

©1994 г.

## СВЯЗЬ «ДЕФЕКТНОЙ» ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В 6H-SiC С ГЛУБОКИМИ ЦЕНТРАМИ

А.Н.Андреев, М.М.Аникин, А.А.Лебедев, Н.К.Полетаев,  
А.М.Стрельчук, А.Л.Сыркин, В.Е.Челноков

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

(Получена 12 июля 1993 г. Принята к печати 1 ноября 1993 г.)

В  $p$ - $n$ -структурах, полученных на основе 6H-SiC различными технологическими методами, исследованы спектры электролюминесценции и параметры глубоких центров. Обнаружено, что при наличии в таких структурах глубоких акцепторов типа  $i$ -центров ( $E_v + 0.52$  эВ) максимум электролюминесценции  $p$ - $n$ -структур находится в зеленой области спектра ( $h\nu \sim 2.35$  эВ). Проведено исследование интенсивности электролюминесценции от плотности прямого тока  $J$  и температуры. Показано, что с увеличением  $J$  происходит смещение максимума электролюминесценции в коротковолновую область ( $\sim 30$  нм), а ее релаксация носит неэкспоненциальный характер. Сравнение различных моделей для излучательной рекомбинации показало, что наилучшее соответствие расчетов и экспериментов дает донорно-акцепторная модель рекомбинации, в которой в качестве акцепторного уровня рассматривался  $i$ -центр, а в качестве донора — уровень азота.

### Введение

Коротковолновая люминесценция в диапазоне энергий  $2.6 \div 2.3$  эВ была обнаружена В.В. Макаровым в 1966 г. [1] в кристаллах  $n$ -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 [2,3] 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 [4] была подробно исследована структура  $H$  и  $L$  линий, их температурные зависимости, а сам спектр назван «спектром D1».

Спектр D1 был зарегистрирован в SiC после облучения электронами [5], нейтронами [6], а также различными типами ионов [3], что позволило сформировать на основе 6H-SiC, ионно-легированного Al и

Ga, эффективные светодиоды, излучающие в зеленой области спектра [7,8]. В других политипах SiC облучение приводило к возникновению люминесценции с аналогичными свойствами, а её максимум  $h\nu_M$  зависел от ширины запрещенной зоны  $E_g$  данного политипа следующим образом [2,9]:

$$h\nu_M \approx E_g - \Delta E,$$

где  $\Delta E' = (0.6 \div 0.7)$  эВ. 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 [10], либо является комплексом: собственный дефект—атом фоновой примеси [11]. Однако глубокие центры (ГЦ), связанные с этим дефектом, обнаружены не были.

Позднее, на наш взгляд, произошла некая терминологическая путаница, так как в ряде работ [3,4,11] под спектром D1 понимались только  $H$  и  $L$  линии и их фоновные повторения, а в других [12,13] это название распространялось на весь спектр данной люминесценции. В результате, после того как было показано [14], что  $H$  и  $L$  линии можно объяснить рекомбинацией связанного экситона, часть авторов приписала этому механизму рекомбинации весь спектр, обнаруженный в работе [1]. На наш взгляд, это является неверным, так как противоречит ранее полученным результатам [2,3]. В дальнейшем мы предлагаем оставить название «спектр 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.

Цель настоящей работы — выявить возможную связь ДЭЛ  $p$ - $n$ -структур с одним из обнаруженных в этих структурах ГЦ и на основе выбранного механизма рекомбинации и параметров ГЦ описать наблюдавшиеся характеристики ДЭЛ. Для достижения поставленной цели было проведено исследование спектров электролюминесценции и спектров нестационарной емкостной спектроскопии (DLTS) одних и тех же  $p$ - $n$ -структур, изготовленных по различным технологиям.

