

# О предельной квантовой эффективности краевой электролюминесценции в кремниевых барьерных структурах

© А.В. Саченко<sup>¶</sup>, А.П. Горбань, В.П. Костылев

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина

(Получена 19 мая 2003 г. Принята к печати 18 октября 2003 г.)

Рассчитана предельная квантовая эффективность электролюминесценции в кремниевых диодах и  $p-i-n$ -структурах при комнатной температуре. Показано, что ее внутренний квантовый выход составляет около 10% и реализуется при оптимальных уровнях легирования  $n$ - и  $p$ -областей кремниевого диода  $\sim 10^{15}$  и  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  соответственно. По мере уменьшения времен жизни Шокли-Рида-Холла для электронов и дырок внутренний квантовый выход электролюминесценции в кремниевых барьерных структурах резко снижается. Физика процессов, связанных с влиянием экситонов в кремнии, имеет много общего для электролюминесценции, фотолуминесценции и фотопреобразования. Показано, что перспективными для использования в кремниевых интегральных схемах могут быть лишь электролюминесцентные  $p-i-n$ -структуры.

## 1. Введение

В последние годы существенно возрос интерес к исследованию электролюминесценции (ЭЛ) в кремниевых барьерных структурах при комнатных температурах (см., например, [1–3]), что связано с возможностью создания больших интегральных схем на основе кремния, включающих оптические связи. При этом исследовались как приборные структуры, используемые для фотоэлектрического преобразования солнечной энергии [1], так и кремниевые полупроводниковые диоды [2,3]. В частности, в работах [1,2] был получен внутренний квантовый выход краевого излучения  $\sim 1\%$ . В работе [3] было показано, что краевая ЭЛ (по крайней мере при низких температурах) может быть обусловлена аннигиляцией свободных экситонов. Кроме того, в [3] впервые была рассмотрена теоретически квантовая эффективность кремниевого светодиода и указано на необходимость оптимизации параметров диода.

В работах [4–9] проанализировано влияние экситонов на эффективное время жизни электронно-дырочных пар, краевую фотолуминесценцию, вольт-амперные характеристики и предельную эффективность фотоэлектрического преобразования в кремнии и в кремниевых барьерных структурах при комнатных температурах. При проведении анализа использовалось предположение, что в полупроводнике существуют две взаимно связанные подсистемы — электронно-дырочная и экситонная, а квазиравновесие между ними поддерживается в результате связывания электронно-дырочных пар в экситоны и распада экситонов на электронно-дырочные пары. В рамках данного подхода было показано, что эффективное время жизни электронно-дырочных пар в ряде практически важных случаев может определяться безызлучательной экситонной оже-рекомбинацией с участием глубоких центров, причем внутренний квантовый выход краевой фотолуминесценции при этом может до-

стигать 15%. В настоящей работе на основе результатов работ [4–6] проведен детальный анализ условий, при которых в кремниевых барьерных структурах диодного и  $p-i-n$ -типа достигаются наиболее высокие значения квантового выхода краевой ЭЛ. Конкретные количественные оценки выполнены для области комнатных температур.

## 2. Краевая электролюминесценция в прямо-смещенных кремниевых диодах

Рассмотрим случай, когда толщины  $n$ - и  $p$ -областей диода превышают длины диффузии электронов и дырок в указанных областях (это позволяет исключить влияние поверхностной рекомбинации). Будем также считать, что имеет место линейный случай по уровню возбуждения, т.е. выполнены неравенства  $n_n \gg p_n \exp(qV/kT)$ ,  $p_p \gg n_p \exp(qV/kT)$ , где  $n_n$  и  $p_p$  — концентрации основных носителей заряда в  $n$ - и  $p$ -областях,  $p_n$  и  $n_p$  — концентрации неосновных носителей заряда в них,  $q$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $V$  — приложенное к диоду напряжение. Плотность диффузионного тока в таком диоде определяется стандартным выражением

$$J = q \left( \frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \exp(qV/kT), \quad (1)$$

где  $L_p$  и  $L_n$ ,  $D_p$  и  $D_n$  — соответственно длины и коэффициенты диффузии неосновных носителей заряда в  $n$ - и  $p$ -областях. Выражения для  $L_p$  и  $L_n$  в случае линейных по уровню возбуждения условий могут быть записаны в виде [4,5]

$$L_p = \left\{ D_p \left[ \frac{1}{\tau_{rp}} + \left( A_i + \frac{1}{n^* \tau_x} \right) n_n + (C_n + C_p) n_n^2 \right]^{-1} \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

