

53  
4171—  
A52

МИНИСТЕРСТВО ПРОСВЕЩЕНИЯ УССР  
КИЕВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
им. А. М. ГОРЬКОГО

---

На правах рукописи

Ю. М. АЛТАЙСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ  
р-п ПЕРЕХОДОВ В  $\beta$ -МОДИФИКАЦИИ  
КАРБИДА КРЕМНИЯ

(049 — Физика полупроводников и диэлектриков)

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Киев — 1968

НБ НПУ  
імені М.П. Драгоманова



100310673

Зубову Василию  
Александрову от Автора

12.11.68.

МИНИСТЕРСТВО ПРОСВЕЩЕНИЯ УССР  
КНЕВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
им. А. М. ГОРЬКОГО

---

На правах рукописи.

33

Ю. М. АЛТАЙСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ  
p-n ПЕРЕХОДОВ В  $\beta$ -МОДИФИКАЦИИ  
КАРБИДА КРЕМНИЯ

(049 — Физика полупроводников и диэлектриков)

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Киев - 1968

Работа выполнена в проблемной лаборатории полупроводников Киевского ордена Ленина политехнического института.

Научный руководитель — доктор физико-математических наук профессор Н. П. КАЛАБУХОВ.

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук профессор  
Ф. И. ВЕРГУНАС.

Кандидат физико-математических наук доцент  
Н. И. ТЫЧИНА.

Диссертация направлена на внешнюю рецензию в Институт металлургии им. А. А. Байкова АН СССР.

Автореферат разослан « 12 » *ноября* . 1968 г.

Защита диссертации состоится « . *декабрь* . 1968 г.  
на заседании Ученого совета физико-математического факультета Киевского государственного педагогического института им. А. М. Горького (Киев, бульвар Шевченко, 22/24).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института.

*Ученый секретарь Совета*

Карбид кремния благодаря своим замечательным свойствам сумел завоевать в течение последнего десятилетия достойное место как исходный материал для приготовления целого ряда полупроводниковых приборов с уникальными параметрами.

На базе карбида кремния созданы высокотемпературные выпрямители и транзисторы, термо- и фоторезисторы, счетчики ядерных излучений и фотоэлементы, и, наконец, наиболее широкое распространение карбид кремния получил как основа для изготовления низковольтных импульсных источников света с временами релаксации до  $10^{-10}$  сек.

Такое положение объясняется сочетанием в этом материале ряда ценных свойств, среди которых следует отметить прежде всего высокую стойкость в химическом, термическом и даже радиационном отношении.

Успехи в изучении карбида кремния во многом связаны с работами советских ученых: М. Л. Белле, Ю. А. Водакова, И. С. Горбаня с сотрудниками, М. И. Иглицина с сотрудниками, Г. А. Ломакиной, Г. Ф. Лымаря, Д. С. Недзведцкого, Б. В. Новикова, Ю. Н. Николаева, Ю. В. Поликанова, И. В. Рыжикова с сотрудниками, М. В. Фока с сотрудниками, Г. Ф. Холуянова с большой группой учеников и сотрудников. Из зарубежных исследований следует отметить работы Гриба, Вандаала, Нельсона, Патрика, Холла, Ченга, Чойка и др.

В деле получения кристаллов карбида кремния и их легирования различными примесями важную роль сыграли советские исследователи: В. И. Ионов, В. П. Новиков, А. А. Плетюшкин с сотрудниками, М. Б. Рейфман с сотрудниками, Ю. М. Таиров, И. Н. Францевич с сотрудниками, Д. А. Яськов и др., а также зарубежные ученые: Лели, Книппенберг, Гамильтон, Кроко, Кендалл, Гриффитс, Смит, Млавский и др.

Благодаря этим работам карбид кремния к настоящему времени уже относительно неплохо изучен, число работ, посвященных его исследованию, исчисляется сотнями.

Однако, все вышесказанное в основном относится к гексагональной  $\alpha$ -модификации карбида кремния. Более же простая по кристаллическому строению кубическая  $\beta$ -модификация карбида кремния изучена весьма слабо, число работ, посвященных ее свойствам, едва перевалило за десяток. Это связано прежде всего с трудностью получения структурно однородных кристаллов достаточно больших размеров (укажем, что американские исследователи работали с кристаллами по площади, не превышающей квадратного миллиметра).

Приведенная в последние годы сотрудниками Института металлургии им. А. А. Байкова С. Н. Гориним, Л. М. Ивановой и А. А. Плетюшкиным\* большая работа по выращиванию и легированию кристаллов карбида кремния привела к разработке методики выращивания достаточно крупных и структурно однородных монокристаллов карбида кремния  $\beta$ -модификации и позволила поставить цикл работ по исследованию физических свойств этого полупроводникового материала.

Общей целью реферируемой работы и явилось путем комплексного исследования ряда взаимосвязанных электрических и оптических свойств р-п переходов изучить основы механизма неравновесных процессов в  $\beta$ -модификации карбида кремния, а также выяснить технические возможности  $\beta$ -SiC как материала для новых полупроводниковых приборов (выпрямители, терморезисторы, фотоэлементы, фотодиоды и импульсные источники света). Диссертация отражает одно из направлений в цикле исследования свойств и применения карбида кремния в полупроводниковой технике, проводимых в проблемной лаборатории полупроводников Киевского ордена Ленина политехнического института.

Диссертация состоит из введения, где коротко освещена постановка задачи и цель работы, и четырех глав.

