

# Краевая электролюминесценция в сильно легированных бором кремниевых $p^+ - n$ -диодах малой площади: анализ модельных представлений

© А.М. Емельянов<sup>†</sup>

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

(Получена 2 апреля 2012 г. Принята к печати 9 апреля 2012 г.)

Проведен анализ экспериментальных результатов и модельных представлений краевой электролюминесценции двух опубликованных исследований сильно легированных бором кремниевых  $p^+ - n$ -диодов малой площади. В одном исследовании предполагалось, что краевая электролюминесценция образуется в  $p^+$ -области, а в другом — в  $n$ -области диода. Доказано, что во втором случае действительно электролюминесценция возникала в  $n$ -области и была обусловлена в основном излучательной рекомбинацией свободных экситонов. Показано, что аналогичные модельные представления применимы и для другой работы. На основании нескольких независимых экспериментальных исследований (краевой фотолюминесценции и электролюминесценции, а также поглощения излучения свободными носителями заряда) доказано, что наблюдаемые в монокристаллическом кремнии при высоком уровне инжекции линейные или близкие к линейным зависимости интенсивности краевой люминесценции от интенсивности возбуждения обусловлены близкими к линейным зависимостями концентрации экситонов от концентрации свободных носителей заряда. Результаты работы могут позволить расширить возможности люминесцентных методов определения времен жизни носителей заряда на область высоких уровней инжекции.

## 1. Введение

Светоизлучающие кремниевые диоды интенсивно исследовались в последнее десятилетие в связи с возможностью использования их в оптоэлектронных устройствах. Особый интерес представляют диоды с малыми площадями  $p - n$ -переходов, пригодные для кремниевой микро- и нанoeлектроники. Модельные представления электролюминесценции (ЭЛ) таких диодов в области края фундаментального поглощения монокристаллического кремния (краевой люминесценции) у некоторых исследователей значительно различаются. В работе [1] были исследованы  $p^+ - n$ -диоды с концентрацией бора  $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  в  $p^+$ -областях, сформированных в монокристаллическом  $n$ -Si с удельным сопротивлением  $20 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Площади диодов составляли величины порядка десятых или сотых долей  $\text{мм}^2$ . По мнению авторов работы [1], использованная ими технология позволила сформировать квантовые ямы, окруженные сильно легированными  $p^+$ -областями. Интенсивное излучение прямосмещенных диодов на длине волны  $1126 \text{ нм}$  (максимум спектра при  $77 \text{ К}$ ) авторы интерпретировали как исходящее из  $p^+$ -областей, а доказательство этого состояло в наблюдении и анализе линейных зависимостей интенсивности ЭЛ от тока. Предложенная в [1] модель предполагает, что излучение возникает в результате донорно-акцепторной рекомбинации через состояния дипольных центров бора при участии мелких доноров фосфора. Авторы работ [2,3] исследовали краевую ЭЛ прямосмещенных  $p^+ - n$ -диодов с площадью сильно легированных бором ( $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ )  $p^+$ -областей  $0.008 \text{ мм}^2$ . Диоды были изготовлены в монокристаллическом  $n$ -Si с

удельным сопротивлением  $90 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . В [2,3] опубликованы спектры краевой ЭЛ, близкие к полученным в работе [1] по форме и положению максимумов спектральных кривых. Однако авторы [2,3] предполагали ЭЛ из  $n$ -областей диодов, которая, согласно [3–7], обусловлена в основном излучательной рекомбинацией свободных экситонов. Важно отметить, что как в работе [2], так и в многочисленных исследованиях краевой ЭЛ планарных  $p^+ - n$ - и  $n^+ - p$ -диодов (см., например, [8–10]) аналогично [1] наблюдались протяженные линейные участки зависимостей интенсивности ЭЛ от тока.

В настоящей работе представлены анализ вышеизложенных моделей и обоснования модельных представлений для работ [2,3] относительно области пространственной локализации и механизма краевой люминесценции диодов. Основное внимание уделено обоснованию близких к линейным участков зависимостей интенсивности ЭЛ от тока, альтернативному представленному в [1]. Поскольку аналогичные объяснения и модельные представления могут быть применены и к результатам работы [1], полученные в настоящей работе результаты позволили сделать заключение как минимум о практическом отсутствии доказательной базы основополагающих модельных представлений работы [1].

