

ХАРАКТЕР ТЕМПЕРАТУРНОЙ И ТОКОВОЙ ЗАВИСИМОСТЕЙ ИНТЕНСИВНОСТИ КРАЕВОЙ ИНЖЕКЦИОННОЙ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ SiC p — n -СТРУКТУР

М. М. Аникин, А. М. Стрельчук, А. Л. Сыркин,
В. Е. Челноков, А. Е. Черенков

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021,
Санкт-Петербург, Россия
(Получена 9 августа 1993 г. Принята к печати 30 августа 1993 г.)

Исследованы характеристики краевой инжекционной электролюминесценции (ЭЛ) в $6H$ - и $4H$ -SiC p — n -структурах, изготовленных жидкостной эпитаксией и сублимацией. Обнаружен рост интенсивности краевой ЭЛ при увеличении температур и степенная зависимость интенсивности от прямого тока. ЭЛ характеристики интерпретируются с привлечением результатов исследования рекомбинационных параметров и вольт-амперных характеристик p — n -структур.

Краевая инжекционная электролюминесценция (ЭЛ), т. е. излучение с энергией кванта, близкой ширине запрещенной зоны, зарегистрирована в $6H$ -SiC p — n -структурах, изготовленных методами сплавления [1,2], диффузии [3], но более отчетливо проявляется в эпитаксиальных структурах [2,4–8]. В большинстве работ фиксируется лишь положение максимума ЭЛ при комнатной температуре, которое соответствует длине волны $\lambda \approx 425$ нм. В работах [4,6] краевая ЭЛ связывается с зона-зонной рекомбинацией с участием фонона. Наиболее детальные исследования краевой ЭЛ (в диапазоне температур 200—400 К, а также фотолюминесценции в диапазоне температур 77—160 К) проведены в работе [5]. Авторы [5] выделяют три пика люминесценции ($F1$, $F2$, $F3$), обнаруживают температурную зависимость разности положения максимума ЭЛ $h\nu_{\max}$ и ширины экситонной запрещенной зоны E_{ex} вида ($E_{\text{ex}} - h\nu_{\max} \sim -kT/2$) и, анализируя различные возможности для рекомбинации, делают вывод, что краевая ЭЛ обусловлена аннигиляцией свободного экситона с испусканием TA -, LA - и TO -фононов [для зона-зонной рекомбинации ($E_{\text{ex}} - h\nu_{\max}) \sim -2kT$]. Кроме того, отмечается, что с ростом температуры, а также при фиксированной температуре с ростом тока, коротковолновое излучение становится относительно более значительным. Исследования краевой ЭЛ в $4H$ -SiC p — n -структурах нам не известны.

Характеристика объектов исследования

В данной работе (см. также [9,10]) приведены результаты исследования краевой ЭЛ в $6H$ и $4H$ -SiC p — n -структурах, изготовленных бесконтейнерной жидкостной эпитаксией ([11], БЖЭ структуры), и в $6H$ -SiC p — n -структурах, изготовленных сублимационной эпитаксией ([12], СЭ структуры).

Подложки изготавливались из монокристаллов $6H$ -SiC, полученных методом Лэли и из объемных кристаллов $4H$ -SiC, полученных методом, описанным в работе [13]. Плоскость подложки (и p — n -перехода) перпендикулярна кристаллографической оси C .

Эпитаксиальные слои n - и p -типа проводимости БЖЭ структур выращивались в одном технологическом процессе, концентрация нескомпенсированных доноров в n -слое $6H$ -SiC-структур составляла $N_d - N_a = 6 \times 10^{16} - 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $4H$ -SiC-структур $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В эпитаксиальных слоях n -типа СЭ структур $N_d - N_a = 5 \cdot 10^{16} - 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Концентрация нескомпенсированных акцепторов в p -слоях $N_a - N_d \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Омический контакт к p -области создавался напылением алюминия, к n -подложке — напылением хрома. Межа-структуры площадью $\sim 10^{-3} \text{ см}^2$ изготавливались методом реактивного ионно-плазменного травления.

Диффузионная длина дырок при комнатной температуре в БЖЭ структурах составляет 0.4—1.5 мкм, в СЭ структурах — 0.1—0.4 мкм и растет с увеличением температуры до 2—3 мкм при 800 К [14].

