

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФУЗИИ СВОБОДНЫХ ЭКСИТОНОВ В 3C-SiC-СВЕТОДИОДАХ

Авраменко С. Ф., Киселев В. С., Махлин А. Н.

Проведено теоретическое исследование характеристик потока свободных экситонов. Результаты расчета сопоставляются с экспериментальными данными, полученными при измерении характеристик электролюминесценции в кубическом карбиде кремния. Оценена длина диффузионного смещения свободных экситонов при температуре 293 К  $L \approx (3 \div 6) \cdot 10^{-5}$  м.

В работе [1] было показано, что диффузионный перенос свободных экситонов оказывает значительное влияние на оптические параметры 3C-SiC-светодиодов. Эти особенности необходимо учитывать при конструировании источников излучения с малыми размерами области излучения (ОИ). Несмотря на то что процессы переноса энергий экситонами представляют собой одну из важных и интересных проблем физики твердого тела, в литературе имеется ограниченное число работ, посвященных этому вопросу. В связи с этим нами была предпринята попытка теоретического и экспериментального исследования характеристик потока свободных экситонов в 3C-SiC, возникающего за счет создания градиента концентрации.

Исследовались светодиоды на базе кубического карбида кремния (3C-SiC). Для их изготовления использовались пластинчатые кристаллы *n*-типа проводимости с концентрацией нескомпенсированных доноров  $(0.5 \div 2.0) \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Инжектирующий *p*-*n*-переход получали сплавлением силумина, а омический контакт — последовательным напылением титана и никеля. Для измерений отбирали светодиоды с экситонным механизмом излучательной рекомбинации [2, 3] и малыми размерами инжектирующего контакта (радиусом  $r_0 \ll \ll 20$  мкм). Глубина залегания *p*-*n*-перехода не превышала 10 мкм. Так как кристаллы 3C-SiC оптически прозрачны, коэффициент поглощения в зеленой области спектра (в полосе экситонной люминесценции) не превышает нескольких см<sup>-1</sup>, это позволяет наблюдать ОИ светодиодов с помощью стереоскопического микроскопа. Как правило, ОИ исследованных светодиодов имеют размеры порядка 150 ÷ 300 мкм, что во много раз больше величины *p*-*n*-переходов. Так как неравновесные носители (дырки) распространяются на малое расстояние от *p*-*n*-перехода  $L_p \ll 10^{-5}$  см [4], то наблюдаемая картина свидетельствует о том, что большие размеры области излучения обусловлены диффузионным переносом свободных экситонов. Для измерений была использована установка на базе фотометра ФПЧ, позволяющая сканировать изображение ОИ светодиода относительно полевой диафрагмы диаметром 15 мкм. Световой поток, проходящий через диафрагму, измерялся фотоприемником ФПЧ. Установка дает возможность измерять распределение интенсивности и кинетики люминесценции по области излучения светодиодов.

Следует отметить, что большинство кристаллов 3C-SiC обладает значительной структурной и примесной неоднородностью. Это вызывает визуально наблюдаемые искажения в пространственном распределении экситонного облака. В качестве источников этих нарушений чаще всего выступают микродвойниковые ламели и крупноблочные неоднородности. Поэтому для исследований мы отбирали максимально однородные кристаллы.

С целью анализа экспериментальных данных рассмотрим плоский кристалл толщиной  $a$  (рис. 1). Источником неосновных носителей, связывающихся в свободные экситоны, служит плоский  $p$ - $n$ -переход радиусом  $r_0$ . Расчет будем вести, исходя из системы уравнений для рекомбинации через экситонные состояния [5] с учетом диффузионного переноса экситонов

$$(\partial p/\partial t) + \gamma_s n p - a n_s + \tau_c^{-1} (p - p_0) = G_p, \quad (1)$$

$$(\partial n_s/\partial t) + \text{div } \mathbf{j} + \tau_n^{-1} n_s = G_s \equiv \gamma_s n p, \quad (2)$$

где  $\tau_n^{-1} = \alpha + \tau_c^{-1}$ ;  $\mathbf{j} = -D\nabla n$  — диффузионный ток экситонов;  $L^2 = D\tau_n$  — диффузионная длина свободных экситонов; остальные обозначения общепринятые [5].