## 2. Методика проведения аналитических исследований и экспериментов

При сравнении моделей ЭЛ обычно в первую очередь сравнивают спектры ЭЛ, например, теоретические с экспериментальными. Однако, как было показано в [6],

<sup>†</sup> E-mail: Emelyanov@mail.ioffe.ru

сравнение спектров краевой ЭЛ монокристаллического кремния по положениям максимумов и ширинам спектров может давать ошибочные представления. Это связано, во-первых, с различным влиянием на спектры самопоглощения излучения при различных условиях вывода краевой ЭЛ из диода; теоретические модели, как правило, не позволяют учесть эти эффекты достаточно точно. Во-вторых, теоретическое описание обычно содержит определенные предположения и допущения, которые также могут влиять на правильность выводов. В работе [6] был предложен дифференциальный метод анализа спектров краевой люминесценции полупроводников, основанный на определении положения максимума производной спектра, и показано, что для монокристаллического кремния это положение практически не зависит от условий вывода излучения. Поэтому этот метод и был использован в настоящей работе для сравнения спектров ЭЛ, опубликованных в работах [1–3]. Спектры из [1] были отсканированы и затем представлены в виде цифровых данных с помощью специальной компьютерной программы. Затем по цифровым данным спектры были восстановлены и продифференцированы с помощью другой компьютерной программы.

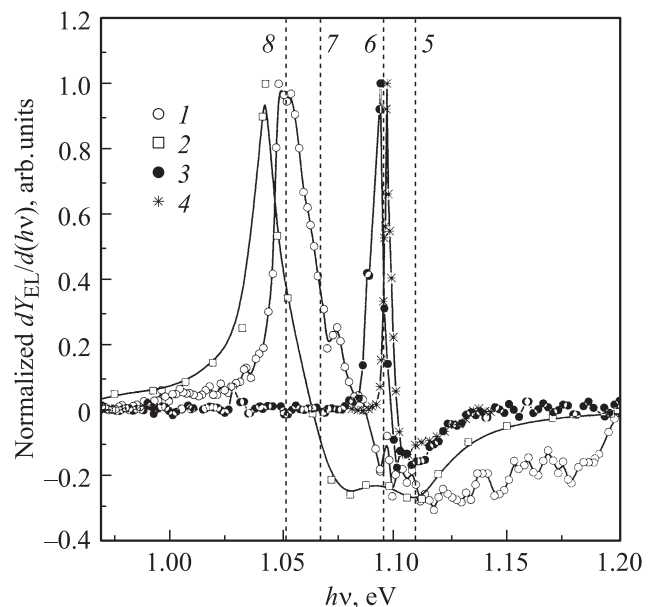
Для исследований фотолюминесценции (ФЛ) и поглощения на свободных носителях заряда использовалась термически окисленная в сухом кислороде пластина  $n$ -Si (20 Ом·см), толщиной 0.35 мм, ориентированная в плоскости (100). Термическое окисление пассивировало поверхность кремния для предотвращения существенной поверхностной рекомбинации. ФЛ возбуждалась излучением лазера с длиной волны 660 нм и максимальной мощностью 60 мВт. Излучение лазера фокусировалось на поверхности образца в пятно диаметром  $\sim 1.5$  мм. Кинетика ФЛ регистрировалась на осциллографе с использованием кремниевого или германиевого фотодиода при постоянной времени реакции регистрирующего устройства  $\sim 1$  мкс. Лазерное излучение подавалось на образец в виде импульсов длительностью 0.3–0.5 мс с частотой 10 Гц.

При измерениях наведенного лазерным излучением поглощения на свободных носителях заряда с лицевой стороны образец освещался излучением от лампы накаливания. С обратной стороны напротив места падения луча лазера помещался германиевый фотодиод, фотоприемная площадка которого была закрыта тонкой ( $\sim 0.5$  мм) полированной пластиной из монокристаллического германия. Таким образом, в экспериментах исследовалось созданное лазерным излучением поглощение свободными носителями заряда на длинах волн из области края фундаментального поглощения Ge. Поглощение свободными носителями определялось по величине изменения тока фотодиода во время импульсов лазерного облучения.

Выполненные в работе эксперименты были проведены при комнатной температуре.

