

©1994 г.

## ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $6H$ -SiC $p$ - $n$ -СТРУКТУР, ЛЕГИРОВАННЫХ АЛЮМИНИЕМ

А.А.Лебедев, Н.К.Полетаев, М.Г.Растегаева, Н.С.Савкина

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

(Получена 31 марта 1994 г. Принята к печати 4 апреля 1994 г.)

Проведено исследование спектров электролюминесценции  $6H$ -SiC  $p^+$ - $n$ -структур, как полученных по обычной сублимационной технологии, так и с легированной Al и N в процессе роста  $n$ -базой (SiC(Al, N)). Обнаружено, что появление в спектре электролюминесценции легированных образцов максимумов излучения в диапазоне энергий (2.5–2.8) эВ соответствует образованию в данных структурах глубоких центров типа НК1 ( $E_v + 0.22$  эВ) и НК2 ( $E_v + 0.27$  эВ). Обнаружено, что спектры электролюминесценции образцов SiC(Al, N) сильно зависят от плотности прямого тока  $J$  и, возможно, при малом и большом  $J$  обусловлены различными механизмами рекомбинации. Показано, что характеристики спектра излучения легированных образцов при высоком уровне возбуждения могут быть объяснены излучательной рекомбинацией с участием центра НК1.

### Введение

Благодаря большой ширине запрещенной зоны карбид кремния является полупроводниковым материалом пригодным для создания светодиодов, излучающих в сине-фиолетовой области спектра. При создании таких приборов было обнаружено, что в коротковолновой части спектра люминесценции  $p$ - $n$ -структур, легированных алюминием и азотом ( $6H$ -SiC(Al, N)), можно выделить четыре пика [1–8], которые авторы [6,8] связывали с бесфононной рекомбинацией на донорно-акцепторной паре Al–N ( $h\nu = 2.78$  эВ) и их одно-, двух- и трехфононными повторениями.

Анализ спектров в [4,6,8] 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 [7] выделяли два основных пика в спектре электролюминесценции (кроме  $h\nu_{ex} \sim 2.92$  эВ, связываемого с аннигиляцией свободного экситона [5]), обусловленных переходами ме-

жду зоной проводимости и уровнем Al (CA-рекомбинация) при энергии  $h\nu \sim 2.75$  эВ и донорно-акцепторной рекомбинацией N-Al при  $h\nu \sim 2.58$  эВ. В других работах по исследованию электролюминесценции SiC(Al, N)-светодиодов [9-12] в основном наблюдался один максимум с  $h\nu \sim 2.6-2.7$  эВ, который с увеличением плотности прямого тока сужался и смещался в коротковолновую сторону [10-11].

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. Так, в работе [13] при исследовании эффекта Холла в образцах SiC(Al, N) было обнаружено, что энергия ионизации ( $E_i$ ) образующихся акцепторных уровней изменялась в диапазоне (0.1-0.27) эВ в зависимости от концентрации атомов Al. В работе [14], выполненной тем же методом, диапазон изменений значения величины  $E_i$  был определен как (0.22-0.315) эВ. Значения  $E_i$ , приписываемые уровню Al, полученные из оптических измерений составили 0.26 эВ [4] и 0.19 эВ [3]. Очевидно, что подобный разброс экспериментальных данных можно объяснить тем, что при легировании SiC алюминием происходит образование нескольких типов глубоких центров (ГЦ), имеющих различные значения энергии ионизации. Поэтому наиболее плодотворной, с нашей точки зрения, является интерпретация спектров электролюминесценции  $p$ - $n$ -структур на базе SiC(Al, N), основанная на сопоставлениях с уже известным спектром глубоких центров.

В предыдущей работе [15] методом токовой спектроскопии мы исследовали ГЦ в  $6H$ -SiC(Al, N). Цель настоящей работы — определение параметров спектров электролюминесценции в  $p$ - $n$ -структурах на основе этого материала и исследование возможности участия обнаруженных ГЦ в процессах излучательной рекомбинации.

## Образцы

Были исследованы  $p^+$ - $n$ -структуры, выращенные на грани (0001)Si методом сублимационной эпитаксии. Использовались образцы, полученные по обычной технологии, с равномерной концентрацией нескомпенсированной примеси ( $N_D - N_A$ ) в базовой области (структуры серии А), и образцы с  $n$ -областью, легированной в процессе роста Al (структуры серии Б).