Первая глава носит обзорный характер. Она посвящена описанию основных физико-химических свойств кристаллов карбида кремния, в особенности  $\beta$ -модификации. Здесь дано сравнение параметров карбида кремния с параметрами других полупроводниковых соединений, откуда делается вывод, что большая ширина запрещенной зоны в сочетании с высокой энергией связи и обеспечивают существование тех свойств (высокая механическая твердость, химическая, термическая и радиационная стойкость), которые обусловили широкую перспективность применения этого материала для прак-

---

\* Автор приносит глубокую благодарность перечисленным выше сотрудникам за любезно представленные кристаллы.

тических целей. В частности, из карбида кремния изготавливаются полупроводниковые приборы, способные работать в самых сложных условиях (высокие температуры, агрессивные среды, высокие уровни проникающей радиации).

Далее приводится описание особенностей кристаллографических форм кристаллов  $\beta$ -SiC, разбираются основные морфологические типы образцов, полученных разложением метилтрихлорсилана в водороде. Указывается, что для дальнейших исследований отбирались исключительно пластинчатые кристаллы  $\beta$ -модификации карбида кремния как наиболее удовлетворяющие условиям эксперимента. Они обладали максимальными размерами при наличии двух ясно выраженных плоскопараллельных граней и наибольшей структурной однородностью среди остальных морфологических форм кристаллов  $\beta$ -SiC.

Затем дан обзор работ по исследованиям структуры зоны, оптическим и электрическим свойствам кристаллов этой модификации. Указано, что сведения, в особенности по электрическим свойствам  $\beta$ -SiC, весьма скудные.

В заключение главы приводятся методы отбраковки и параметры образцов, использованных в настоящей работе. Для измерений использовались структурно и примесно однородные образцы *n*-типа, легированные азотом, с концентрацией носителей  $10^{15}$ — $10^{19}$   $\text{см}^{-3}$  и подвижностью от 50  $\text{см}^2/\text{в сек}$  в низкоомных образцах до 1000  $\text{см}^2/\text{в сек}$  — в высокоомных. Удельное сопротивление использованных образцов колебалось в пределах 0,01—10  $\text{ом см}$ , а плотность дислокаций не превышала  $10^2 \text{ см}^{-2}$ . Структурная и примесная однородность образцов проверялась из распределения удельного сопротивления вдоль образца, а также по рельефу травленной поверхности, где хорошо выявлялись структурные дефекты. Концентрация и подвижность определялись из измерений удельного сопротивления и эффекта Холла. Плотность дислокаций подсчитывалась по числу ямок травления. Травление проводилось в смеси  $\text{KOH} + \text{KNO}_3$  при температуре 350—400°C.

Вторая глава посвящена описанию методики изготовления и исследованию электрических свойств впаивных *p-n* переходов в  $\beta$ -SiC.

В общих чертах методика изготовления *p-n* переходов в  $\beta$ -модификации карбида кремния сходна с известной методикой получения впаивных *p-n* переходов в  $\alpha$ -SiC. В частности, как и в  $\alpha$ -SiC в качестве эмиттерного сплава использовались алюминийево-кремниевые сплавы различного состава, например, силумин — эвтектический сплав алюминия с кремнием.

Однако в связи с меньшей шириной запрещенной зоны в  $\beta$ -SiC по сравнению с  $\alpha$ -SiC, а поэтому, вероятно, несколько меньшей энергией связи  $\beta$ -SiC получение вставных переходов в  $\beta$ -SiC удалось осуществить при более низких температурах (1400—1500°C), чем в  $\alpha$ -SiC.

Далее показано, что при использовании для впаивания высокоомных заготовок возможно получение «толстых» р-п переходов — толщиной до  $10^{-4}$  см. Это связано с тем, что в карбиде кремния, как, по-видимому, и в других полупроводниках с большой шириной запрещенной зоны, при рабочих температурах образования р-п перехода величина контактной разности еще столь высока, что под действием ее поля возможен дрейф заряженных ионов примеси (алюминия и азота), в результате чего повышается вероятность создания высокоомных компенсированных слоев.

Доказательство образования р- и п-областей в р-п переходе проводилось методом термозонда и емкостными измерениями, а площадь и конфигурация р-п перехода определялась с помощью светового штриха размерами  $0,1 \times 0,05$  мм.

Исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ), полученных р-п переходов, показало, что поведение вставных р-п переходов в  $\beta$ -SiC подчиняется теории Саа-Нойса-Шокли, учитывающей рекомбинацию в слое пространственного заряда. В частности, температурная зависимость прямого тока свидетельствует о рекомбинации через глубокие ловушки.

Применяя указанную теорию, было найдено, что значение термической ширины запрещенной зоны в  $\beta$ -SiC составляет  $E_{gt} = 2,3 \pm 0,1$  эв. Это близко к значению оптической ширины запрещенной зоны  $E_{go} = 2,35 \pm 0,03$  эв, полученному нами из абсорбционных и электролюминесцентных измерений. Такое совпадение действительно можно ожидать, исходя из общих соображений о структуре решетки и энергии связи в  $\beta$ -SiC. Значение собственной концентрации носителей, вычисленной исходя из принятой модели выпрямления, оказалось равным  $n_0 = 1$  см<sup>-3</sup>.

Эти значения получены из анализа прямой ветви ВАХ с учетом влияния токов утечки и последовательного сопротивления толщи образца и базовых контактов.