## Образцы

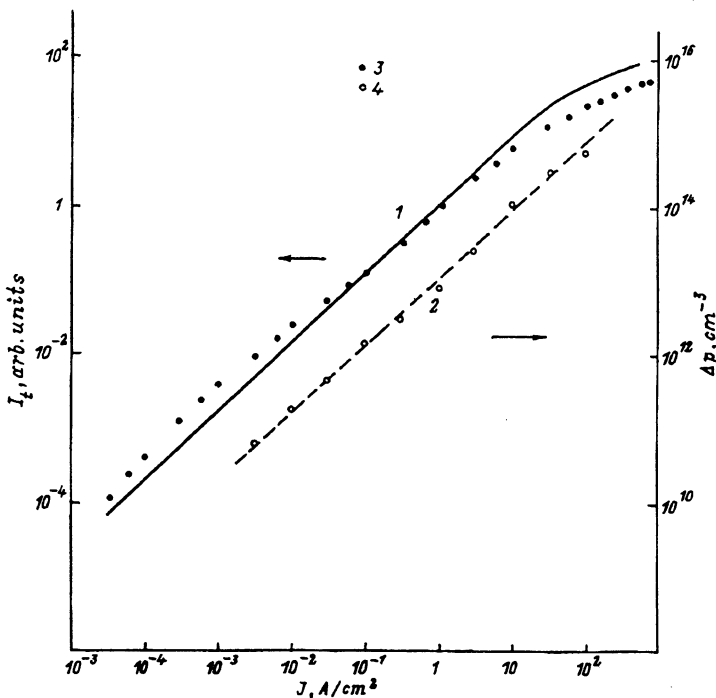
Исследовались структуры,  $p^+$ - $n$ -переход в которых был получен сублимационным наращиванием  $p^+$ -слоя на эпитаксиальные слои  $n$ -типа, полученные также методом сублимации (ЭС структуры) [15], или легированием исходных эпитаксиальных слоев  $n$ -типа ионами Al методом имплантации (ИЛ структуры) [16].

Все эти структуры имели концентрацию  $N_d - N_a$  в базовой области  $(1 \cdot 10^{16} \div 5 \cdot 10^{17}) \text{ см}^{-3}$ , диаметр меза-структуры  $(300 \div 1000)$  мкм, ориентацию подложек из карбида кремния (0001)Si.

## DLTS-спектры

Параметры ГЦ и их концентрация определялись методом DLTS [17] на установке с относительной чувствительностью  $\Delta C/C \sim 10^{-3}$  ( $C$  — измеряемая емкость структуры). Проведенные исследования установили однозначную взаимосвязь ДЭЛ  $p$ - $n$ -структур с наличием в этих структурах  $i$ -центров с энергией  $E_v + (0.52 \pm 0.02)$  эВ, сечениями захвата дырок и электронов  $\sigma_p = (1 \div 3) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_n = (1 \div 3) \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ . В ИЛ структурах, где ДЭЛ обладает наибольшей интенсивностью, было обнаружено увеличение концентрации  $i$ -центров в  $3 \div 5$  раз вблизи металлургической границы  $p$ - $n$ -перехода по сравнению с остальным объемом базы [18]. При отсутствии  $i$ -центров максимум в спектре электролюминесценции  $p$ - $n$ -структур находился в желтой области спектра. Свойства  $i$ -центров, а именно значительно большая величина сечения захвата дырок, чем электронов, а также компенсация  $i$ -центрами материала  $n$ -типа проводимости [18] указывают на то, что данный ГЦ является акцептором.

Как показано в [19], для интерпретации спектров электролюминесценции удобно пользоваться зависимостью концентрации инжектированных носителей  $\Delta p$  от плотности прямого тока  $J$ . Концентрация  $\Delta p$  определялась на границе  $p$ - $n$ -перехода ( $\Delta p_0$ ) при данной амплитуде импульса инжекции (данном  $J$ ) из зависимости амплитуды DLTS-пика



**Рис. 1.** Зависимость интенсивности ДЭЛ в области спектрального максимума  $I_t$  (1) и концентрации инжектированных дырок  $\Delta p_0$  (2) от плотности прямого тока  $J$  в ИЛ структуре при  $T = 300$  К. 3,4 — эксперимент, сплошная линия — расчет по формуле (5).

от длительности импульса инжекции [19]. Отметим, что величина  $\Delta p_0$  в ИЛ структурах была на порядок меньше, чем значение  $\Delta p_0$  для ЭС структур при том же значении  $J$ . Качественно это согласуется с соотношением диффузионного и рекомбинационных токов в ЭС и ИЛ структурах [20]. На рис. 1 (кривая 2) представлена зависимость  $\Delta p_0 = f(J)$ . Как видно из рисунка, концентрация  $\Delta p_0$  увеличивается линейно с ростом  $J$  до плотностей тока  $\sim 10^2$  А/см<sup>2</sup>.