## Параметры глубоких центров

В образцах серии Б было обнаружено два ГЦ в нижней половине запрещенной зоны, которые отсутствовали в образцах, полученных по обычной технологии [16]: НК1 (энергия  $E_v + 0.22$  эВ, сечение захвата  $\sigma_p = 3.6 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>) и НК2 ( $E_v + 0.28$  эВ,  $\sigma_p = 1.3 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>). Подробные DLTS-спектры и профили распределения примесей в образцах серий А и Б представлены в работе [15]. Отношение энергий ионизации центров НК1 и НК2  $E_{i2}/E_{i1} = 1.27$ , что значительно больше, чем соотношение энергий для атомов акцепторных примесей, находящихся в различных неэквивалентных положениях кристаллической решетки SiC [8]. Концентрация центров НК1 оставалась практически постоянной во всех

образцах серии Б и составляла  $N_1 \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В то же время концентрация центров  $HK2$  сильно уменьшалась при незначительном уменьшении общей степени компенсации образцов таким образом, что соотношение  $N_2/N_1$  изменялось от 7–12 (образцы Б1 и Б2 соответственно) до 2 (образец Б3), хотя отношение количества кубических и гексагональных положений в кристаллической решетке  $6H$ -SiC составляет 2:1. Таким образом, более вероятным является соответствие уровней  $HK1$  и  $HK2$  различным типам ГЦ, возникающих в  $6H$ -SiC(Al, N), чем одному типу центра, образующемуся в различных неэквивалентных положениях кристаллической решетки карбида кремния.

### Спектры электролюминесценции

На рис. 1 представлены спектры электролюминесценции образцов серии А. Как видно из рисунка, максимум излучения при малых плотностях прямого тока ( $J$ ) находится в желто-зеленой области спектра и с увеличением  $J$  смещается в коротковолновую сторону. Это объясняется наличием в данных структурах  $i$ - и  $D$ -центров, являющихся центрами излучательной рекомбинации [17–19]. При больших плотностях прямого тока становился заметным пик, обусловленный рекомбинацией свободного экситона.

В образцах серии Б (рис. 2) в спектре электролюминесценции появляется максимум в диапазоне  $\lambda \sim (450–490) \text{ нм}$ . Кроме того, если в образцах Б1 и Б2 наблюдался единый пик, то в образце Б3 он разделяется на две составляющие:  $\lambda_1 \sim 455 \text{ нм}$  (пик  $C$ ) и  $\lambda_2 \sim 480 \text{ нм}$  (пик  $D$ ). С увеличением  $J$  пик  $D$  смещается в сторону больших энергий (что характерно для донорно-акцепторной рекомбинации), а пик  $C$  практически не смещается, но его интенсивность увеличивается быстрее с ростом  $J$ . Все это дает основания предположить, что максимумы  $C$  и  $D$  обусловлены различными механизмами рекомбинации.

Отметим также, что отношение амплитуд пиков ( $K$ ) изменяется не монотонно с ростом  $J$ . В области малых токов  $K \sim 1$ , затем с увеличением  $J$  пик  $C$  практически исчезает и затем возникает снова и либо преобладает над пиком  $D$  при  $J \sim 10 \text{ А/см}^2$  (образец Б3), либо выделяется из пика  $D$  как плечо (образцы Б2 и Б1). При этом спектр образцов серии Б в области малых токов подобен спектрам фотолюминесценции образцов SiC(Al, N) [3,4,6,8], а в области больших токов — спектрам излучения светодиодов [7] (образец Б3) и [10–12] (образец Б2). Различный характер имеют и зависимости интенсивности  $I_t$  от тока  $J$  для всех длин волн в области больших и малых токов (рис. 3). Таким образом, не исключено, что при слабом уровне возбуждения мы наблюдаем спектр, обусловленный иными рекомбинационными механизмами, чем в случае высокого уровня возбуждения.

Зависимость интенсивности излучения от температуры представлена на рис. 4. Отметим, что спад интенсивности излучения при  $h\nu \cong (2.5–2.7) \text{ эВ}$  происходит несколько быстрее, чем при  $h\nu \cong (2.1–2.3) \text{ эВ}$  (рис. 5).

Было проведено исследование кинетики спада интенсивности электролюминесценции после прекращения импульса инжекции. При комнатной температуре постоянные времени затухания интенсивности при длинах волн, соответствующих пикам  $C$  и  $D$  были примерно равны и составляли  $\sim 100 \text{ нс}$ .