При высоких уровнях возбуждения в прямой ветви ВАХ была обнаружена степенная зависимость вида:  $I \sim (V - V_{01})^2$ ;  $I \sim (V - V_{02})^4$ , что уже наблюдалось ранее для других широкозонных полупроводников, в частности в  $\alpha$ -SiC; при этом степенному участку зачастую предшествует линейный, из наклона которого определено остаточное сопротивление, а из пере-

сечения его продолжения с осью абсцисс напряжению отсечки. Последнее изменялось в пределах 1,7—2,2 *v* и его среднее значение 2,0 *v* близко к ожидаемому значению контактной разности потенциалов между *p* и *n*-областями в  $\beta$ -SiC. Определенная из этого значения концентрация носителей в *p*-области  $p_p \sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup> хорошо согласуется с данными по предельной растворимости алюминия в карбиде кремния и ожидаемой глубиной залегания акцепторных центров.

Исследование обратной ветви ВАХ показало, что она состоит из нескольких степенных участков:  $I \sim (V - V_{on})^n$ , где  $n = 1; 1,5; 2; n > 2$ . Подобная зависимость ранее наблюдалась в некоторых других полупроводниковых материалах ( $\alpha$ -SiC; Si и др.).

Показано, что такая зависимость связана в основном с действием объемной, а не поверхностной утечки. Причем, источником утечки для *p-n-p*<sup>+</sup> структуры могут быть дефекты структуры на границе *p* и *n*-областей перехода. При этом линейная зависимость тока от напряжения на первом участке ВАХ объясняется омическим характером дефекта (например, коллоидные частицы металла, образующиеся в полупроводниковом антизатворный слой). Зависимости типа  $n = 1,5$  и  $n = 2$  находят объяснение в свете представлений о возникновении тока, ограниченного пространственным зарядом.

Показано, что при самых общих условиях указанные закономерности ( $n = 1; 1,5; 2$ ) наблюдаются вне зависимости от природы дефекта на границе *n* и *p*-области в *p-n-p*<sup>+</sup> структуре, а не только в частном случае короткозамыкающих частиц углерода, как это имело место у Патрика. В качестве таких дефектов могут выступать и частички металла эмиттерного сплава, и высоко легированные частицы полупроводника, и, наконец, вкрапления другой модификации данного полупроводника. При этом необходимо лишь отсутствие запорного контакта на границе *p*- и *n*-областей. Таким образом, могут быть объяснены аномальные характеристики ряда полупроводников, имеющих подобный вид ВАХ. Тем не менее мы считаем, что в наших образцах такими частицами являются коллоидные частицы алюминия, отлагающиеся в области дефектов кристаллической структуры, например, дислокаций. Это подтверждается особенностями технологии приготовления образцов и визуальными микроскопическими наблюдениями структуры *p-n* перехода.

Изучение емкостных характеристик показало, что имеются две группы образцов. Образцы первой группы с толщиной

слоя пространственного заряда  $10^{-5}$  см обладают обычной вольт-емкостной характеристикой вида  $C \sim V^{-1/2}$ .

У образцов второй группы с толщиной слоя пространственного заряда  $10^{-4}$  см зависимость емкости от напряжения отсутствует, что является характерным признаком р-п-п<sup>+</sup> структуры, когда прикладываемое внешнее поле не в состоянии существенно изменить ширину промежуточной высокоомной области. Интересно, что с ростом температуры, как показал эксперимент, р-п-п<sup>+</sup> структура переходит в обычную р-п структуру, а зависимость  $C \neq C(V)$  в  $C \sim V^{1/2}$ . Все это хорошо согласуется с различной термической энергией активации проводимости в п<sup>+</sup>- и п-слоях, что следует из температурных измерений ВАХ.

В конце главы приведены технические возможности использования р-п переходов в  $\beta$ -SiC. Указано, что максимальный коэффициент выпрямления достигает  $5 \cdot 10^6$ ; рабочие температуры —  $350^\circ\text{C}$ , а обратные напряжения в высокоомных образцах 300 в.

Кроме того, благодаря значительной энергии активации на начальных участках ВАХ (0,25 эВ), вплавные диоды из  $\beta$ -SiC могут быть использованы в качестве терморезисторов в интервале температур  $77$ — $600^\circ\text{K}$ .

В приложениях к главе описаны технологические установки для приготовления р-п переходов и техника эксперимента по исследованию ВАХ и емкости р-п переходов. В частности, дано описание простого регулятора напряжения для проведения вплавнения по заданной программе, описана методика измерения емкости на низкой частоте при наличии в образцах больших токов утечки.

Третья глава посвящена исследованию фотоэлектрических явлений на р-п переходах в  $\beta$ -SiC.

Исследование интегральных характеристик в вентильном режиме показало, что люкс-амперная характеристика носит линейный характер в широком диапазоне температур ( $290$ — $600^\circ\text{K}$ ) и освещенностей ( $0$ — $20$  вт/см<sup>2</sup>). Люкс-вольтная характеристика (зависимость эдс холостого хода от уровня падающей радиации) имеет протяженный линейный участок, который с ростом освещенности или температуры сменяется логарифмическим и заканчивается насыщением.

Максимальное значение эдс холостого хода оказалось равным 1,76 в, что близко к значению контактной разности потенциалов. С ростом температуры ток короткого замыкания растет вплоть до температур  $250$ — $300^\circ\text{C}$ , а эдс холостого хода па-

дает приблизительно линейно с угловым коэффициентом порядка  $3,3 \cdot 10^{-3}$  эв/град.