### Характеристики дефектной электролюминесценции

На рис. 1 (кривая 1) представлена зависимость интенсивности ДЭЛ  $I_t$  в области спектрального максимума от плотности прямого тока  $J$  в ИЛ структуре. Зависимость  $I_t = f(J)$  линейна при малых значениях  $J$  и выходит на насыщение при  $J \sim (10 \div 10^2)$  А/см<sup>2</sup>. Сходные результаты были получены при исследовании ИЛ структур в работах [12, 21]. На рис. 2 представлена зависимость интенсивности ДЭЛ в области спектрального максимума от температуры при постоянной плотности прямого тока  $J \approx 20$  мА/см<sup>2</sup>. Как видно из рисунка, при нагреве, начиная от 100 К, интенсивность ДЭЛ сначала растет, достигая максимума при  $T \sim 180$  К, а затем уменьшается и составляет при  $T \sim 400$  К примерно (1÷2)% от интенсивности в максимуме. На рис. 3 представлены спектры ДЭЛ при различных плотностях прямого тока  $J$ . Рост  $J$  приводит к смещению максимума ДЭЛ в коротковолновую область. При

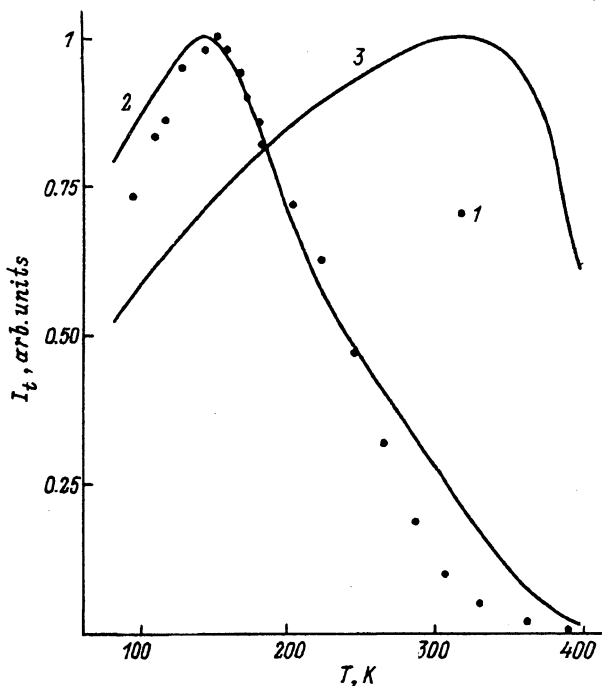


Рис. 2. Температурная зависимость интенсивности ДЭЛ  $I_t$  в области спектрального максимума в ИЛ структуре.  $J = 10$  А/см<sup>2</sup>.

1 — эксперимент, 2, 3 — расчет. Кривая 3 рассчитана для структуры с большим значением  $N_d - N_a$  и меньшей степенью компенсации, чем величины, использованные при расчете 2.

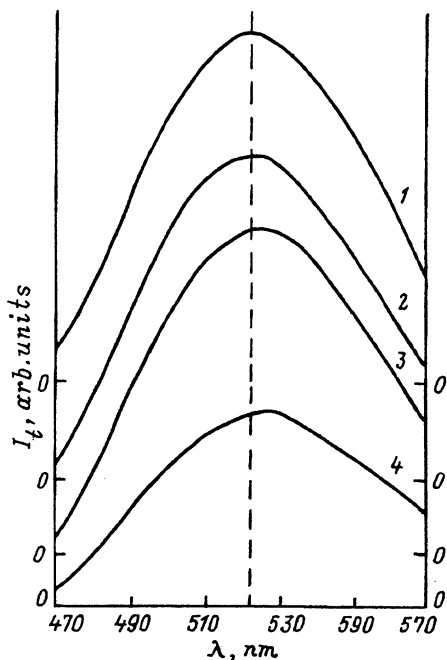


Рис. 3. Спектры ДЭЛ для ИЛ структуры при  $T = 300$  К. Плотность прямого тока  $J$ ,  $\text{A}/\text{cm}^2$ :

1 —  $0.2$ , 2 —  $2 \cdot 10^{-2}$ , 3 —  $2 \cdot 10^{-3}$ , 4 —  $7 \cdot 10^{-4}$ .