### 3. Анализ краевой электролюминесценции в $p^+ - n$ -диодах

На рис. 1 представлены спектры производных опубликованных в [1–3] экспериментальных зависимостей интенсивности краевой ЭЛ  $Y_{EL}$  от энергии квантов излучения  $h\nu$ . Зависимости 1 и 2 измерялись при комнатной температуре, 3 — при 80 К, 4 — при 77 К. Кривые 1, 3 относятся к результатам работ [2,3], а 2, 4 — к результатам работы [1]. Вертикальными прямыми 6–8 показаны энергии квантов, которые, согласно измерениям фундаментального поглощения монокристаллического кремния [11], соответствуют: 5 — краю поглощения при 80 К с участием одиночных ТО-фононов и с образованием свободных носителей заряда; 6 — краю поглощения при 80 К с участием одиночных ТО-фононов и с образованием свободных экситонов; 7 — краю поглощения при 300 К с участием одиночных ТО-фононов и с образованием свободных носителей заряда; 8 — краю поглощения при 300 К с участием одиночных ТО-фононов и с образованием свободных экситонов. В соответствии с методикой анализа производных спектров краевой люминесценции, описанной в [6], основные максимумы спектров, полученных в работах [2,3], обусловлены излучательной рекомбинацией свободных экситонов в кремнии с участием ТО-фононов. Кроме основных максимумов в спектрах присутствует относительно слабое излучение, обусловленное излучательной рекомбинацией экситонов с участием в актах рекомбинации двух и более ТО-фононов, а также других фононов [6]. Аналогичный вывод можно сделать относительно измеренного



**Рис. 1.** Производные спектральных кривых, полученных в работах [2,3] (1, 3) и [1] (2, 4). Измерения при комнатной температуре (1, 2) и вблизи температуры жидкого азота (3, 4). Вертикальными прямыми отмечены энергии квантов  $h\nu = 1.11$  (5), 1.095 (6), 1.067 (7) и 1.052 эВ (8).

при 77 К спектра ЭЛ с максимумом на 1126 нм из работы [1]. Несколько более широкий максимум для кривой 3 по сравнению с кривой 4 может быть связан с тем, что в работе [3], кроме излучения свободных экситонов, определенный вклад вносила излучательная рекомбинация в областях базы, где существовала электронно-дырочная плазма. Максимум кривой 2 на рис. 1 довольно значительно (на 9 мэВ) сдвинут в область меньших энергий квантов относительно края поглощения кремния с образованием свободных экситонов при 300 К. Как следует из описания методики проведения экспериментов работы [1], измерения ЭЛ в этой работе проводились в режиме стабилизации тока. В таком случае при малых площадях диодов вследствие больших плотностей тока имеет место значительный локальный разогрев. Мы наблюдали этот эффект при выполнении работ [2,3]. Поэтому в [2,3] ЭЛ возбуждалась импульсами тока небольшой длительности и с большими периодами следования. Из положения максимума кривой 2 на рис. 1 и температурной зависимости ширины запрещенной зоны кремния из работы [11] следует, что протекающий ток должен был повысить локально температуру на  $\sim 35$  К.

Анализ полученных в [2] экспериментальных данных позволяет однозначно сделать вывод, что наблюдавшееся в этой работе излучение исходило из  $n$ -областей исследованных  $p^+-n$ -диодов, а не из  $p^+$ -областей, как интерпретировали свои эксперименты авторы [1]. Действительно, хорошо известно (см., например, [12]), что из-за эффекта оже-рекомбинации времена жизни электронов ( $\tau_e$ ) в  $p^+$ -областях при концентрациях ионов бора  $\gtrsim 10^{21}$  см $^{-3}$  находятся в диапазоне наносекунд и менее. Это означает, что при таком легировании бором кинетика спада краевой ЭЛ Si в  $p^+$ -области должна характеризоваться постоянной времени спада из этого диапазона величин  $\tau_e$ . Однако в работе [2] постоянная времени спада ЭЛ на линейном участке зависимости интенсивности ЭЛ от тока составляла  $\sim 35$  мкс, что характерно для времен жизни дырок ( $\tau_p$ ) в относительно слабо легированной  $n$ -области. Отметим также, что в работе [1] кинетика краевой ЭЛ не исследовалась, что является очевидным недостатком доказательной базы этой работы.