<sup>¶</sup> E-mail: sach@isp.kiev.ua

$$L_n = \left\{ D_n \left[ \frac{1}{\tau_{rn}} + \left( A_i + \frac{1}{n^* \tau_x} \right) p_p + (C_n + C_p) p_p^2 \right]^{-1} \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\tau_{rp}$  и  $\tau_{rn}$  — времена жизни Шокли–Рида–Холла для дырок и электронов в  $n$ - и  $p$ -областях соответственно,  $A_i$  — константа излучательной электронно-дырочной рекомбинации;  $n^* = (N_c N_v / N_x) \exp(-E_x/kT)$ ,  $N_c$ ,  $N_v$ ,  $N_x$  — эффективные плотности состояний электронов, дырок и экситонов,  $E_x$  — энергия связи экситона;  $\tau_x = (1/\tau_x^r + 1/\tau_x^n)^{-1}$ ,  $\tau_x^r$  — излучательное время жизни экситонов,  $\tau_x^n$  — безызлучательное время жизни экситонов, связанное с оже-рекомбинацией при участии глубокого объемного уровня.

Внутренний квантовый выход ЭЛ „длинного“ диода по току в общем случае может быть записан в виде

$$\eta = \frac{J - J_0}{J + J_r}, \quad (4)$$

где  $J_0$  получается из (1), если в  $L_p$  и  $L_n$  опустить слагаемые, связанные с  $A_i$  и  $1/n^* \tau_x^r$ , а  $J_r$  — плотность рекомбинационного тока в областях пространственного заряда (ОПЗ) диода.

Плотность тока ЭЛ в общем случае равна  $J - J_0$ . В условиях, когда слагаемые в круглых скобках выражений (2) и (3), связанные с излучательной рекомбинацией, малы по сравнению со слагаемыми, связанными с безызлучательной рекомбинацией, выражение для плотности тока ЭЛ сводится к виду

$$J_e = \frac{q}{2} n_i^2 (L_{p0} + L_{n0}) \left[ A_i + \frac{1}{n^* \tau_x^r} \right] \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (5)$$

Значения  $L_{p0}$  и  $L_{n0}$  могут быть определены из выражений для  $L_p$  и  $L_n$ , если в круглых скобках последних опустить слагаемые, связанные с излучательной рекомбинацией.

Внутреннюю квантовую эффективность ЭЛ мы определим в соответствии с [3] для случая, когда величиной  $J_r$  можно пренебречь по сравнению с  $J$ :

$$\eta = n_n p_p \frac{L_{p0} + L_{n0}}{D_p p_p / L_{p0} + D_n n_n / L_{n0}} \left( A_i + \frac{1}{n^* \tau_x^r} \right). \quad (6)$$

### 3. Краевая электролюминесценция в кремниевых $p-i-n$ -структурах

Теоретическое выражение для внутреннего квантового выхода краевой ЭЛ кремниевой  $p-i-n$ -структуры получим в предположении, что  $i$ -область легирована слабо, а уровень возбуждения является нелинейным, так что выполнены критерии  $p_n \exp(qV/kT) \gg n_n$ ,  $n_p \exp(qV/kT) \gg p_p$ . Кроме того, будем полагать, что толщина  $i$ -области  $d$  меньше длины диффузии дырок или электронов. Пренебрегая рекомбинацией электронно-дырочных пар на поверхностях  $p^+$ - и  $n^+$ -областей и рекомбинационным током в ОПЗ по сравнению с

диффузионным, для внутреннего квантового выхода в соответствии с [7] имеем

$$\eta = \left( A_i + \frac{1}{n^* \tau_x^r} \right) / \left[ \frac{1}{\tau_r} n_i^{-1} \exp\left(-\frac{qV}{2kT}\right) + A_i + \frac{1}{n^* \tau_x} + (C_n + C_p) n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \right]. \quad (7)$$

При этом плотность тока ЭЛ равна

$$J_e = qd \left( A_i + \frac{1}{n^* \tau_x^r} \right) n_i^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right), \quad (8)$$

где  $\tau_r$  — время жизни Шокли–Рида–Холла при высоком уровне возбуждения, а  $n_i$  — концентрация носителей заряда в собственном кремнии.