Приведенные характеристики успешно объясняются в свете представлений теории Саа-Нойса-Шокли с учетом образующейся в процессе изготовления р-п-п<sup>+</sup> структуры. При этом действием параллельного сопротивления, основную долю которого согласно представлениям, развитым во второй главе, составляет сопротивление промежуточного высокоомного слоя, замкнутого через закорачивающую прослойку с р-областью, успешно объясняются особенности люкс-вольтовой характеристики во всем указанном диапазоне температур и освещенностей.

В работе показано, что рост тока короткого замыкания с ростом температуры однозначно определяется ростом времени жизни неосновных носителей тока с температурой, что находится в хорошем согласии с представлениями, вытекающими из статистики рекомбинации Шокли-Рида в области температур, далекой от собственной проводимости.

Не совсем обычны результаты, полученные при исследовании фотоэффекта в фотодиодных режимах: положительном, т. е. при смещении р-п перехода в обратном направлении, и отрицательном — при прямом смещении р-п перехода.

В положительном фотодиодном режиме помимо расширения области линейности люкс-амперной характеристики с ростом смещения на переходе наблюдается заметный рост fotocувствительности. Показано, что исходя из представлений о возможности добавочной фотопроводимости в слое пространственного заряда легко объясняется наблюдаемая на опыте пропорциональность fotocувствительности уровню освещения и приложенному смещению.

В отрицательном фотодиодном режиме достигается аномально высокая fotocувствительность, как правило, не менее чем на порядок превышающая fotocувствительность в положительном фотодиодном режиме. Такое явление находит объяснение в свете развитой Стафеевым теории  $\tau$ -фотопроводимости.

Исследование релаксационных характеристик фотоэффекта показало, что в зависимости от режима включения образца и спектрального состава облучения время релаксации может изменяться в широких пределах (от  $5 \cdot 10^{-6}$  сек для режима тока короткого замыкания до  $10^2$  сек в отрицательном фотодиодном режиме при возбуждении фототока инфракрасным светом). При этом, как и в германиевых фотодиодах, механизм релаксации фототока короткого замыкания существенно отлич-

чен от механизма релаксации эдс холостого хода. В первом случае процесс релаксации определяется временем жизни неосновных носителей тока при высоких температурах или, по-видимому, временем их прилипания при комнатных. В режиме же релаксации эдс холостого хода наряду с вышеприведенными процессами, существенную роль играют процессы перезарядки барьерной емкости с участием параллельного шунтирующего сопротивления. Эти процессы, как правило, определяют механизм релаксации эдс при низких уровнях освещения. Причем, так как согласно представлениям, изложенным в предыдущей главе, сопротивление утечки, оно же шунтирующее сопротивление, по своей природе является сопротивлением высокоомного промежуточного слоя, замкнутого с р-областью через низкоомный дефект малой площади, то происходящие в этом слое процессы, в частности, прилипания носителей, успешно объясняют особенности поведения образцов в режиме холостого хода, например, действие постоянной подсветки, существенно изменяющей времена релаксации.

Еще сильнее роль прилипания носителей проявляется в положительном фотодиодном режиме, где оно существенно затягивает наблюдаемые времена релаксации.

В отрицательном фотодиодном режиме помимо большой чувствительности наиболее характерным признаком является увеличение постоянной времени всех компонент релаксации с ростом уровня освещения, что является характерным признаком  $\tau$ -фоточувствительности.

Кроме того, в фотодиодных режимах сильно проявляется инфракрасная чувствительность, создающая добавочные длинновременные хвосты релаксации (до 4 сек в положительном и 40 сек — в отрицательном фотодиодном режимах).

Указанные явления еще раз свидетельствуют о широком спектре примесных состояний в р-п-п структуре и толще кристаллов карбида кремния  $\beta$ -модификации:

Исследование спектральных характеристик фотоэффекта подтвердило наличие двух областей фоточувствительности: основной (выше 2,2 эв) и примесной (1,0—1,9 эв) с максимумом в области 1,40—1,45 эв.

Изучение воздействия внешних факторов (вакуумирование, влажный и сухой воздух, постоянная подсветка), влияющих на состояние поверхности образца, показало, что они практически не влияют на длинноволновый край фоточувствительности и лишь незначительно изменяют форму спектра в коротковолновой области. Эти опыты доказывают, что в про-

цессах фотоэффекта на р-п переходах участвуют главным образом объемные центры, а не поверхностные. Это заключение находится в хорошем согласии с нашими опытами по изучению влияния состояния поверхности на темновые свойства р-п перехода, а также с выводами Г. Ф. Холуянова об ограниченной роли поверхностных эффектов в  $\beta$ -SiC.

Исследование форм длинноволнового спада фоточувствительности показало, что в области малых токов наблюдается излом спектральной кривой. Кроме того, из абсорбционных измерений было получено, что коэффициент поглощения кристаллов  $\beta$ -SiC относительно мал. Поэтому мы могли использовать модель Лоферского, описывающую форму спектра длинноволнового края фотоэффекта для слабо поглощающих веществ, согласно которой коэффициент разделения  $\gamma$  (величина, пропорциональная фототоку), записывается в виде:

$$\gamma \approx \alpha (L_p + w). \quad (1)$$

Здесь  $L_p$  — диффузионная длина дырок,  $w$  — толщина слоя пространственного заряда. Поэтому сразу ясно, что спектральная зависимость коэффициента разделения в длинноволновой области совпадает по форме с краем полосы оптического поглощения. Отсюда, учитывая, что межзонные переходы в  $\beta$ -SiC не прямые и происходят с участием фононов, была определена ширина запрещенной зоны в  $\beta$ -SiC  $E_g = 2,35 \pm 0,04$  эв и оценена энергия участвующих фононов  $0,08 \pm 0,04$  эв. Значительная ошибка, получающаяся при этом, объясняется различием концентрации носителей в исследуемых образцах, а также возможным маскирующим действием примесных зон и соответствующим поглощением в области малых коэффициентов поглощения.

