamond and Related Mater.*, 1388 (1997).
- [120] А.И. Вайнер, В.А. Ильин, Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков, ФТП, **15**, 1557 (1981).
- [121] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, И.В. Попов, В.П. Растегаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков, В.Е. Челноков. ФТП, **22**, 298 (1988).
- [122] N.T. Son, E. Sorman, W.M. Chen, O. Kordina, B. Monemar, E.Janzen. Appl. Phys. Lett., **65**, 2687 (1994).
- [123] T. Troffer, Ch. Habler, G. Pensl, K. Holzlein, H. Mitlehner, J. Volki. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 281 (1996).
- [124] T. Dalibor, G. Pensl, T. Kimoto, H. Matsunami, S. Shidhara, P.P. Devaty, W.J. Choyke. *Diamond and Related Mater.*, **6**, 1333 (1997).
- [125] А.А. Lebedev, A.N. Andreev, M.M. Anikin, M.G. Rastegaeva, N.S. Savkina, A.M. Strelchuk, A.L. Syrkin, A.S. Tregubova, V.E. Chelnokov. *Proc. ISPSD'95* (Yokohama, Japan, 1995) p. 90.
- [126] P. Zhou, M.G. Spencer, G.L. Harris, K. Fekade. Appl. Phys. Lett., **50**, 1384 (1987).
- [127] K. Zakentes, M. Kayiambaki, G. Constantinidis. Appl. Phys., **66**, 3015 (1995).
- [128] V.S. Balandovich, G.N. Violina. Cryst. Latt. Def. and Amorph. Mater., **13**, 189 (1987).