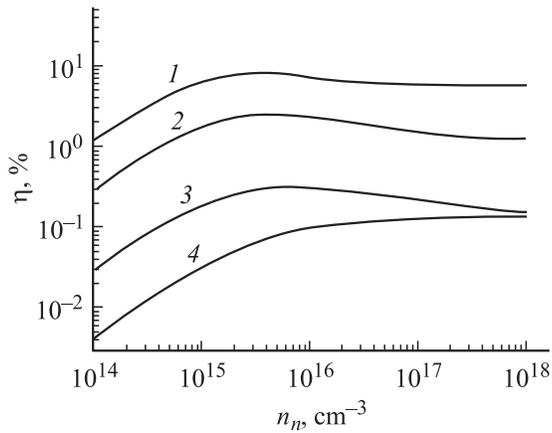
Отметим, что в рассматриваемом случае избыточная концентрация электронно-дырочных пар  $\Delta p$  определяется соотношением

$$\Delta p = n_i \exp(qV/2kT). \quad (9)$$

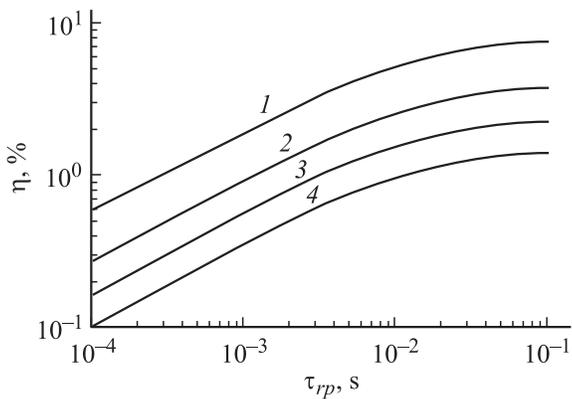
### 4. Результаты численных расчетов и их обсуждение

Численные оценки предельной эффективности краевой ЭЛ в кремниевых барьерных структурах с параметрами, приведенными в работе [4], выполним для случая комнатной температуры ( $T = 300$  К). В соответствии с результатами, полученными из анализа зависимости эффективного времени жизни электронно-дырочных пар в кремнии от уровня возбуждения, суммарная величина вероятностей краевой зона-зонной и экситонной рекомбинации  $A_i + 1/n^* \tau_x^r$  в кремнии равна  $2.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  [4]. Это значение совпадает с величиной, полученной в работе [10] с использованием принципа детального равновесия между поглощением и излучением (подход Русбрека–Шокли) и измеренной экспериментально в работе [11] спектральной зависимости коэффициента поглощения света в кремнии вблизи края собственного поглощения.

При расчетах использовались максимальные времена Шокли–Рида–Холла, достигнутые для дырок и электронов в кремнии  $n$ - и  $p$ -типа проводимости, равные  $4 \cdot 10^{-2}$  и  $7 \cdot 10^{-3}$  с соответственно. Величина  $1/n^* \tau_x^n$ , характеризующая безызлучательную экситонную оже-рекомбинацию в кремнии  $n$ -типа проводимости, полагалась равной  $2.7 \cdot 10^{-16} \tau_{rp}^{-1}$ , в то время как в материале  $p$ -типа проводимости безызлучательная экситонная оже-рекомбинация считалась отсутствующей. Для коэффициентов межзонной оже-рекомбинации электронов и дырок в кремнии использовались зависимость вида  $C_n = (2.8 \cdot 10^{-31} + 2.5 \cdot 10^{-22}/n^{1/2}) \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$  и значение  $C_p = 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ , а коэффициенты диффузии дырок и электронов полагались равными  $D_p = 10 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  и  $D_n = 25 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  соответственно.



**Рис. 1.** Зависимости внутреннего квантового выхода ЭЛ длинного диода от уровня легирования  $n$ -области при различных временах  $\tau_{rp}$  и  $\tau_{rn}$ . Концентрация дырок в  $p$ -области  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Соответственно  $\tau_{rp}$  и  $\tau_{rn}$ , с: 1 —  $4 \cdot 10^{-2}$ ,  $7 \cdot 10^{-3}$ ; 2 —  $10^{-2}$ ,  $10^{-3}$ ; 3 —  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$ ; 4 —  $10^{-4}$ ,  $10^{-4}$ .