Прямой ток в диапазоне $10^{-6} - 10^0 \text{ А/см}^2$ экспоненциально зависит от напряжения $J = J_0 \exp(qU/\beta kT)$ и при $T > 300 \text{ К}$ характеризуется температурно независимыми значениями $\beta \approx 2$ при малых токах ($J \approx 10^{-6} - 10^{-3} \text{ А/см}^2$) и β принимает какое-либо дробное значение между 1 и 2 при больших токах ($J \approx 10^{-3} - 10^0 \text{ А/см}^2$, обнаружены $\beta \approx 3/2, 4/3, 6/5$) [9, 15]. Температурные зависимости токов являются активационными $J_0 = J_0^* \exp(-E_a/kT)$. Прямой ток описан моделями, рассматривающими рекомбинацию в слое объемного заряда (СОЗ) p - n -перехода через одноуровневый [16] и многоуровневый [17] центры. Показано, что результатом согласования моделей прямого тока с экспериментальными данными является вывод о росте с увеличением температуры стационарного времени жизни носителей заряда, определенного в рамках указанных моделей [15]. Кроме того, установлено, что как стационарное, так и релаксационное времена жизни в БЖЭ структурах больше, чем в СЭ структурах [15, 18].

При $J > 10^0 \text{ А/см}^2$ существенным становится падение напряжения на остаточном сопротивлении структуры и экспоненциальная зависимость тока от прикладываемого к структуре напряжения искажается.

Экспериментальные результаты

При комнатной температуре максимум ЭЛ $6H$ -SiC-БЖЭ структур находится в синей ($h\nu_{\max} \approx 2.7 \text{ эВ}$, рис. 1) или зеленой ($h\nu_{\max} \approx 2.35 \text{ эВ}$, рис. 2, кривая 1), СЭ структур — в желто-зеленой ($h\nu_{\max} \approx 2.25 \text{ эВ}$, рис. 1) области спектра. В фиолетовой области спектра как в БЖЭ, так и в СЭ структурах выделяется максимум с $h\nu_{\max} \approx 2.92 - 2.93 \text{ эВ}$, но абсолютная интенсивность фиолетовой ЭЛ в СЭ структурах заметно меньше.

С увеличением температуры синяя и зеленая ЭЛ в БЖЭ структурах гаснут, а фиолетовая растет с энергией активации около 110—130 эВ (рис. 2, b , см. также [9]). В СЭ структурах фиолетовая ЭЛ также растет с температурой, но при сохранении значительного излучения в более длинноволновой области спектра. Максимум фиолетовой ЭЛ при нагреве смещается в длинноволновую область; при $T > 350 \text{ К}$ зависимость $h\nu_{\max}(T)$ линейная с углом наклона около $-3.5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/град}$ (рис. 2, c).

Зависимости интенсивности фиолетовой ЭЛ от тока в значительном диапазоне токов и температур степенные — $\Phi \sim J^n$. Показатель степени n различен для разных структур и примерно равен коэффициенту β вольт-амперной характеристики исследуемой структуры. В частности, на рис. 3, a, b представлены $\Phi(J)$ - и $n(T)$ -зависимости p - n -структуры, у которой $\beta \approx 1.33$. В работе [9] показано, что $n \approx \beta = 1.2$. Φ - J -характеристики более длинноволновых полос ЭЛ при малых плотностях тока также имеют степенной характер и показатель степени n такой же, как для фиолетовой ЭЛ, однако при увеличении тока Φ - J -зависимость становится более слабой, причем этот

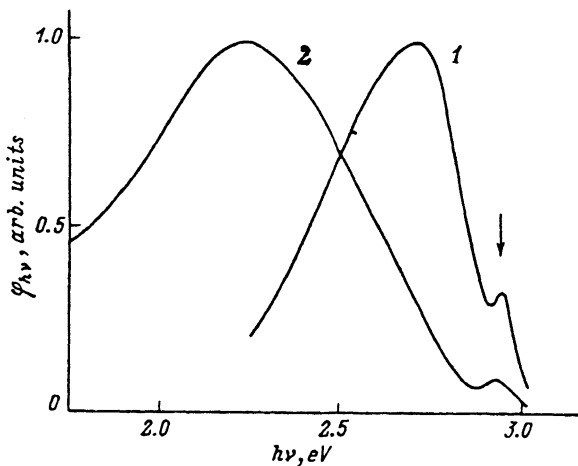


Рис. 1. Спектры ЭЛ $6H$ -SiC p - n -структур при комнатной температуре. 1 — БЖЭ структура ($N_d - N_a = 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), 2 — СЭ структура ($N_d - N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

эффект тем сильнее, чем более длинноволновой является ЭЛ (рис. 3, с, кривые F4 и F8 для синей и зеленой ЭЛ).