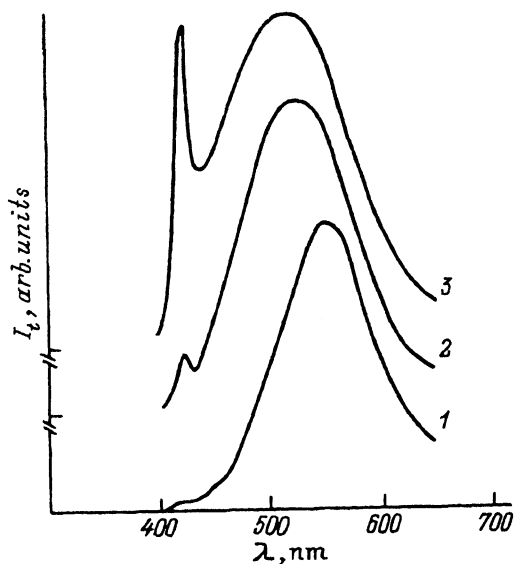


Рис. 1. Спектры электролюминесценции образцов  $\text{SiC}(\text{Al}, \text{N})$  серии А при различных плотностях прямого тока при комнатной температуре.  $J$ ,  $\text{A}/\text{cm}^2$ : 1 — 4, 2 — 40, 3 — 120.

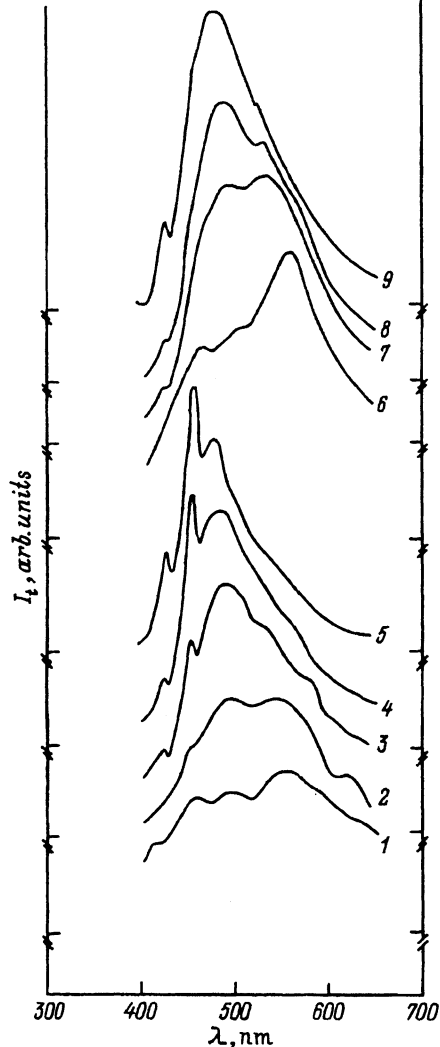


Рис. 2. Спектры электролюминесценции образцов  $\text{SiC}(\text{Al}, \text{N})$  серии В при различных плотностях прямого тока при комнатной температуре. 1-5 — образец В3, 6-9 — образец В2.  $J$ ,  $\text{A}/\text{cm}^2$ : 1 — 1.2, 2 — 4, 3 — 12, 4, 8 — 40, 5, 9 — 120, 6 — 8, 7 — 20.

### Обсуждение результатов

Сопоставление DLTS-спектров и спектров электролюминесценции образцов серий А и В показывает, что появление в спектре излучения  $6H\text{-SiC}(\text{Al}, \text{N})$  пиков С и D однозначно связано с наличием в этих образцах ГЦ НК1 и НК2. Данные о связи этих пиков с какими-нибудь другими ГЦ отсутствуют. Таким образом, можно утверждать, что за электролюминесценцию в диапазоне энергий (2.5–2.75) эВ в спектре излучения  $p\text{-}n$ -структур на основе  $6H\text{-SiC}(\text{Al}, \text{N})$  ответственна излучательная рекомбинация носителей с участием ГЦ НК1 и НК2. При этом если пик D обладает характерными особенностями донорно-акцепторной рекомбинации, то пик С очевидно обусловлен другими механизмами рекомбинации, например излучательной рекомбинацией электрона на нейтральном акцепторе.

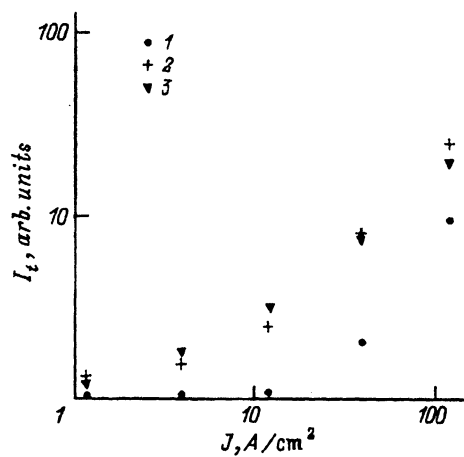


Рис. 3. Температурная зависимость интенсивности электролюминесценции  $I_t$  образца БЗ для различных энергий квантов излучения от плотности прямого тока  $J$ .  $h\nu$ , эВ: 1 — 2.92, 2 — 2.75, 3 — 2.55.