**Рис. 2.** Зависимости внутреннего квантового выхода ЭЛ длинного диода от  $\tau_{rp}$  при различных временах жизни  $\tau_{rn}$ .  $n_n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $p_p = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .  $\tau_{rn}$ , с: 1 —  $7 \cdot 10^{-3}$ , 2 —  $10^{-3}$ , 3 —  $3 \cdot 10^{-4}$ , 4 —  $10^{-4}$ .

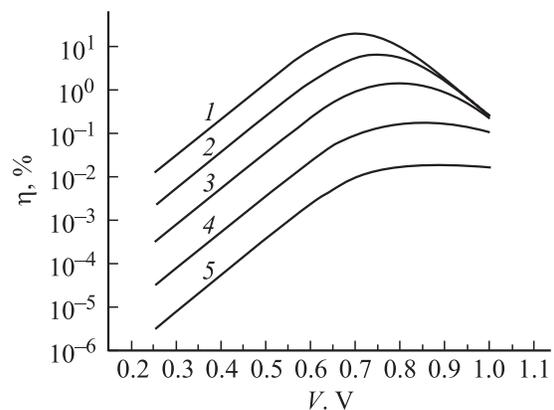
На рис. 1 построены рассчитанные с использованием выражения (6) и приведенных выше параметров зависимости квантовой эффективности ЭЛ кремниевых диодов  $\eta$  от уровня легирования  $n$ -области при различных концентрациях электронов в  $p$ -области (рекомбинацией в ОПЗ  $n$ - $p$ -перехода пренебрегалось). Как видно из рисунка, максимальное значение  $\eta$  составляет  $\sim 10\%$  и достигается при концентрациях легирующих примесей  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в  $n$ -области и  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  в  $p$ -области. Таким образом, оптимальные уровни легирования  $n$ - и  $p$ -областей кремниевого диода с предельной эффективностью электролюминесценции оказываются близкими к оптимальным уровням легирования объемных областей кремниевого солнечного элемента с предельно высокой эффективностью фотообразования [6]. Интересно отметить, что в данном случае суммарная величина  $L_{p0} + L_{n0}$  с учетом максимальных значений времен жиз-

ни Шокли–Рида–Холла для дырок в  $n$ -кремнии и для электронов в  $p$ -кремнии составляет  $\sim 1 \text{ см}$ .

На рис. 2 представлены зависимости  $\eta$  от времени жизни Шокли–Рида–Холла  $\tau_{rp}$  для дырок в  $n$ -области при ряде фиксированных значений  $\tau_{rn}$ . Видно, что по мере уменьшения величин  $\tau_{rp}$  и  $\tau_{rn}$  внутренний квантовый выход ЭЛ резко падает и при  $\tau_{rp} = \tau_{rn} = 10^{-5} \text{ с}$  оказывается меньше  $0.1\%$ . Вследствие этого в обычном кремнии, как правило, не удастся достичь больших значений эффективности красовой электролюминесценции или фотолюминесценции.

Отметим, что в случае высоких уровней возбуждения при проведении численных расчетов необходимо внести некоторые коррективы. Так, если  $i$ -область имеет электронную проводимость, а концентрация электронов в ней равна  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , то, как показывают расчеты, высокий уровень возбуждения реализуется при  $V \gtrsim 0.25 \text{ В}$ . Максимальное время жизни Шокли–Рида–Холла при этом мы будем считать равным  $4 \cdot 10^{-2} \text{ с}$ , а величину  $1/n^* \tau_x^n$ , характеризующую экситонную оже-рекомбинацию, равной  $1.3 \cdot 10^{-16} \tau_r^{-1}$  [4]. Отличие численного значения последнего параметра от использованного ранее связано с тем, что вероятность оже-процесса с выбросом дырки в кремнии, определяющая безызлучательную экситонную рекомбинацию при высоком уровне возбуждения, меньше, чем вероятность оже-процесса с выбросом электрона.

На рис. 3 приведены зависимости внутреннего квантового выхода ЭЛ от величины приложенного напряжения для тонких (по сравнению с длиной диффузии) кремниевых  $p$ - $i$ - $n$ -структур. Как видно из рисунка, предельная эффективность ЭЛ в  $p$ - $i$ - $n$ -структурах при использованных параметрах может достигнуть  $10\%$ , хотя, как и при линейном уровне возбуждения, она резко падает по мере уменьшения  $\tau_r$ . Максимум ЭЛ по мере уменьшения  $\tau_r$  сдвигается в область больших напряжений.