В $4H$ -SiC-структурах при комнатной температуре доминирует фиолетовое излучение с максимумом при $h\nu \approx 2.93$ — 2.94 эВ, а в ультрафиолетовой области спектра наблюдается «плечо» при $h\nu \approx 3.16$ — 3.17 эВ (рис. 4; кроме того, в длинноволновой области наблюдаются еще две полосы ЭЛ: с $h\nu_{\text{max}} \approx 2.5$ эВ и с $h\nu_{\text{max}} \approx 1.75$ эВ и максимальной интенсивностью $\sim 25\%$ от интенсивности в основном максимуме в обоих случаях). С ростом температуры интенсивности

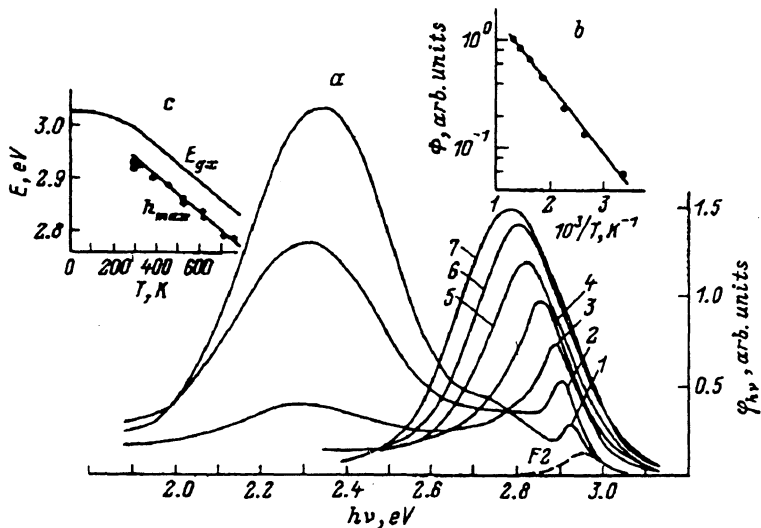


Рис. 2. Температурные зависимости электролюминесценции при прямом токе 4 А/см^2 $6H$ -SiC БЖЭ p - n -структуры ($N_d - N_a = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). а — спектры при температурах T , К: 1 — 295, 2 — 380, 3 — 450, 4 — 530, 5 — 612, 6 — 680, 7 — 756; б — температурная зависимость интенсивности фиолетовой полосы ЭЛ, вычисленной как площадь под спектральной кривой; с — температурная зависимость положения максимума ($h\nu_{\text{max}}$) фиолетовой полосы; $E_{g\alpha}$ — ширина экситонной запрещенной зоны согласно работе [19]; влияние интерференционного фильтра F2 на спектр 1 иллюстрируется кривой F2.