Исходя из принятой модели спектральной характеристики фотоэффекта, понятны и особенности спектрального распределения заднестеночных элементов, в частности, более резкое нарастание фоточувствительности со стороны малых энергий квантов.

Исследование температурной зависимости спектрального распределения также подтверждает правильность принятой модели: например, в увеличении крутизны наклона длинноволнового края спектра с температурой, что объясняется ростом величины  $L_p$  в выражении (1), а также в более четком проявлении излома нарастания фоточувствительности, которое можно связать с повышенной вероятности переходов с поглощением фононов, в согласии с моделью Мак-Ферлана-Робертса.

Путем измерения абсолютного значения коэффициента разделения  $\gamma$  и используя данные для  $\alpha$ -коэффициента поглощения из данных по оптическому поглощению, были оценены значения диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей тока — дырок:  $L_p \approx 0,9 \cdot 10^{-3}$  см;  $\tau_p \approx 1,8 \cdot 10^{-6}$  сек при комнатных температурах и  $L_p \approx 2 \cdot 10^{-3}$  см;  $\tau_p \approx 3 \cdot 10^{-5}$  сек — при 600°К. Это хорошо совпадает с результатами релаксационных измерений.

Исследование спектрального распределения фотоэффекта в фотодиодном режиме показало, что здесь имеется ряд особенностей по сравнению с вентильным режимом.

1. Повышенная чувствительность в инфракрасной области, в особенности в отрицательном фотодиодном режиме.

2. Сдвиг длинноволновой границы фотоэффекта в положительном фотодиодном режиме с ростом смещения на р-п переходе в длинноволновую область.

3. Рост чувствительности в области высоких энергий квантов с ростом приложенного обратного смещения.

Первый факт хорошо объясняется дополнительной чувствительностью в инфракрасной области, которая в отличие от вентильного режима носит вполне стационарный характер. Причем большие времена релаксации в отрицательном фотодиодном режиме обуславливают соответственно и большую чувствительность, чем в положительном фотодиодном режиме.

Сдвиг красной границы фотоэффекта в длинноволновую область с ростом приложенного поля, подчиняющийся закономерности  $\Delta \nu \sim E^{1/2}$ , очевидно связан со сдвигом полосы оптического поглощения вследствие эффекта Франца-Келдыша.

И, наконец, третий фактор увеличения чувствительности в коротковолновой области спектра, по нашему мнению, связан с увеличением энергии высокоэнергетических электронов с ростом приложенного поля и возможным эффектом умножения последних.

В последнем параграфе главы приведены технические возможности  $\beta$ -SiC как основы для создания фотоэлектрических приборов. При этом из сопоставления данных по параметрам  $\beta$ -SiC и других фотоэлектрических материалов следует, что фотоэлементы на базе  $\beta$ -SiC весьма перспективны как в вентильном (плотности рабочих токов до 500 ма/см<sup>2</sup> чувствительность по току порядка 200 ма/вт; эдс холостого хода — 1,76 в; рабочие температуры до 300–350°С), так и в фотодиодных режимах (чувствительность до 10 а/вт).

Исследование образцов  $\beta$ -SiC в качестве преобразователей энергии солнечного излучения показало, что коэффициент полезного действия относительно преобразования энергии солнца для объекта, находящегося в пределах земной атмосферы, составляет величину  $3 \pm 1\%$ . При этом, характерно, что в отличие от большинства известных полупроводников, в том числе и кремния, к. п. д. проявляет тенденцию к росту с повышением температуры от комнатной вплоть до  $125\text{--}150^\circ\text{C}$ . Кроме того, к. п. д. растет и с уровнем падающей мощности, в частности, вплоть до мощности облучения порядка  $20 \text{ вт/см}^2$  наблюдалось непрерывное увеличение коэффициента полезного действия.

Анализ основных потерь в преобразователе излучения из  $\beta$ -SiC показал, что основная доля потерь (до 50%) приходится на потери по напряжению; потери по току достигают 30%, а оптические потери относительно невелики. Таким образом, имеются достаточно большие резервы для улучшения качества преобразователя, и нам представляется реальным, что путем усовершенствования технологии получения р-п переходов и совершенства методов очистки и роста кристаллов вполне возможно получение коэффициента полезного действия порядка 10—12%.

Весьма перспективно также использование максимально чистых монокристаллов  $\beta$ -SiC для изготовления высокочувствительных фотодиодов и фотосопротивлений.

Четвертая глава посвящена описанию электролюминесцентных явлений в р-п переходах на  $\beta$ -SiC.