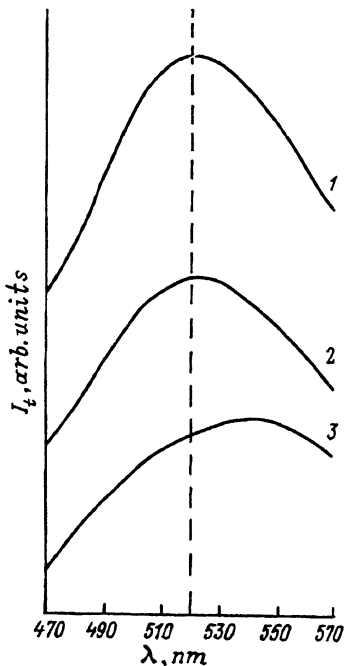


Рис. 4. Спектры ДЭЛ для ИЛ структуры при  $T = 300$  К, зарегистрированные:

1 — в течение импульса возбуждения, 2, 3 — после окончания импульса возбуждения спустя 40 нс (2) и 60 нс (3).

росте  $J$  от  $7 \cdot 10^{-4}$  до  $2 \cdot 10^{-1}$   $\text{A}/\text{cm}^2$  смещение максимума составляет  $\sim 20$  мэВ.

Было проведено исследование постоянной времени затухания  $\tau_r$  ДЭЛ после прекращения импульса инжекции. Было обнаружено, что процесс затухания носит неэкспоненциальный характер, а среднее значение  $\tau_r$  было определено в пределах (20÷60) нс. В работе [8] также указывалось на неэкспоненциальный характер затухания ДЭЛ, а величина  $\tau_r$  определялась в пределах  $\sim 50$  нс. Было также обнаружено, что положение максимума спектров ДЭЛ, регистрируемых через различные промежутки времени после окончания импульса инжекции, смещаются в длинноволновую область спектра [время стробирования (60÷80) нс, рис. 4].

### Модель рекомбинации

Смещение максимума ДЭЛ с ростом  $J$  в коротковолновую область, неэкспоненциальный характер релаксации ДЭЛ и смещение ее максимума в длинноволновую область с увеличением времени регистрации после окончания импульса инжекции являются характерными признаками донорно-акцепторного механизма рекомбинации [22]. Тем не менее далее мы проанализируем еще два наиболее вероятных механизма рекомбинации, которые могут реализоваться с участием  $i$ -центра: а) ре-

комбинация связанного экситона, б) излучательный переход электрона из зоны проводимости на  $i$ -центр.

При инжекции дырок около акцепторного уровня  $i$ -центра наиболее вероятно образование двух экситонных комплексов — экситон, связанный с ионизованным акцептором, и экситон, связанный с нейтральным акцептором. Согласно водородоподобной модели [23], энергия диссоциации этих комплексов не превышает 40% от энергии ионизации акцептора  $E_a$ . Поэтому оптическим переходам, обусловленным данными комплексами, должны соответствовать спектральные линии, находящиеся значительно дальше в коротковолновой области спектра, чем ДЭЛ. С другой стороны, максимум излучения, обусловленного донорно-акцепторной парой (ДАП), связан с энергиями уровней следующим образом:

$$h\nu_M \approx E_g - (E_a + E_d) - E_C,$$

где  $E_C$  — кулоновская энергия связи компонент ДАП. В случае, если ДЭЛ обусловлена ДАП с участием  $i$ -центра ( $E_a = 0.52$  эВ), величина  $E_d$  должна составлять (0.1÷0.15) эВ, что соответствует энергии ионизации азота — основной донорной примеси в SiC [24].

Положение максимума ДЭЛ можно объяснить и излучательным переходом электрона: зона проводимости- $i$ -центр при учете эффекта Франка-Кондона. Однако эта модель не объясняет сильное тушение ДЭЛ при температурах ниже комнатной, так как в соответствии с глубиной залегания  $i$ -центра его заметная термоионизация начнется при  $T > 300$  К. Таким образом, анализ полученных результатов с точки зрения энергетического положения спектра ДЭЛ и зависимости  $I_t = f(T)$  также говорит в пользу рекомбинационной модели, предложенной в работах [2,3], т.е. рекомбинация на ДАП азот- $i$ -центр.