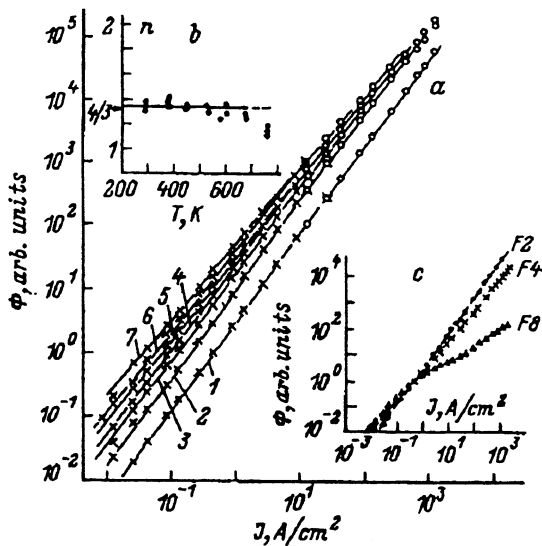


Рис. 3. Зависимость интенсивности люминесценции 6H-SiC БЖЭ $p-n$ -структуры ($N_d - N_a = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) от прямого тока. a — характеристика интенсивности Φ -ток J фиолетовой люминесценции, выделенной с помощью интерференционного фильтра F2 при температурах, T, K : 1 — 297, 2 — 386, 3 — 460, 4 — 538, 5 — 586, 6 — 684, 7 — 770 (крестики — постоянный ток, кружки — импульсы тока длительностью 10 мкс, частота 10 Гц); b — температурная зависимость показателя степени n в зависимости $\Phi \sim J^n$; c — характеристика интенсивности ЭЛ Φ -ток J для фиолетовой (F2), синей (F4) и зеленой (F8) полос, выделенных с помощью соответствующих интерференционных фильтров. F2: $\lambda_{\text{max}} = 415 \text{ нм}$, $\Delta\lambda = 15 \text{ нм}$; F4: $\lambda_{\text{max}} = 452 \text{ нм}$, $\Delta\lambda = 14 \text{ нм}$; F8: $\lambda_{\text{max}} = 532 \text{ нм}$, $\Delta\lambda = 11 \text{ нм}$; температура комнатная.

фиолетовой ЭЛ падает, а ультрафиолетовой — растет при одновременном ее смещении в фиолетовую область ($\Delta h\nu_{\text{max}}/\Delta T \approx -3.5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/град}$, вставка к рис. 4).

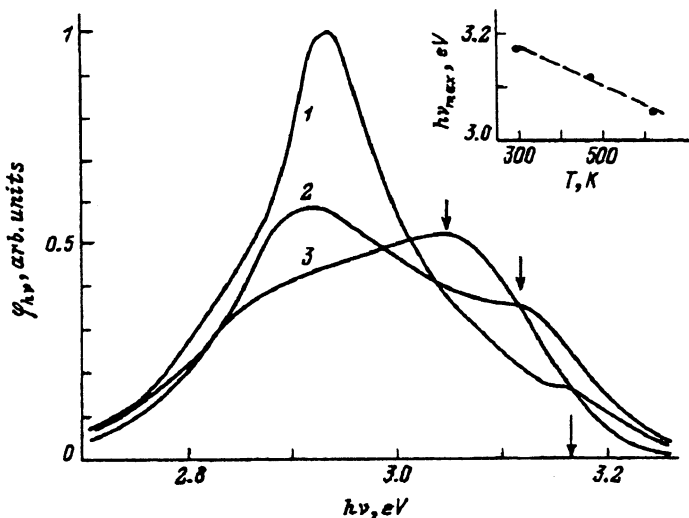


Рис. 4. Спектры ЭЛ, 4H-SiC БЖЭ $p-n$ -структуры при разных температурах, K : 1 — 300, 2 — 470, 3 — 620; на вставке — температурная зависимость положения максимума коротковолновой полосы.

Спектральное положение фиолетовой ЭЛ в $6H$ -SiC-структурах при комнатной температуре близко положению ранее наблюдавшейся краевой ЭЛ, в частности положению F -пика в работе [5]. При идентификации краевой ЭЛ авторами [5] привлекались результаты работы [19], где исследована температурная зависимость ширины экситонной запрещенной зоны E_{gx} . Как видно из рис. 2, с, максимум краевой ЭЛ в исследуемых структурах с ростом температуры сдвигается примерно параллельно E_{gx} [19] и отстоит от E_{gx} на 60 мэВ. Отсутствие температурной зависимости у разности $E_{gx} - \hbar\nu_{max}$ характерно для излучения, обусловленного аннигиляцией связанного экситона. Однако следует отметить неоднозначность данных о величине E_{gx} на участке линейной зависимости E_{gx} от температуры $E_{gx}(T) = E_{gx}(0) + \alpha T$. Значение α изменяется от $-3.3 \cdot 10^{-4}$ эВ/град по данным [19] до $-5.5 \cdot 10^{-4}$ эВ/град по данным [20], что оставляет открытым вопрос: обусловлена краевая ЭЛ аннигиляцией свободного или связанного экситона?

E_{gx} $4H$ -SiC на 0.24 эВ больше E_{gx} $6H$ -SiC [21] и настолько же ультрафиолетовая и фиолетовая ЭЛ в $4H$ -SiC-структурах сдвинута в коротковолновую область относительно фиолетовой и синей ЭЛ в $6H$ -SiC-структурах (ср. спектры I на рис. 1 и 4). Данное обстоятельство, а также то что фоновый спектр в $6H$ - и $4H$ -SiC примерно одинаков [21] позволяют предположить, что природа краевой ЭЛ в $4H$ -SiC та же, что и в $6H$ -SiC (и не может связываться с переходом донор (азот)—валентная зона, так как глубины мелкого донора в $6H$ - и $4H$ -SiC существенно отличаются [22]).