В случае низкого уровня возбуждения  $\Delta n \ll n_0$ ,  $p_0 \ll \Delta p = p$  и относительно низкого квантового выхода экситонной люминесценции  $\gamma_s n_0 \ll \tau_c^{-1}$ , характерного для 3C-SiC, рекомбинация неравновесных носителей определяется без-

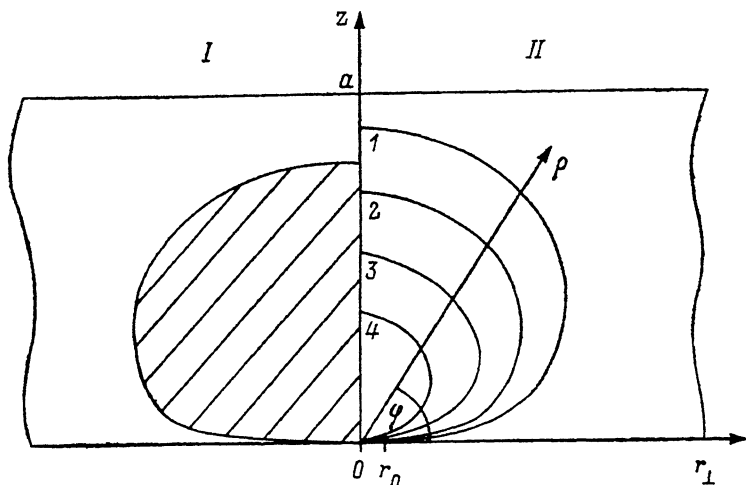


Рис. 1. Схема кристалла с  $p$ - $n$ -переходом.

*I* — изображение ОИ светодиода, наблюдаемое в микроскоп; *II* — линии постоянной интенсивности излучения, номер линии пропорционален интенсивности излучения.

ызлучательными процессами [2]. Следовательно, уравнение (1) можно представить в виде

$$(dp/dt) + p/\tau_c = G_p, \quad (3)$$

где в силу малости  $L_p$  функция  $p(\mathbf{r}, t)$  сосредоточена в ближайшей окрестности  $p$ - $n$ -перехода и определяет размеры области генерации экситонов. Динамика экситонного газа в SiC в этом случае описывается самостоятельным уравнением диффузии (2) с «внешним» источником. Для его решения сделаем следующие допущения:

- будем рассматривать цилиндрически симметричную задачу, так что  $n_s = n_s(r_{\perp}, z, t)$ ,  $r_{\perp}^2 = x^2 + y^2$ ;
- рассмотрим случай включения возбуждения в момент времени  $t=0$ ;
- примем граничные условия

$$n_s(r_{\perp}, 0, t) = n_s(r_{\perp}, a, t) = 0. \quad (4)$$

Это означает, что на поверхности кристалла скорость рекомбинации экситонов неограниченно возрастает. Реально наличие такого эффекта может быть связано с приповерхностными дефектами [6].

Граничные условия (4) и уравнение (3) определяют форму записи функции источника экситонов в виде двойного слоя [7]:

$$G_s = f_0 (1 - e^{-z/\tau_c}) f(r_{\perp}) (\delta(z) dz), \quad (5)$$

где  $f_0 = \gamma_s n_0 \tau_c$ ;  $\delta(z)$  — дельта-функция Дирака. Так как источник имеет радиус  $r_0$ , то  $f(r_{\perp}) = \Theta(r_0 - r_{\perp}) / \pi r_0^2$ , где  $\Theta$  — функция Хевисайда. Однако для ряда случаев достаточно рассматривать точечный источник, тогда  $f(r_{\perp}) = \delta(r_{\perp}) / 2\pi r_{\perp}$ .

Простая оценка влияния конечной толщины  $a$  кристалла показывает, что уже при  $a \geq 3L$  влиянием границы  $z=a$  на выход излучения можно пренебречь. Так как толщина кристаллов 3C-SiC составляла  $250 \div 300$  мкм, что значительно превышает  $L$ , можно положить  $a \rightarrow \infty$ . Это позволяет записать решение уравнения (2) в виде интеграла-свертки функции Грина с источником

$$n_3(r, t) = \int dr' dt' (dJ(r-r', t-t')/dz) G_3(r', t'), \quad (6)$$

где  $dJ/dz$  есть функция Грина при граничном условии (4). Здесь

$$J(r, t) = \frac{\Theta(t)}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left[-\frac{t}{\tau_n} - \frac{r_{\perp}^2 + z^2}{4Dt}\right].$$