**Рис. 3.** Зависимости внутреннего квантового выхода ЭЛ  $p$ - $i$ - $n$ -структур от приложенного напряжения  $V$  при различных временах жизни  $\tau_r$  в  $i$ -области.  $\tau_r$ , с: 1 —  $4 \cdot 10^{-2}$ , 2 —  $7 \cdot 10^{-3}$ , 3 —  $10^{-3}$ , 4 —  $10^{-4}$ , 5 —  $10^{-5}$ .

Таким образом, результаты численных оценок с использованием параметров, приведенных в работе [4], показали, что в кремниевых диодных структурах толщиной  $\gtrsim 1$  см может быть достигнут предельный внутренний квантовый выход ЭЛ около 10%. Однако условия, налагаемые на длины диффузии дырок и электронов, при которых реализуется достаточно большой внутренний квантовый выход ЭЛ, практически исключают возможность их применения в микроэлектронике. С точки зрения практического использования в интегральных схемах более перспективными являются  $p-i-n$ -структуры, поскольку внутренний квантовый выход ЭЛ в них не зависит от толщины  $i$ -области.

## Список литературы

- [1] M.A. Green, J. Zhao, A. Wang, P.J. Reece, M. Gal. *Nature*, **412**, 805 (2001).
- [2] W.L. Ng, M.A. Lourenco, R.M. Gwilliam, S. Lewdain, G. Shao, K.P. Homewood. *Nature*, **410**, 192 (2001).
- [3] М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, Б.П. Захарченя, И.Н. Яссиевич. *Матер. совещ. „Нанофотоника-2003“* (2003) т. 1, с. 59; O.B. Gusev, M.S. Bresler, I.N. Yassievich, B.P. Zakharchenya. In: *Proc. NATO Workshop „Toward the First Silicon Laser“* (2002).
- [4] A.V. Sachenko, A.P. Gorban, V.P. Kostylyov. *Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron.*, **3**, 5 (2000).
- [5] A.V. Sachenko, Ju.V. Kryuchenko. *Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron.*, **3**, 150 (2000).
- [6] A.P. Gorban, A.V. Sachenko, V.P. Kostylyov, N.A. Prima. *Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron.*, **3**, 322 (2000).
- [7] А.В. Саченко, А.П. Горбань, В.П. Костылев. *Укр. физ. журн.*, **46**, 226 (2001).
- [8] A.V. Sachenko, N.A. Prima, A.P. Gorban, A.A. Serba. *Proc. 17th Eur. Photovolt. Solar Energy Conf.* (Munich, 2001) v. 1, p. 230.
- [9] A.P. Gorban, V.P. Kostylyov, A.V. Sachenko, V.V. Chernenko. *Proc. 17th Eur. Photovolt. Solar Energy Conf.* (Munich, 2001) v. 1, p. 234.
- [10] А.П. Горбань, В.А. Зуев, В.П. Костылев, А.В. Саченко, А.А. Серба, В.В. Черненко. *Оптоэлектрон. и полупроводн. техн.*, вып. 36, 161 (2001).
- [11] M.J. Keevers, M.A. Green. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 174 (1995).

Редактор Л.В. Шаронова

## On the quantum efficiency limit for band-edge electroluminescence in silicon barrier structures

A.V. Sachenko, A.P. Gorban, V.P. Kostylyov

Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
03028 Kiev, Ukraine

**Abstract** The quantum efficiency limit of electroluminescence in silicon diode structures and  $p-i-n$ -structures is calculated at room temperature. The internal quantum efficiency limit of electroluminescence is shown to be about 10% at optimal doping levels of the silicon diode  $n$ - and  $p$ -regions of about  $10^{15}$  and  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , respectively. It is shown that the internal quantum efficiency of electroluminescence in silicon barrier structures drastically drops as the Shockley–Reed–Hall lifetimes for electrons and holes reduce, the physics of exciton-related processes in silicon being very similar for electroluminescence, photoluminescence and photoconversion phenomena. It is stated that only electroluminescent  $p-i-n$  structures seem to be promising for usage in silicon ICs.