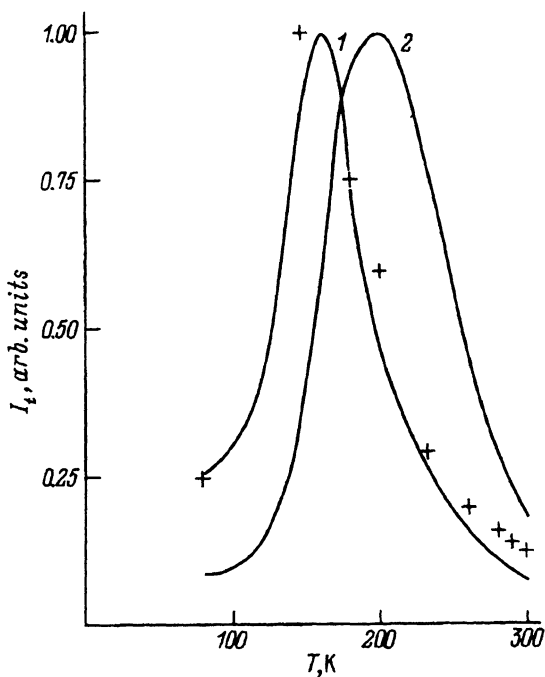


Рис. 4. Температурная зависимость интенсивности электролюминесценции  $I_t$  образца БЗ при  $h\nu \cong 2.75$  эВ и  $J = 12$  А/см<sup>2</sup>. Сплошные линии — расчет: 1 — с учетом параметров центра НК1, 2 — с учетом параметров центра НК2. Значками показаны экспериментальные данные.

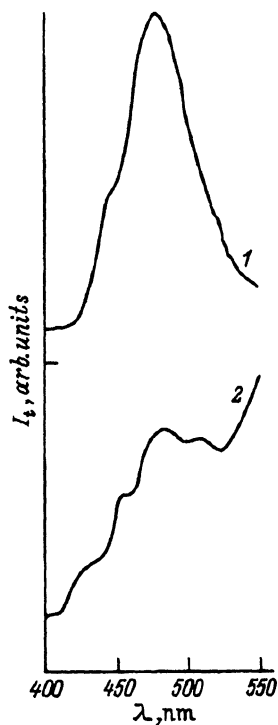


Рис. 5. Спектры электролюминесценции образца БЗ при плотности прямого тока  $J = 12$  А/см<sup>2</sup> и температурах  $T$ , К: 1 — 77, 2 — 293.

На основании анализа полученных спектров попробуем определить, какой из обнаруженных ГЦ (или оба) принимает участие в излучательной рекомбинации. В работах [17-19] были получены выражения, описывающие зависимость интенсивности электролюминесценции от концентрации инжектированных дырок  $p$  и температуры  $T$ :  $I_t = f(p, T)$ . Анализ проводился для двух возможных механизмов рекомбинации: донорно-акцепторной (ДА) рекомбинации [18] и СА-рекомбинации (акцептор-зона проводимости) [17]. В [17] также была описана экспериментальная методика для определения зависимости концентрации инжектированных носителей (дырок) от плотности прямого тока  $\delta p = f(J)$ . Сопоставление двух этих зависимостей позволяет получить теоретическую кривую  $I_t = f(J, T)$ . Последняя зависимость может быть легко сопоставлена с экспериментом.

На рис. 3 представлен расчет температурной зависимости интенсивности электролюминесценции с учетом параметров центра НК1 (кривая 1) и НК2 (кривая 2). Поскольку в случае ДА рекомбинации температурное тушение в обоих случаях определялось бы более мелким донорным уровнем [в исследовавшихся образцах среди донорных уровней значительными концентрациями обладают только уровни азота, энергия ионизации которых составляет (0.1-0.15) эВ], расчет проводился для СА-рекомбинации. Необходимая для расчетов температурная зависимость концентрации электронов в базе была получена исходя из общей формулы для статистики электронов в полупроводниках [20]. Концентрация акцепторов  $N_A$  принималась равной  $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , доноров  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , энергия ионизации доноров 0.15 эВ, плотность состояний в зоне —  $5 \cdot 10^{15} T^{3/2} \text{ см}^{-3} \text{ К}^{3/2}$ . Как видно из рисунка, лучшее соответствие с экспериментом получено для зависимости  $I_t = f(T)$ , рассчитанной с учетом параметров центров НК1. В пользу участия в излучательной рекомбинации именно этого ГЦ говорит и зависимость интенсивности пиков  $C$  и  $D$  от концентрации данных центров в исследовавшихся образцах. Так, в образце БЗ, имеющем минимальную концентрацию НК2, наблюдалась максимальная относительная интенсивность электролюминесценции в данной области спектра.