Исходя из данной рекомбинационной модели, получим аналитическое выражение, описывающее зависимость  $I_t = f(J, T)$ . В случае ДАП интенсивность рекомбинации в единице объема в единицу времени  $I_{V,t}$  можно записать как

$$I_{V,t} = M \frac{W_d W_a}{\tau_0}, \quad (1)$$

где  $W_d$  — вероятность заполнения донорного уровня,  $W_a$  — вероятность заполнения акцепторного уровня,  $M$  — число ДАП,  $\tau_0$  — постоянная времени излучательной рекомбинации. Вообще говоря, величина  $\tau_0$  зависит от расстояния между компонентами пары. Мы будем использовать среднее значение  $\langle \tau_0 \rangle = \tau_r$ , где значение  $\tau_r$  определяется непосредственно из эксперимента. Затем расчетное значение  $I_{V,t}$  будет сравниваться с интенсивностью ДЭЛ в максимуме спектра. Положение максимума спектра при рекомбинации ДАП зависит от интенсивности возбуждения. Как отмечалось выше, подобное смещение для ДЭЛ составляет  $\sim 30$  мэВ, в то время как ширина спектра на уровне 0.9 от максимальной амплитуды составляет  $\sim 110$  мэВ. Таким образом, вносимая данным усреднением ошибка составит не более 10%.

Для статистики заполнения донорных и акцепторных уровней в базе можно записать

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

$$\frac{dm}{dt} = (M_0 - m)\alpha_p \Delta p - m\alpha_p \beta_p - \frac{MW_a W_a}{\tau_0}, \quad (2)$$

где  $N_0 = M_0 = M$  — полная концентрация донорных или акцепторных уровней,  $n$  — число заполненных электронами донорных уровней,  $m$  — число заполненных дырками акцепторных уровней,  $n_n$  — равновесная концентрация электронов в базе,  $\alpha_{n,p} = \sigma_{n,p} v_T$ ,  $v_T$  — тепловая скорость электронов,  $\sigma_{n,p}$  — сечение захвата электрона на донор или дырки на акцептор соответственно,  $\beta_n = N_c \exp(-E_d/kT)$ ,  $\beta_p = N_v \exp(-E_a/kT)$ ,  $N_{c,v}$  — плотность состояний в зоне проводимости или в валентной зоне соответственно,  $\Delta p$  — концентрация инжектированных носителей.

В случае постоянного возбуждения  $dn/dt = dm/dt = 0$  и уравнения (2) преобразуются к виду

$$n = \frac{M\alpha_n(n_n + \Delta p) - I_{V,t}}{\alpha_n(n_n + \Delta p + \beta_n)} = \frac{A - I_{V,t}}{a},$$

$$m = \frac{M\alpha_p \Delta p - I_{V,t}}{\alpha_p(\Delta p + \beta_p)} = \frac{B - I_{V,t}}{b}, \quad (3)$$

$$A = M(n_n + \Delta p)\alpha_n, \quad a = \alpha_n(n_n + \Delta p + \beta_n),$$

$$B = M\Delta p\alpha_p, \quad b = \alpha_p(\beta_p + \Delta p).$$

Решая совместно систему (3) и уравнение (1), получаем для  $I_{V,t}$  квадратное уравнение

$$I_{V,t}^2 - (A + B - \tau_0 M ab) I_{V,t} + AB = 0,$$

решение которого можно представить в виде

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

В дальнейшем мы будем рассматривать решение, содержащее в знаменателе знак +, так как вычитание приводит к делению на нуль. Для нахождения интенсивности рекомбинации в единицу времени  $I_t$  проинтегрируем (4) по объему базы  $V$ . С учетом того что  $dV = S dx$ ,  $\Delta p = \Delta p_0 \exp(-x/L_p)$ , где  $\Delta p_0$  — концентрация инжектированных дырок в  $n$ -области у металлургической границы  $p$ - $n$ -перехода,  $S$  — площадь  $p$ - $n$ -перехода,  $L_p$  — диффузионная длина дырок,  $x$  — расстояние до металлургической границы  $p$ - $n$ -перехода, получаем выражение для численного интегрирования:

$$I_t = S L_p M \int_0^1 \frac{\alpha_p \Delta p_0 (\Delta p_0 y + n_n) dy}{K + \sqrt{K^2 - 4\lambda(n_n + \Delta p_0 y) \Delta p_0 y}}, \quad (5)$$