Исследование интегральных характеристик яркости излучения показало, что их отличительной особенностью является наличие у большинства образцов весьма протяженного участка сверхлинейного нарастания яркости излучения с ростом тока, протекающего через образец. Причем показатель степени «п» в выражении  $\Phi \sim (I - I_0)^n$  достигает 9. (Здесь  $\Phi$ —световой поток, излучаемый кристаллом,  $I$ —ток через него). При более высоких и более низких яркостях излучения наблюдалась обычная для рекомбинационного излучения линейная или квадратичная зависимость, при самых больших плотностях тока имело место насыщение яркости излучения.

Измерение абсолютной величины квантового выхода показало, что в наилучших образцах он достигает  $10^{-3}$  фот/эл, что сравнимо с лучшими результатами, достигнутыми на светоизлучающих элементах из  $\alpha$ -SiC. Характерной особенностью излучения наших образцов является рост яркости излучения с температурой в интервале от 300 до  $500\text{--}550^\circ\text{K}$ .

Для интерпретации описанных результатов прежде всего было показано, что излучение исходит из толщи  $p$ -области, а не из слоя пространственного заряда. Далее с учетом этого факта была построена модель рекомбинации в  $p$ -слое. При этом предполагалось, что помимо донорного уровня в кристалле имеется еще по крайней мере один уровень безызлучательной рекомбинации, скорость рекомбинации, через который значительно превышает скорость излучательной рекомбинации. Исходя из этих предположений показано, что при малых уровнях возбуждения яркость излучения линейно зависит от тока, протекающего через образец. С ростом уровня возбуждения ловушки заполняются дырками и скорость безызлучательной рекомбинации снижается, а в области, близкой к полному заполнению уровней безызлучательной рекомбинации, скорость последней резко падает, зато скорость излучательной резко возрастает, что в конечном итоге проявляется в сверхлинейном нарастании яркости с уровнем возбуждения.

Далее с прекращением эффекта блокировки ловушек зависимость  $\Phi = \Phi(I)$  при сохранении низкого уровня инжекции вновь становится линейной или квадратичной при переходе к высокому уровню инжекции. Насыщение яркости, вероятнее всего, связано с уменьшением и даже насыщением коэффициента инжекции, когда сравниваются дырочный и электронный токи через переход. Кроме того, сверхлинейная зависимость  $\Phi = \Phi(I)$  может быть связана с наличием токов утечки.

Сходный характер носит и зависимость яркости от напряжения, приложенного к переходу. Правда, здесь большая часть кривой носит экспоненциальный характер и при не слишком больших напряжениях, когда можно считать коэффициент инжекции постоянным, отражает зависимость инжекционного тока от напряжения:

$$\Phi \approx \Phi_0 \exp \frac{eV}{3kT},$$

( $\Phi$  — яркость — мера инжекционного тока). Таким образом, даже при высоком уровне утечки получаем ВАХ, следующую теории Саа-Нойса-Шокли.

Анализ данных по величине абсолютного квантового выхода и температурной зависимости излучения показал, что можно предполагать, что мы имеем дело с междузонным собственным излучением, обусловленным непрямыми переходами. При этом, в кристаллах с концентрацией носителей  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  и вы-

ше необходимо учитывать возможность образования примесной зоны и перекрытия ее с зоной проводимости.

Изучение характеристик релаксации излучения показало довольно сложную картину наблюдаемых явлений. Прежде всего, диапазон времен релаксации изменялся в пределах  $10^{-7} - 10^{-9}$  сек. У отдельных образцов наблюдалась явно асимметричная форма импульсов нарастания и спада излучения.

При комбинированном возбуждении (зондирующий импульс накладывается на пьедестал импульса подсвета) наблюдались различные постоянные времени релаксации этих импульсов. И, наконец, при возбуждении полупроводимыми импульсами, т. е. при длительности фронтов возбуждения, значительно больших времени релаксации, оказалось, что импульс излучения значительно круче импульса возбуждения.

Проведенный анализ показал, что наблюдаемые времена релаксации могут быть объяснены как механизмом рекомбинации (они совпадают в этом случае со временем жизни неосновных носителей тока) для симметричных импульсов, так и следствием полевой релаксации для несимметричных.

Соответствующий расчет показывает, что время затухания излучения в общем случае определяется суммарным временем

$$\tau^{-1} = \tau_p^{-1} + \tau_{др}^{-1},$$

где

$$\tau_{др} = \frac{L}{\mu_p E},$$

здесь  $\tau_p$  — время жизни неосновных носителей тока;

$\tau_{др}$  — время дрейфа, здесь  $L$  — область действия поля вне перехода;

$\mu_p$  — подвижность дырок,  $E$  — напряженность поля.

Таким образом, в зависимости от соотношения между  $\tau_{др}$  и  $\tau_p$  может доминировать тот или иной механизм релаксации.

Особенности передачи фотопроводимых импульсов, как показывает несложный расчет, легко объясняются сверхлинейным характером люкс-амперной характеристики.

Далее, изложены результаты исследования спектральных характеристик. Показано, что спектр излучения состоит из двух полос: зеленой и красной. Спектр зеленой полосы излучения при комнатных температурах состоит из двух максимумов: основного с полушириной  $3,5 \text{ кТ}$  в области  $2,28 \text{ эв}$  и дополнительно в области  $2,17 - 2,18 \text{ эв}$ .