- [129] H. Zhang, G. Pensl, P. Glasow, S. Leibenzeder. Ext. Abstracts Electrochem. Soc. Mtg., 714 (1989).
- [130] C. Hemmingson, N.T. Son, O. Kordina, E. Janzen, J.L. Lindstrom, S. Savarge, N. Nordel. Mater. Sci. Eng. B, **46**, 336 (1997).
- [131] И.М. Павлов, М.И. Иглицин, М.Г. Косганов, В.Н. Соломатин. ФТП, **9**, 1279 (1975).
- [132] А.И. Вейгнер, А.А. Лепенева, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов, В.И. Соколов. ФТП, **18**, 2014 (1984).
- [133] V.V. Evstropov, A.M. Strel'chuk, A.L. Syrkin, V.E. Chelnokov. Inst. Phys. Conf. Ser. 137, 589 (1994).
- [134] M. Okada, T. Kimura, T. Nakata, M. Watanbe, S. Kanazava, I. Kanno, K. Kamitani, K. Atobe, M.N. Nakagawa. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 469 (1996).
- [135] H. Matsunami, T. Kimoto. Mater. Sci. Eng. R, **20**, 125 (1997).
- [136] Ю.А. Водаков, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов. ФТТ, **24**, 1377 (1982).
- [137] Ю. Вахнер, Ю.М. Таиров. ФТТ, **12**, 1543 (1970).
- [138] Ю.А. Водаков, Е.Н. Мохов, А.Д. Роенков, М.М. Аникин. Письма ЖТФ, **5**, 367 (1979).
- [139] A.A. Maltsev, A.Yu. Maksimov, N.K. Yushin. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 41 (1996).
- [140] A.A. Maltsev, D.P. Litvin, M.P. Scheglov, I.P. Nikitina. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 137 (1996).
- [141] P.A. Ivanov, A.A. Maltsev, V.N. Panteleev, T.P. Samsonova, A.Yu. Maksimov, N.K. Yushin, V.E. Chelnokov. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 757 (1996).
- [142] Ю.А. Водаков, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг. ФТТ, **19**, 1812 (1977).
- [143] A.N. Andreev, A.S. Tregubova, M.P. Scheglov, A.L. Syrkin, V.E. Chelnokov. Mater. Sci. Eng. B, **46**, 141 (1997).
- [144] A.A. Lebedev, N.S. Savkina, A.M. Strel'chuk, A.S. Tregubova, M.P. Scheglov. Mater. Sci. Eng. B, **46**, 168 (1997).
- [145] А.А. Лебедев, Н.С. Савкина, А.С. Трегунова, М.П. Щеглов. ФТП, **31**, 1083 (1997).
- [146] A.A. Lebedev. *Abstracts 19 Int. Conf. Def. in Semicond.* (Aveiro, Portugal, 1997) p. 239.
- [147] Yu.A. Vodakov, E.N. Mokhov. Inst. Phys. Conf. Ser. 137, 197 (1994).
- [148] Н.Д. Сорокин, Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков, М.А. Чернов. Кристаллография, **28**, 910 (1983).
- [149] G. Zeinther, D. Theis. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-28**, 425 (1981).
- [150] D.J. Larkin, P.G. Neudeck, J.A. Powell, L.G. Matus. Appl. Phys. Lett., **65**, 1661 (1994).
- [151] E. Janzen, O. Kordina. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 653 (1996).
- [152] А.Н. Андреев, Н.Ю. Смирнова, М.П. Щеглов, М.Г. Растегаева, В.П. Растегаев, В.Е. Челноков. ФТП, **30**, 2060 (1996).
- [153] L. Hoffman, G. Zeigler, D. Theis, G. Wegnich. J. Appl. Phys., **53**, 6962 (1982).
- [154] В.М. Гусев, К.Д. Демаков, В.М. Ефимов, В.Н. Ионов, М.Г. Косагонова, Н.К. Прокофьев, В.Г. Столярова, Ю.Н. Чекушин. ФТП, **15**, 2430 (1981).
- [155] R.M. Potter. Mater. Res. Bull., **4**, S223 (1969).
- [156] А. Берг, П. Дин. *Светодиоды* (М., Мир, 1973).
- [157] М.М. Аникин, Н.И. Кузнецов, А.А. Лебедев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, **24**, 1384 (1990).
- [158] А.Н. Андреев, М.М. Аникин, А.А. Лебедев, Н.К. Полетаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. ФТП, **28**, 729 (1994).
- [159] А.А. Лебедев. ФТП, **30**, 999 (1996).
- [160] В.И. Павличенко, И.В. Рыжиков, Ю.М. Сулейманов, Ю.М. Шайдак. ФТТ, **10**, 2801 (1968).
- [161] S.H. Hagen, A.W.C. Kemanage, van der Does de Bye. J. Luminesc., **8**, 18 (1973).
- [162] A. Suzuki, H. Matsunami, T. Tanaka, J. Electrochem. Soc., **124**, 241 (1977).
- [163] В.И. Соколов. В сб.: *Проблемы физики и технологии широкозонных полупроводников* (Л., 1979) с. 301.
- [164] W. von Munch, W. Kukzinger. Sol. St. Electron., **21**, 1129 (1978).
- [165] M. Ikeda, T. Haykawa, S. Yamagiva, H. Matsunami, T. Tanaka. J. Appl. Phys., **50**, 8215 (1979).
- [166] В.А. Дмитриев, П.А. Иванов, Я.В. Морозенко, И.В. Попов, В.Е. Челноков. Письма ЖТФ, **11**, 246 (1985).
- [167] L. Hoffman, G. Zeidler, D. Theis, G. Wegnich. J. Appl. Phys., **53**, 6962 (1982).
- [168] Б.И. Вишневецкая, В.А. Дмитриев, И.Д. Коваленко, Л.М. Коган, Я.В. Морозенко, В.С. Родкин, А.Л. Сыркин, Б.В. Царенков, В.Е. Челноков. ФТП, **22**, 664 (1988).
- [169] А.А. Лебедев, Н.К. Полетаев, М.Г. Растегаева, А.М. Стрельчук. ФТП, **28**, 1769 (1994).
- [170] В.В. Макаров, Н.Н. Петров. ФТТ, **8**, 1602 (1966).
- [171] В.В. Макаров. ФТТ, **9**, 596 (1967).
- [172] Н.В. Кодрау, В.В. Макаров. ФТП, **15**, 1408 (1981).
- [173] L. Patrick, W.J. Choyke. Phys. Rev. B, **5**, 3253 (1972).
- [174] В.В. Макаров, Н.Н. Петров. ФТТ, **8**, 3393 (1966).
- [175] В.В. Макаров. ФТТ, **13**, 2357 (1971).
- [176] В.М. Гусев, К.Д. Демаков, В.М. Ефимов, В.И. Ионов, М.Г. Косагонова, Н.К. Прокофьева, В.Г. Столярова, Ю.Н. Чекушин. ФТП, **15**, 2430 (1981).
- [177] Ю.А. Водаков, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов, М.Г. Рамм, В.И. Соколов. ФТП, **20**, 2153 (1986).
- [178] Ю.М. Сулейманов, А.М. Грехов, В.М. Грехов. ФТТ, **25**, 1840 (1983).
- [179] Ю.А. Водаков, А.И. Гирка, А.О. Константинов, Е.Н. Мохов, А.Д. Роенков, С.В. Свирида, В.В. Семенов, В.И. Соколов, А.В. Шишкин. ФТП, **26**, 1857 (1992).
- [180] Ю.А. Водаков, А.А. Вольфсон, Г.В. Зарицкий, Е.Н. Мохов, А.Г. Остроумов, А.Д. Роенков, В.В. Семенов, В.И. Соколов, В.Е. Удальцов. ФТП, **26**, 107 (1992).
- [181] W.J. Choyke. In: *NATO ASI Ser. Physics and Chemistry of Carbides, Nitrides and Borides*, ed. by R. Freer (Manchester, 1989).
- [182] А.А. Лебедев, М.П. Щеглов, Т.В. Соколова. Письма ЖТФ **21**, 48 (1995).
- [183] H. Kuwabara, S. Yamata. Phys. St. Sol. (a), **30**, 739 (1975).
- [184] S.E. Sadow, C.W. Tripton, M.S. Mazzola. J. Appl. Phys., **77**, 318 (1994).
- [185] H. Matsunami, M. Ikeda, T. Tanaka. Jap. J. Appl. Phys., **19**, 1323 (1980).
- [186] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, Н.К. Полетаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. ФТП, **28**, 473 (1994).
- [187] А.А. Lebedev, M.C. do Carmo. Mater. Sci. Eng. B, **46**, 275 (1997).
- [188] А.В. Наумов, В.И. Санкин. ФТП, **23**, 1009 (1989).
- [189] В.И. Санкин, Р.Г. Веренчикова, Ю.А. Водаков, М.Г. Рамм, А.Д. Роенков. ФТП, **16**, 1325 (1983).
- [190] В.С. Баландович, Г.Н. Виолина. ФТП, **15**, 1650 (1981).
- [191] М.М. Anikin, A.A. Lebedev, S.N. Ryatko, V.A. Soloviev, A.M. Strel'chuk. Springer Proc. in Phys., **56**, 269 (1992).
- [192] А.М. Стрельчук. ФТП, **29**, 1190 (1995).