Для сопоставления с экспериментальными данными удобно вычислять не  $n_3(r, t)$ , а величину

$$\Phi^{(z)}(r_{\perp}, t) = \int_0^a n_3(r_{\perp}, z, t) dz,$$

соответствующую световому потоку, исходящему из малого участка ОИ светодиода, находящегося на расстоянии  $r_{\perp}$  от источника экситонов. Это позволяет

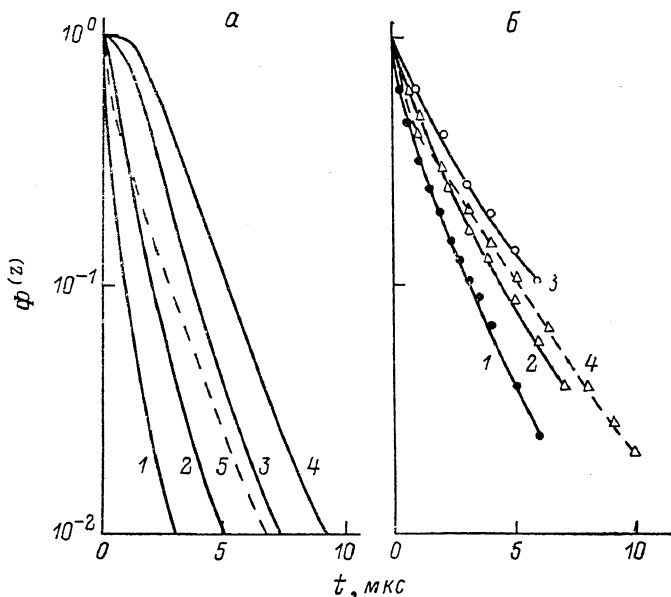


Рис. 2. Релаксация люминесценции после прекращения возбуждения.

$a$  — расчет по (7) при  $\tau_c=10^{-8}$  с,  $\tau_n=2 \cdot 10^{-8}$  с,  $D=8$  см<sup>2</sup>/с;  $r_{\perp}$ , мкм: 1 — 0, 2 — 40, 3 — 80, 4 — 120; 5 — расчет по (8).  $b$  — экспериментальные данные, полученные при измерении релаксации из ОИ светодиода. Полевая диафрагма диаметром 15 мкм находится от центра изображения ОИ на расстоянии  $r_{\perp}$ , мкм: 1 — 0, 2 — 40, 3 — 80; 4 — релаксация полного светового потока.

исследовать локальное распределение релаксации излучения в ОИ светодиода. При этом получаем

$$\Phi_{\text{ИЗ}}^{(z)}(r_{\perp}, t) = \frac{f_0}{4\pi r_0^2 D^{3/2}} \int_0^t \frac{dt'}{t'^{3/2}} \left(1 - e^{-\frac{t-t'}{\tau_c}}\right) e^{-\frac{r_{\perp}^2}{4Dt'} - \frac{t'}{\tau_n}} \times \\ \times \int_0^{r_0} I_0 \left(\frac{r_{\perp} \xi}{Dt'}\right) e^{-\frac{\xi^2}{4Dt'}} \xi d\xi, \quad (7)$$

где  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя.

Практический интерес представляет релаксация полного светового потока из ОИ светодиода. Решения (2) для этого случая при  $\tau_n \gg \tau_c$  имеют вид

$$\Phi_{\text{ВМЛ}}(t) = 2f_0 (\tau_n/\pi D)^{1/2} \text{Erf}(\sqrt{t/\tau_n}),$$

$$\Phi_{\text{ВМЛ}}(t) = 2f_0 (\tau_n/\pi D)^{1/2} \text{Erfc}(\sqrt{t/\tau_n}). \quad (8)$$

Заметим, что в силу линейности связи  $n_s$  с функцией источника решения, соответствующие включению и выключению возбуждения при  $t=0$ , являются дополнительными, т. е.

$$\Phi_{\text{ВЛ}}(r_{\perp}, t) + \Phi_{\text{ВМЛ}}(r_{\perp}, t) = \Phi_{\text{стац}}(r_{\perp}).$$

На рис. 2 сопоставлены результаты численного интегрирования (7) и экспериментальные графики спада излучения после прекращения возбуждения.