При повышении температуры происходит сдвиг основного максимума излучения в длинноволновую область, со скоростью порядка  $5,5 \cdot 10^{-4}$  эв/град, и оба максимума сливаются в единую полосу. С понижением температуры от основного максимума отщепляется еще один коротковолновый максимум, отстоящий от основного на 0,04 эв. Основной максимум при этом смещается в коротковолновую область, и в интервале температур от 77 до 300°К скорость его смещения составляет  $2,2 \cdot 10^{-4}$  эв/град. Характерно, что с изменением плотности тока от 1 до 100 а/см форма и локализация зеленой полосы излучения не меняются. Красная полоса излучения представляет собой широкий максимум с полушириной более 0,2 эв, локализованный в области 1,8—2,1 эв. С ростом тока максимум сдвигается в сторону больших энергий квантов.

С ростом температуры появлялась тенденция к сужению красного максимума излучения и отщеплению от него зеленого максимума в области 2,28 эв, причем доля зеленого излучения резко возрастала с ростом тока.

Кроме того, характерной особенностью красной полосы была тенденция к появлению структуры на фоне основного максимума. Для выяснения природы зеленой полосы излучения было снято оптическое поглощение исследованных образцов. Анализ оптического поглощения показал, что межзональные переходы происходят с участием фононов. Причем, таким фононом, как показывают измерения, является продольный акустический фонон с энергией 0,079 эв. Кроме того, в сильно легированных образцах хвосты поглощения мы связываем с действием перекрытия примесной зоны с зоной проводимости. Таким образом, ширина запрещенной зоны для кристаллов  $\beta$ -SiC с концентрацией примеси  $10^{15}$ — $10^{18}$  см<sup>-3</sup> была нами определена равной  $2,35 \pm 0,03$  эв. При этом разброс значений связывается с различием удельного сопротивления, а следовательно и концентрации носителей в образцах, в частности, с возможностью действия примесной зоны.

Наименьшая ширина запрещенной зоны в сильно легированных образцах 2,32 эв, максимальная в слабо легированных — 2,38 эв. Согласно данным поглощения был сделан вывод, что основной максимум излучения обусловлен междузонными переходами, идущими в основном с излучением фононов ( $k \theta_{LA} = 0,079$  эв).

Расчет формы спектра согласно теории собственного излучения Росбрука-Шокли, с учетом найденных параметров, показал хорошо согласие с экспериментом, при этом длинно-

волновый край рассчитывался из общего выражения Мак-Ферлана-Робертса для коэффициента поглощения, а коротковолновый, согласно низко-температурному приближению Патрик. Незначительные отклонения от теоретической кривой связываются с уширяющим действием примесных зон.

Красная полоса излучения, наблюдавшаяся, как правило, в более сильно легированных кристаллах, на наш взгляд, может быть объяснена переходами между акцепторно-донорными парами. Откуда легко вычисляется энергия залегания акцептора 0,3 эв, которым вероятнее всего является алюминий. Более подробно красная полоса не исследовалась.

В заключение главы приводятся данные по техническим возможностям использования рекомбинационного излучения в  $\beta$ -SiC. При этом указывается, что максимально наблюдаемая яркость достигает 10000 нит. при плотности тока 60 а/см<sup>2</sup>. Поэтому излучающие элементы из  $\beta$ -SiC могут быть применены как импульсные низковольтные источники света (напомним, что время релаксации в среднем  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  сек, а рабочее напряжения меньше 10 в). Существенным преимуществом перед  $\alpha$ -SiC является излучение в наиболее физиологически удобной для глаза зеленой области спектра.

## ВЫВОДЫ

1. Впервые получены р-п переходы в карбиде кремния  $\beta$ -модификации.

2. Прямая ветвь ВАХ р-п переходов с учетом соответствующих исправок на параллельное и последовательное сопротивление может быть описана теорией Саа-Нойса-Шокли.

3. Обратная ветвь ВАХ в области, далекой от пробоя, подчиняется степенному закону  $I \sim (V - V_n)^n$ , где  $n = 1; 1,5; 2$ , и обусловлена наличием объемных дефектов в области р-п перехода.

4. Исследование вольт-амперных характеристик и анализ технологии изготовления вставных р-п переходов показал возможность образования протяженной области слоя пространственного заряда порядка  $10^{-4}$  см.

5. Результаты облучения лампой накаливания свидетельствуют о наличии вентильного фотоэффекта с достаточно хорошей чувствительностью (200 ма/вт в вентильном и 10 а/вт в фотодиодном режиме). При этом эдс холостого хода достигает 1,76 в, а ток короткого замыкания — 500 ма/см<sup>2</sup>.

6. Особенности поведения интегральных характеристик фотоэффекта (форма люкс-вольтовой характеристики, ее зави-

симость от температуры), повышение чувствительности в фотодиодных режимах трактуется с точки зрения особенностей протекания тока через реальную p-n-p<sup>+</sup> структуру и действием ловушек.

7. Исследование релаксационных характеристик фотоэффекта выявило широкий диапазон постоянных времени (от  $10^{-5}$  сек в режиме тока короткого замыкания до 40 сек в фотодиодном режиме). Это явление объясняется широким спектром примесных состояний в  $\beta$ -SiC.

8. Обнаружено наличие двух спектральных областей фотоэффекта основной (2,1—4 эв) и примесной (1—1,9 эв). Показано, что характерные особенности спектрального распределения (температурная зависимость, влияние постоянного смещения, лицевое и тыловое освещение) хорошо укладываются в рамки модели Лоферского для полупроводников с малым коэффициентом поглощения. Отсюда оценены рекомбинационные параметры  $L_p$ ,  $\tau_p$ ,  $L_n$ ,  $\tau_n \sim 10^{-3}$  см,  $\tau_p \approx 1,6 \cdot 10^{-6}$  сек.