Авторы [1] считают, что интенсивная краевая люминесценция в монокристаллическом кремнии обусловлена присутствием в нем бора. На этом основаны их модельные представления. Однако самая высокая внешняя квантовая эффективность ( $\eta_{\text{ext}}$ ) краевой люминесценции монокристаллического кремния ( $\sim 6\%$  при комнатной температуре и  $\sim 10\%$  при 130 К) была достигнута при исследованиях фотолюминесценции (ФЛ) в монокристаллическом  $n$ -Si при отсутствии какого-либо легирования бором [13]. Кроме того, в работе [13] наблюдались участки зависимостей  $\eta_{\text{ext}}$  от мощности ( $P$ ) возбуждающего ФЛ излучения, на которых  $\eta_{\text{ext}}$  практически не зависела от  $P$ . Соответственно на этих участках имели место и близкие к линейным зависимости интенсивности ФЛ от  $P$ . В работе [13] так же, как и в [1], наблюдался

максимум на зависимости  $\eta_{\text{ext}}$  от температуры, но не при  $\sim 150$  К (как в [1]), а при  $\sim 130$  К. В работе [14] аналогичный максимум при исследованиях краевой ЭЛ в планарном кремниевом  $p^+-n$ -диоде наблюдался при  $\sim (200-300)$  К. Наличие и положение максимума, в отличие от [1], обычно объясняют зависимостями времени жизни носителей заряда и излучательного времени жизни экситонов от температуры. Изложенные в [1] экспериментальные результаты дают основание считать, что и в [1] максимум обусловлен этими же причинами, а совсем не теми, которые описаны в [1].

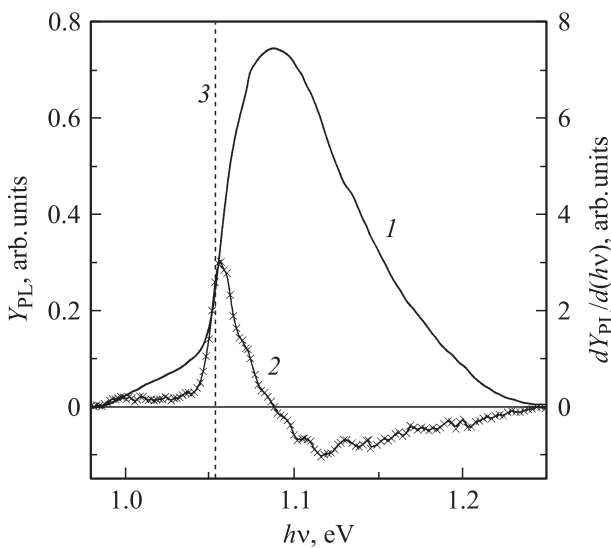
#### 4. О причинах линейных зависимостей интенсивности краевой люминесценции монокристаллического кремния от интенсивности возбуждения в условиях высокого уровня инжекции

В данной работе были выполнены эксперименты, которые подтверждают наличие и для  $n$ -кремния близких к линейным участков зависимостей интенсивности краевой люминесценции от интенсивности ее возбуждения, а также выявляют причины их образования в условиях высокого уровня инжекции. Следует отметить, что для низкого уровня инжекции, когда концентрация инжектированных из  $p-n$ -перехода или созданных светом неосновных носителей заряда значительно меньше концентрации легирующей примеси, объяснение указанных линейных участков в рамках существующих теоретических представлений не представляет сложностей. В этом режиме концентрация обеспечивающих ЭЛ или ФЛ экситонов ( $n_{\text{ex}}$ ) и определяемая формулой

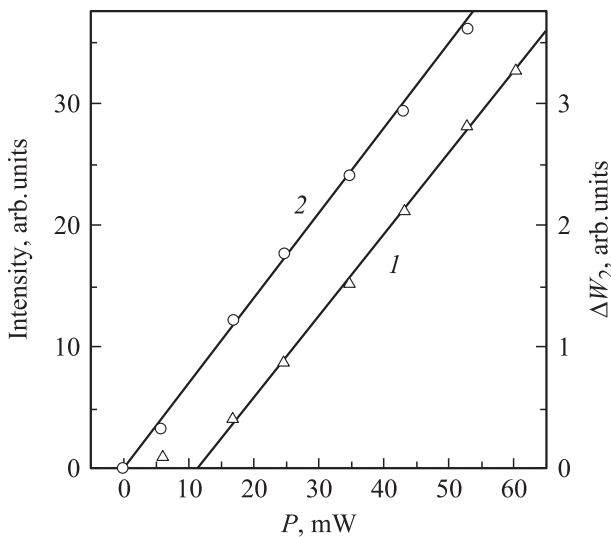
$$R = n_{\text{ex}}/\tau_{\text{rad}} \quad (1)$$