где

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

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

При выполнении расчетов по формуле (5) использовалась зависимость  $\Delta p_0 = f(J)$  для ИЛ структур, параметры  $i$ -центра, расчетная зависимость  $n_n = f(T)$  и литературные данные [24,25]. Отметим, что в ИЛ структурах с концентрацией  $N_d - N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  в эпитаксиальных слоях  $n$ -типа после имплантации Al компенсация базовой области вблизи металлургической границы  $p$ - $n$ -перехода достигает 90% и более [16,18]. Протяженность сильно компенсированной области в структурах данного типа составляет  $(0.3 \div 0.5)$  мкм, что в несколько раз больше диффузионной длины дырок в ИЛ структурах ( $L_p \sim 0.1$  мкм) [20]. Поскольку и концентрация  $i$ -центров максимальна в данной области [18], очевидно, что основная излучательная рекомбинация будет происходить вблизи металлургической границы  $p$ - $n$ -перехода. Поэтому при расчете зависимости  $n_n = f(T)$  (рис. 5, кривая 1) мы учитывали сильную компенсацию базы.

Анализ выражения (5) показывает, что при постоянной температуре и малом уровне инжекции ( $\Delta p_0 \ll n_n$ ) концентрация электронов в базе не зависит от величины  $J$ . Следовательно, остается постоянной и вероятность заполнения электронами донорного уровня азота, а рост  $I_t$  с увеличением  $\Delta p_0$  определяется увеличением вероятности заполнения  $i$ -центра дырками  $I_t \sim m \sim \Delta p_0$ . Сублинейный участок зависимости  $I_t = f(J)$  начинается тогда, когда  $i$ -центры в основном заполнены дырками и дальнейший рост  $J$  все меньше влияет на степень их заполнения. Для комнатной температуры и заданных параметров  $i$ -центра

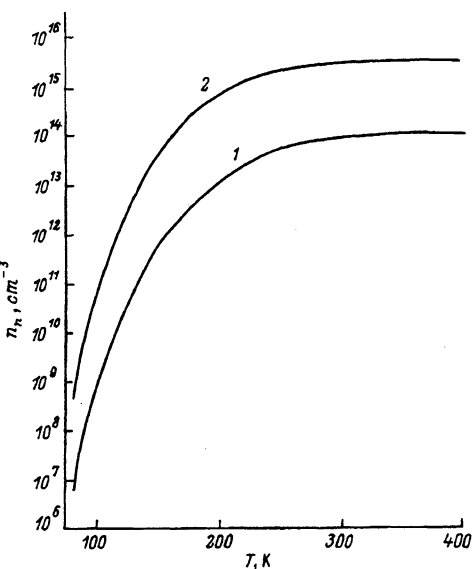


Рис. 5. Результаты расчета температурных зависимостей концентраций электронов  $n_n$  в базе ИЛ структур. Кривая 2 рассчитана для структур с большим значением  $N_d - N_a$  и меньшей степенью компенсации, чем величины, использованные при расчете 1.

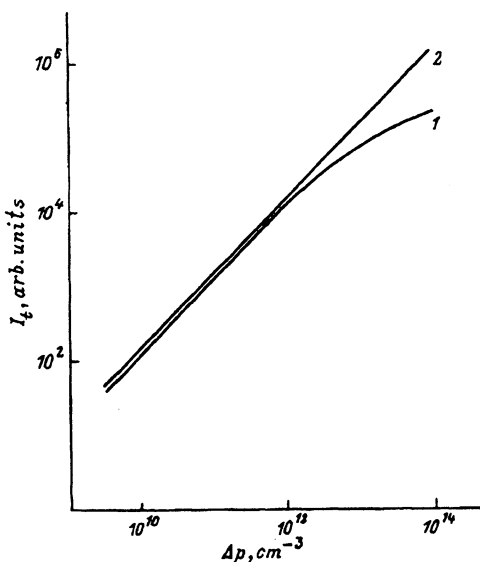


Рис. 6. Зависимость интенсивности ДЭЛ  $I_t$  в области спектрального максимума при  $T = 300$  К от концентрации инжектированных дырок  $\Delta p_0$ .  $n_n, \text{ см}^{-3}$ : 1 —  $10^{14}$ , 2 —  $10^{17}$ .