Как отмечалось выше, спектры электролюминесценции образцов SiC(Al, N) сильно отличались в случае больших и малых плотностей прямого тока. Возможно это объясняется наличием двух типов спектров, имеющих различные зависимости интенсивности от тока  $J$ , т.е. на слабо зависящий от плотности прямого тока «фоновый спектр» (возможно связанный с центром НК2) накладывались линейно зависящие от  $J$  пики  $C$  и  $D$ , связанные с НК1 (рис. 3).

### Заключение

Прделанная работа позволяет сделать следующие заключения.

1. Структура спектров электролюминесценции образцов SiC(Al, N) сильно зависит от плотности прямого тока. Очевидно, что при  $J \cong 1 \text{ А/см}^2$  и при  $J \cong 100 \text{ А/см}^2$  спектры определяются различными механизмами излучательной рекомбинации.

2. Спектр электролюминесценции при  $J \cong 100 \text{ А/см}^2$  можно объяснить излучательной рекомбинацией с участием ранее обнаруженного ГЦ НК1 ( $E_v + 0.22 \text{ эВ}$ ).

Работа выполнена при поддержке Министерства обороны США.

## Список литературы

- [1] В.И. Павличенко, И.В. Рыжиков, Ю.И. Сулейманов, Ю.М. Шайдак. ФТП, **10**, 2801 (1968).
- [2] R.W. Brander, R.P. Sutton. Brit. J. Appl. Phys., **2**, 309 (1969).
- [3] S.U. Hagen, A.W.C. Kemanade, J.A.W. van der Does de Bye. J. Luminesc., **8**, 18 (1973).
- [4] A. Suzuki, H. Matsunami, T. Tanaka. J. Electrochem. Soc., **124**, 241 (1977).
- [5] M. Ikeda, T. Hayakawa, S. Yamagiva, H. Matsunami, T. Tanaka. J. Appl. Phys., **50**, 8215 (1979).
- [6] В.И. Соколов. *Матер. II Всес. совещ. по широкозонным полупроводникам* (Л., 1980) с. 301.
- [7] W. von Münch, W. Kükzinder. Sol. St. Electron., **21**, 1129 (1978).
- [8] M. Ikeda, H. Matsunami, T. Tanaka. Phys. Rev. B, **22**, 2842 (1980).
- [9] В.А. Дмитриев, П.А. Иванов, Я.В. Морозенко, И.В. Попов, В.Е. Челноков. Письма ЖТФ, **11**, 246 (1985).
- [10] L. Hoffman, G. Ziegler, D. Theis, G. Weynich. J. Appl. Phys., **53**, 6962 (1982).
- [11] Б.И. Вишневская, 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).
- [12] J.A. Edmond, Hua-Shuang Kong, C.H. Carter, Jr. Physica B, **185**, 453 (1993).
- [13] Г.А. Ломакина, Ю.А. Водаков, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг, Г.Ф. Холуянов. ФТТ, **12**, 2918 (1970).
- [14] H.J. van Daal, W.F. Knippenberg, J.D. Wasscher. J. Phys. Chem. Sol., **24**, 109 (1963).
- [15] М.М. Аникин, Н.И. Кузнецов, А.А. Лебедев, Н.С. Савкина, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. ФТП, **28**, 457 (1994).
- [16] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, И.В. Попов, В.П. Растигаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков, В.Е. Челноков. ФТП, **22**, 298 (1988).
- [17] М.М. Аникин, Н.И. Кузнецов, А.А. Лебедев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, **24**, 1384 (1990).
- [18] А.Н. Андреев, М.М. Аникин, А.А. Лебедев, Н.К. Полетаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, **28**, 729 (1994).
- [19] М.М. Аникин, Н.И. Кузнецов, А.А. Лебедев, Н.К. Полетаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, **28**, 444 (1994).
- [20] Дж. Блэкмор. *Статистика электронов в полупроводниках* (М., Мир, 1964).

Редактор Т.А. Полянская

### Electroluminescence of 6H-SiC *p-n* structure doped with aluminium

*A.A. Lebedev, N.K. Poletaev, M.G. Rastegaeva, and N.S. Savkina*

A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Science, 194021, St. Petersburg, Russia