Видно, что если релаксация полного светового потока из ОИ определяется только временем жизни экситонов, это следует из (8), то локальное распределение релаксации излучения по ОИ светодиода зависит от расстояния  $r_{\perp}$  от источника экситонов.

Из уравнения (7) в пределе  $t \rightarrow \infty$  получаем стационарное радиальное распределение интенсивности излучения из ОИ светодиода в плоскости, перпендикулярной оси  $z$ :

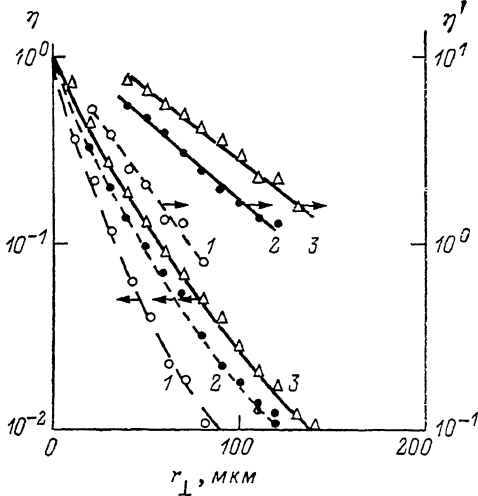


Рис. 3. Экспериментальное распределение интенсивности излучения из ОИ светодиода в плоскости, перпендикулярной оси  $z$ .

Образцы: 1 — А114, 2 — А130, 3 — А131.

$$\eta = \frac{\Phi^{(z)}(r_{\perp} > r_0)}{\Phi(r_{\perp} = 0)} = \frac{1}{1 - e^{-\rho_0}} \frac{e^{-\rho_{\perp}}}{\rho_{\perp}} \left[ \frac{\text{ch} \rho_0 - 1}{2} + \frac{\rho_0^4}{96} \left( 1 + \frac{3}{\rho_1} + \frac{3}{\rho_1^2} \right) \right],$$

где  $\rho_{\perp} = r_{\perp}/L$ ,  $\rho_0 = r_0/L$ . При  $r_{\perp} \geq 3r_0$  выражение для  $\eta' = \eta r_{\perp}$  описывается простой зависимостью  $\eta' \sim \exp(-\rho_{\perp})$ , что позволяет проводить оценку длины диффузионного смещения экситонов. Из рис. 3 видно, что экспериментальные точки в масштабе  $\lg \eta' = F(r_{\perp})$  хорошо ложатся на прямую. Для исследованных образцов оценки величины  $L$  дают значения  $30 \div 60$  мкм.

Распределение светового потока в плоскости  $yz$  в полярных координатах имеет вид  $\Phi^{(z)} \sim \sin \varphi \cdot K_1(\rho)$ . Линии постоянной интенсивности излучения  $\Phi^{(z)} = \text{const}$  приведены на рис. 1. Рядом представлено изображение ОИ светодиода, наблюдаемое визуально в той же плоскости. Видно, что имеется удовлетворительное согласие с расчетными кривыми.

Таким образом, решена задача опытной проверки модели диффузионного переноса свободных экситонов в кубическом SiC, определения граничных условий на свободной поверхности кристалла и длины диффузии. Измерения пространственно-временного распределения интенсивности экситонной люминесценции показали хорошее совпадение с расчетными зависимостями.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Авраменко С. Ф., Киселев В. С. // Деп. в УкрНИИИИТИ. Киев, 1988. № 21-Укр88.
- [2] Алтайский Ю. М., Авраменко С. Ф., Гусева О. А., Киселев В. С. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 10. С. 1978—1984.
- [3] Алтайский Ю. М., Авраменко С. Ф., Гусева О. А., Киселев В. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2072—2075.
- [4] Алтайский Ю. М., Киселев В. С. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 9. С. 1782—1783.
- [5] Нолле Э. Л. // ФТТ. 1967. Т. 9. В. 1. С. 122—128.
- [6] Зинovieв Н. Н., Иванов Л. П., Козуб В. И., Ярошецкий И. Д. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 5. С. 1761—1780.
- [7] Владимиров В. С. Уравнения математической физики. М., 1979. 450 с.