начало участка насыщения зависимости  $I_t = f(J)$  соответствует значениям  $\Delta p_0 \sim n_n(1 \div 3) \cdot 10^{-2}$ , что и было обнаружено в эксперименте (рис. 1).

На рис. 2 представлена расчетная зависимость  $I_t = f(T)$  для ИЛ структуры. Начальный рост  $I_t$  объясняется ростом вероятности захвата электронов на уровне  $\alpha_p \sim T^{1/2}$ , последующий спад — ростом вероятности термической ионизации более мелкого донорного уровня  $\alpha_n/\beta_n$ . Поэтому положение максимума кривой  $I_t = f(T)$  с уменьшением величины  $\lambda$  незначительно смещается в область больших температур. Наилучшее совпадение максимумов экспериментальной и расчетных зависимостей наблюдалось при  $\alpha_p/\alpha_n \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ , что соответствует сечению захвата на уровне азота  $\sim 10^{-14}$  см<sup>2</sup>, что вполне вероятно для достаточно мелкого донорного уровня.

Представленные на рис. 2 расчеты выполнены для энергии ионизации азота, равной 0.1 эВ. При большей степени компенсации данную зависимость можно было описать исходя из того что энергия ионизации «глубокого» азотного уровня равна (0.14÷0.15) эВ. Поскольку степень компенсации исследовавшихся структур неизвестна с достаточной точностью, проведенные расчеты не позволяют сделать выбор в пользу глубокого или мелкого азотного центра.

В работе [12] проведено сравнение ДЭЛ ИЛ структур и ЭС структур, которые после создания  $p$ - $n$ -перехода были облучены в потоке электронов (SiC( $e$ )). Авторами [12] отмечалось, что по сравнению с ИЛ структурами в SiC( $e$ ) зависимость  $I_t = f(J)$  оставалась линейной при больших значениях  $J$ , а максимум зависимости  $I_t = f(T)$  смещался в диапазон температур (300÷400) К. Обнаруженное различие объяснялось разницей в методах формирования ДЭЛ — имплантацией или облучением. С нашей точки зрения, это различие может быть объяснено на основании выражения (5) и зависимости  $I_t = f(T)$  в исследованных структурах. Как отмечалось выше, начало сублинейного участка зависимости  $I_t = f(J)$  определяется (при постоянных значениях  $M$  и  $T$ ) соотношением  $\Delta p$  и  $n_n$ . В ЭС структурах (по сравнению с ИЛ структурами) компенсация базовой области вблизи металлургической границы  $p$ - $n$ -перехода значительно меньше [25,16], и, следовательно, выше значение  $n_n$ . На рис. 6 представлен расчет зависимостей  $I_t = f(\Delta p)$ , выполненный по формуле (5), для  $n_n = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> (что характерно для ИЛ структур) и для  $n_n = 10^{17}$  см<sup>-3</sup> (что характерно для ЭС структур). Как видно из рисунка, в диапазоне значений  $\Delta p_0 \sim (10^{10} \div 10^{14})$  см<sup>-3</sup> (рабочий диапазон токов) расчетные зависимости соответствуют экспериментальным кривым из работы [12].

Рост концентрации  $n_n$  (при постоянном  $M$ ) приводит к увеличению вероятности захвата электрона на донорный уровень, и спад интенсивности электролюминесценции начинается при больших температурах. В результате максимум зависимости  $I_t = f(T)$  сместится в область больших температур. Вышесказанное подтверждается расчетом зависимости  $I_t = f(T)$  (рис. 2, кривая 2), выполненным для других значений  $n_n = f(T)$ , полученных для больших  $N_d - N_a$  и меньшей степени компенсации (рис. 5, кривая 2).