Интенсивность излучения, обусловленного аннигиляцией свободного или связанного экситона тем больше, чем больше время жизни носителей заряда. Возможно, описанные выше различия в величине времени жизни в БЖЭ и СЭ структурах и рост времени жизни с температурой по крайней мере частично объясняют различие интенсивности краевой ЭЛ в указанных типах структур и ее разгорание при увеличении температуры.

Для краевой ЭЛ интенсивность экспоненциально зависит от напряжения U_j на СОЗ: $\Phi \sim \exp(qU_j/kT)$ [23]. Таким образом, факт экспериментального наблюдения зависимостей $\Phi \sim J^n$ с $n = \beta$ согласуется с результатами исследования прямых вольт-амперных характеристик до токов $J \sim 10^0$ А/см² и позволяет предположить тот же механизм тока и при больших плотностях тока.

Авторы благодарят В. А. Дмитриева за предоставленные БЖЭ структуры. Работа выполнена при частичной поддержке Министерства обороны США.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Э. Е. Виолин, Г. Ф. Холуянов. ФТТ, 6, 593 (1964).
- [2] С. Ф. Авраменко, С. И. Бойко, О. А. Гусева, В. С. Киселев. ФТП, 19 1863 (1985).
- [3] В. И. Павличенко, И. В. Рыжиков, О. Р. Абдуллаев. ФТП, 4, 2421 (1970).
- [4] R. W. Brander, R. P. Sutton. J. Phys. D, 2 309 (1969).
- [5] M. Ikeda, T. Hayakawa, S. Yamagiwa, H. Matsunami, T. Tanaka. J. Appl. Phys., 50, 8215 (1979).
- [6] W. Muench, W. Kurzinger. Sol. St. Electron., 21 1129 (1978).
- [7] S. Nishino, A. Ibaraki, H. Matsunami, T. Tanaka. Japan. J. Appl. Phys., 19 L353 (1980).
- [8] В. А. Дмитриев, П. А. Иванов, Я. В. Морозенко, И. В. Попов, В. Е. Челноков. Письма в ЖТФ, 11, 246 (1985).
- [9] М. М. Аникин, В. В. Евстропов, И. В. Попов, А. М. Стрельчук, А. Л. Сыркин. ФТП, 23, 1813 (1989).
- [10] В. А. Дмитриев, П. А. Иванов, В. И. Левин, И. В. Попов, А. М. Стрельчук, Ю. М. Таиров, В. Ф. Цветков, В. Е. Челноков. Письма в ЖТФ, 13, 1168 (1987).
- [11] В. А. Дмитриев, П. А. Иванов, И. В. Коркин, Я. В. Морозенко, И. В. Попов, Т. А. Сидорова, А. М. Стрельчук, В. Е. Челноков. Письма в ЖТФ, 11, 238 (1985).
- [12] 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).

- [13] В. И. Левин, Ю. М. Таиров, М. Г. Траваджян, В. Ф. Цветков, М. А. Чернов. Изв. АН СССР. Неорг. матер., 14, 1062 (1978).
- [14] M. M. Anikin, A. A. Lebedev, S. N. Ryatko, V. A. Soloviev, A. M. Strel'chuk. Springer Proc. in Physics, 56, 269 (1992).
- [15] А. М. Стрельчук. Автореф. канд. дис. СПб (1992).
- [16] С.-Т. Sah, R. N. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, 45, 1228 (1957).
- [17] В. В. Евстропов, К. В. Киселев, И. Л. Петрович, Б. В. Царенков. ФТП, 18, 1852 (1984).
- [18] М. М. Аникин, А. С. Зубрилов, А. А. Лебедев, А. М. Стрельчук, А. Е. Черенков. ФТП, 25, 479 (1991).
- [19] W. Choyke, L. Patrick. Phys. Rev., 127, 1868 (1962).
- [20] А. Н. Пихтин, Д. А. Яськов. ФТТ, 12, 1597 (1970).
- [21] У. Дж. Чойк. В сб.: Карбид кремния (под ред. Г. Хениша, Р. Роя), 166. М.: Мир (1972).
- [22] Г. А. Ломакина, Ю. А. Водаков, Е. Н. Мохов, В. Г. Одинг, Г. Ф. Холуянов. ФТТ, 12, 2918 (1970).
- [23] M. Gershunzon, R. A. Logan, D. F. Nelson. Phys. Rev., 149, 580 (1966).

Редактор В. В. Чалдышев