9. Подчеркнуто, что отличительной особенностью  $\beta$ -модификации карбида кремния является возможность ее широкого использования как фотоэлектрического материала. (Предварительные опыты показали, что коэффициент полезного действия фотоэлементов на базе  $\beta$ -SiC относительно преобразования солнечной энергии в электрическую достигает 3%).

10. Обнаружено наличие рекомбинационного излучения в зеленой (с максимумом 2,28 эв) и красной (2 эв) областях спектра. Причем квантовый выход излучения достигает  $10^{-3}$  фот/эл (зеленая полоса).

11. Показано, что особенности люкс-амперной характеристики зеленой полосы излучения, в частности резкая сверхлинейность, могут быть интерпретированы моделью различной степени заполнения центров безызлучательной рекомбинации.

12. Выяснено, что особенности релаксации излучения с постоянной времени  $10^{-7}$  —  $10^{-9}$  сек может определяться как полевым, так и рекомбинационным механизмом.

13. Детальное сопоставление электролюминесцентных и абсорбционных измерений в области края основной полосы поглощения показало, что зеленая полоса излучения обусловлена непрямыми межзонными переходами с участием продольного акустического фонона, а яркость излучения в ней может быть объяснена действием примесной зоны донорных центров. Определены ширина запрещенной зоны  $E_{g0} = 2,35 \pm 0,03$  эв и энергия фонона 0,079 эв.

14. Показана перспективность использования  $\beta$ -SiC в качестве основы для светодиодов.

Результаты диссертационной работы докладывались на следующих совещаниях и конференциях: на Всесоюзном симпозиуме по оптическим и скнтилляционным кристаллам, Москва, 1961; на Первом Всесоюзном семинаре по свойствам тугоплавких соединений, Киев, 1963; на Первой Всесоюзной конференции по свойствам карбида кремния, Киев, 1964; на Всесоюзном совещании по карбиду кремния, Москва, 1965; на Республиканской конференции по элементам радиоэлектронных устройств и микроэлектронике на диэлектриках, Киев, 1966; на III Всесоюзном совещании по физическим явлениям в р-п переходах в полупроводниках, Тбилиси, 1966; на Всесоюзной межвузовской конференции по элементам радиоэлектронных устройств и микроэлектронике на диэлектриках, Киев, 1967. А также на ежегодных научных конференциях и семинарах Киевского политехнического института.

**Основные результаты работы опубликованы  
в следующих печатных изданиях:**

1. Алтайский Ю. М. Сб. «Высокотемпературные неорганические соединения», изд. «Наукова думка», Киев, 1965, стр. 315.
2. Алтайский Ю. М., Ткаченко Г. М. Сб. «Высокотемпературные неорганические соединения», 1965, стр. 322.
3. Алтайский Ю. М., Изотова В. Г. Сб. «Карбид кремния». Изд. «Наукова думка», Киев, 1966, стр. 332.
4. Алтайский Ю. М., Рыбина Э. И. Сб. «Карбид кремния». Изд. «Наукова думка», 1966, стр. 336.
5. Алтайский Ю. М. Вестник КПИ, № 3, 1966, стр. 171.
6. Алтайский Ю. М. Тезисы доклада на III Всесоюзном совещании по физическим явлениям в р-п переходах в полупроводниках, Тбилиси, 1966.
7. Алтайский Ю. М., Калабухов Н. П. Вестник КПИ, № 3, 1966, стр. 165.
8. Алтайский Ю. М., Калабухов Н. П. Тезисы доклада на III Всесоюзном совещании по физическим явлениям в р-п переходах в полупроводниках, Тбилиси, 1966.
9. Алтайский Ю. М., Калабухов Н. П., Шевцов Л. Л. Тезисы доклада на Республиканской конференции по элементам радиоэлектронных устройств и микроэлектронике на диэлектриках, Киев, 1966, стр. 48—49.
10. Алтайский Ю. М., Калабухов Н. П., Шевцов Л. Л. Тезисы доклада на Республиканской конференции по элементам радиоэлектронных устройств и микроэлектронике на диэлектриках, Киев, 1966, стр. 49—50.
11. Алтайский Ю. М. Сб. «Электроника твердого тела», Киев, 1966, УкрНИИНТИ, стр. 3—11.
12. Алтайский Ю. М., Калабухов Н. П. Вестник КПИ, № 5, 1968.
13. Алтайский Ю. М. Вестник КПИ, № 5, 1968.
14. Алтайский Ю. М., Калабухов Н. П., Киселев В. С., Рыбина Э. И. Тезисы доклада на Всесоюзной межвузовской конферен-

ции по элементам радиоэлектронных устройств и микроэлектронике на диэлектриках (в печати).

15. Алтайский Ю. М., Калабухов Н. П., Браерская В. И. Тезисы доклада на Всесоюзной межвузовской конференции по элементам радиоэлектронных устройств и микроэлектронике на диэлектриках. Киев, 1967 (в печати).

16. Алтайский Ю. М., Калабухов Н. П. Тезисы доклада на Всесоюзной межвузовской конференции по элементам радиоэлектронных устройств и микроэлектронике на диэлектриках. Киев, 1967 (в печати).

17. Алтайский Ю. М. Вестник КПИ, № 6 (в печати).

18. Алтайский Ю. М., Калабухов Н. П., Киселев В. С. Вестник КПИ, № 6 (в печати).