- [193] A.M. Strel'chuk, V.V. Evstropov. Inst. Phys. Conf. Ser. 155, 1009 (1997).
- [194] O. Kordina, J.P. Bergman, A. Henry, E. Janzen. Appl. Phys. Lett., **66**, 189 (1995).
- [195] J.P. Bergman, C. Hallin, E. Janzen. *Abstracts Int. Conf. on SiC, III Nitrides and Related Materials* (Stockholm, Sweden, 1997) p. 63.
- [196] А.А. Лебедев, Д.В. Давыдов. ФТП, **31**, 1049 (1997).
- [197] А.О. Константинов, Д.П. Литвин, В.И. Санкин. Письма ЖТФ, **7**, 1335 (1981).
- [198] Ю.А. Водаков, А.О. Константинов, Д.П. Литвин, В.И. Санкин. Письма ЖТФ, **7**, 705 (1981).
- [199] А.П. Дмитриев, А.О. Константинов, Д.П. Литвин, В.И. Санкин. ФТП, **17**, 1093 (1983).
- [200] М.М. Аникин, С.Н. Вайнштейн, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, **22**, 545 (1988).
- [201] М.М. Аникин, М.Е. Левинштейн, И.В. Попов, В.П. Растигаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, **22**, 1574 (1988).
- [202] А.С. Кюрегян, П.Н. Шлыгин. ФТП, **23**, 1164 (1989).
- [203] Е.В. Астрова, В.М. Волле, В.Б. Воронков, В.А. Козлов, А.А. Лебедев. ФТП, **20**, 2122 (1986).
- [204] P.G. Neudeck, Ch. Fazi. IEEE Electron. Dev. Lett., **18**, 96 (1997).
- [205] A.A. Lebedev, A.M. Strel'chuk, S. Ortolland, C. Raynaud, M.L. Locatelli, D. Planson, J.P. Chante. Inst. Phys. Conf. Ser. 142, 701 (1996).
- [206] А.А. Лебедев, С. Ортоланд, К. Раноуд, М.Л. Локателли, Д. Плансон, Ж.П. Шант. ФТП, **31**, 866 (1997).
- [207] Р.Н. Кютт, А.А. Лепенева, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов, А.С. Трегубова, Г.Ф. Юлдашев. ФТТ, **30**, 2606 (1988).
- [208] А.И. Гирка, В.А. Кулешин, А.Д. Мокрушин, Е.Н. Мохов, С.В. Свирида, А.В. Шишкин. ФТП, **23**, 1270 (1989).
- [209] V.A. Pin, B.S. Balandovich. Defect and Diffusion Forum, **103–105** (Trans. Tech. publ., Switzerland, 1993) p. 633.

Редактор В.В. Чалдышев

Deep level centers in silicon carbide

A.A. Lebedev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute
Russian Academy of Science,
194021 St.Petersburg, Russia

Abstract In this work a review of current results on investigation of deep center parameters in 6H-, 4H- and 3C-SiC has been done. Presented are data on the ionization energy and the capture cross-section of centers arising after doping SiC by different impurities (or radiation doping) and on intrinsic defects, as well. Participation of observed centers in processes of radiative and nonradiative recombination is discussed. An analysis has been performed that shows a strong influence of intrinsic defects of SiC crystalline lattice on formation of deep centers and also on properties of epilayers: their doping level and the polytype homogeneity.