## Заклучение

Анализ характеристик ДЭЛ с позиций различных рекомбинационных механизмов привел к выводу, что основная рекомбинация идет через ДАП типа  $i$ -центр-азот. Расчеты, выполненные согласно данной модели с учетом параметров центров и  $p$ - $n$ -структур, 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 ДАП с близкими параметрами, каждая из которых будет вносить вклад в суммарный спектр.

Работа была выполнена при поддержке Министерства обороны США.

### Список литературы

- [1] В.В. Макаров, Н.Н. Петров. ФТТ, **6**, 1602 (1966).
- [2] В.В. Макаров. ФТТ, **9**, 596 (1967).
- [3] Н.В. Кодрау, В.В. Макаров. ФТП, **15**, 1408 (1981).
- [4] L. Patrik, W.J. Choyke. Phys. Rev. B., **5**, 3253 (1972).
- [5] В.В. Макаров, Н.Н. Петров. ФТТ, **8**, 3393 (1966).
- [6] В.В. Макаров. ФТТ, **13**, 2357 (1971).
- [7] В.М. Гусев, К.Д. Демаков, М.Г. Косагонова, М.Б. Рейфман, В.Г. Столярова. ФТП, **9**, 1238 (1975).
- [8] К.Д. Демаков, В.С. Иванов, В.Г. Столярова, В.М. Тарасов. ФТП, **12**, 1085 (1978).
- [9] В.М. Гусев, К.Д. Демаков, В.М. Ефимов, В.Н. Ионов, М.Г. Косагонова, Н.К. Прокофьева, В.Г. Столярова, Ю.Н. Чекушин. ФТП, **15**, 2430 (1981).
- [10] Ю.А. Водаков, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов, М.Г. Рамм, В.И. Соколов. ФТП, **20**, 2153 (1986).
- [11] Ю.М. Сулейманов, А.М. Грехов, В.М. Грехов. ФТТ, **25**, 1840 (1983).
- [12] Ю.А. Водаков, А.И. Гирка, А.О. Константинов, Е.Н. Мохов, А.Д. Роенков, С.В. Свирида, В.В. Семенов, В.В. Соколов, А.В. Шишкин. ФТП, **26**, 1857 (1992).
- [13] Ю.А. Водаков, А.А. Вольфсон, Г.В. Зарицкий, Е.Н. Мохов, А.Г. Остроумов, А.Д. Роенков, В.И. Соколов, В.А. Сыралев, В.Е. Удальцов. ФТП, **26**, 107 (1992).
- [14] W.J. Choyke. In: NATO ASI, Ser. Physics and Chemistry of Carbides, Nitrides and Borides (ed. by R.Freer). Manchester (1989).
- [15] 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).
- [16] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, И.В. Попов, В.Е. Севастьянов, А.Л. Сыркин, А.В. Суворов, В.Е. Челноков, Г.П. Шпынев. Письма ЖТФ, **10**, 1053 (1984).
- [17] D.V. Lang. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [18] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, А.Л. Сыркин, А.В. Суворов. ФТП, **19**, 114 (1985).
- [19] М.М. Аникин, Н.И. Кузнецов, А.А. Лебедев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, **24**, 1384 (1990).
- [20] А.М. Стрельчук. Автореф. канд. дис. СПб., ФТИ им. А.Ф.Иоффе (1992).
- [21] В.М. Гусев, К.Д. Демаков, С.А. Белов, М.Г. Косагонова, И.А. Макаров, Н.К. Прокофьева, В.Г. Столярова, Ю.М. Гран. В сб.: Проблемы физики и технологии широкозонных полупроводников, 326. Л. (1979).
- [22] А. Берг, П. Дин. Светодиоды. М.: Мир (1973).

- [23] Физика и химия соединений  $A^{III}B^V$  (под ред. М. Авена и Д.С. Принера). М.: Мир (1970).
- [24] М.В. Алексеенко, А.Г. Забродский, М.П. Тимофеев. Письма ЖТФ, **11**, 1018 (1985).
- [25] A.Y. Vodakov, G.A. Lomakina, E.N. Mokhov, E.I. Radovanova, V.I. Sokolov, M.M. Uzmanova. Phys. St. Sol. (a), **35**, 37 (1976).

Редактор Т.А. Полянская

---