скорость  $R$  излучательной рекомбинации через свободные экситоны в единице объема прямо пропорциональны концентрации неосновных носителей заряда, которая в условиях рекомбинации Шокли-Рида-Холла (при постоянной величине времени жизни) в свою очередь прямо пропорциональна интенсивности возбуждения люминесценции. В формуле (1)  $\tau_{\text{rad}}$  — излучательное время жизни свободных экситонов. Линейная зависимость интенсивности краевой люминесценции кремния лежит в основе разработанных к настоящему времени люминесцентных методов измерения эффективных времен жизни носителей заряда в кремнии при низком уровне инжекции (см., например, [15–17]). По существу модельные представления авторов [1] означают ошибочную интерпретацию результатов своих исследований авторами ряда таких работ.

Для экспериментов в настоящей работе использовалась описанная выше окисленная пластина  $n$ -Si, не



**Рис. 2.** Зависимость интенсивности краевой ФЛ  $Y_{PL}$  исследованного образца (1) и ее производной  $dY_{PL}/d(h\nu)$  (2) от энергии квантов излучения  $h\nu$ . Вертикальной прямой (3) отмечена энергия квантов  $h\nu = 1.054$  эВ.



**Рис. 3.** Зависимости от мощности падающего на образец лазерного излучения  $P$  интегральной интенсивности краевой ФЛ (1) и величины  $\Delta W_2$ , поглощения излучения в образце на свободных носителях заряда (2).

содержащая областей, легированных бором. Спектр краевой ФЛ исследованной структуры при 294 К (кривая 1) вместе с его производной (кривая 2) представлен на рис. 2. На линейном участке зависимости интенсивности ФЛ от  $P$  нормированный на максимальную интенсивность спектр ФЛ по форме не зависел от величины  $P$ . Положение максимума производной спектра ФЛ в пределах погрешностей экспериментов совпадает с отмеченной прямой 3 энергией квантов света, соответствующей краю поглощения в кремнии при 294 К с участием одиночных ТО-фононов и с обра-

зованием свободных экситонов, т.е. исследованная ФЛ обусловлена в основном излучательной рекомбинацией свободных экситонов. На рис. 3 (данные 1) представлена зависимость интенсивности краевой ФЛ структуры от мощности лазерного излучения, падающего на образец. Как видно, после начального сверхлинейного участка наблюдается практически линейная зависимость интенсивности краевой ФЛ от  $P$ . Кинетика спада ФЛ на порядок величины на линейном участке зависимости интенсивности ФЛ от  $P$  аппроксимировалась экспонентой с постоянной времени  $\sim (66-68)$  мкс, которая практически не зависела от величины  $P$ . Как показывают оценки, основанные на определении времени жизни носителей заряда из кинетики ФЛ и кинетики спада поглощения зондирующего излучения свободными носителями заряда, на этих линейных участках средняя концентрация созданных лазерным излучением носителей заряда значительно (более чем на порядок) превышала концентрацию ионизованной примеси (фосфора) в исследованной пластине  $n$ -Si. Это означает, что на этом участке реализовывались условия высокого уровня инжекции, когда концентрацию неосновных носителей заряда можно полагать практически равной концентрации основных. Поэтому в данном случае не подходят общеизвестные для случая низкого уровня инжекции объяснения линейной зависимости интенсивности краевой люминесценции от интенсивности ее возбуждения. Некоторые исследователи связывали линейный характер зависимости интенсивности краевой ЭЛ от тока с изменением степени неоднородности прямого тока через  $p$ - $n$ -переход. Однако такие объяснения принципиально возможны только для планарных диодов достаточно большой площади. Для ЭЛ диодов такой малой площади, как исследованные в [1-3], и тем более для краевой ФЛ монокристаллического кремния, исследованной в настоящей работе и, например, в работе [7], такие представления неприменимы.

Для выяснения причин представленной на рис. 3 линейной зависимости интенсивности краевой ФЛ от  $P$  были исследованы зависимости количества создаваемых лазерным излучением свободных неосновных носителей заряда от величины  $P$ . Для этого были проведены измерения поглощения свободными носителями заряда инфракрасного излучения из области прозрачности кремния. Обработка таких измерений проводилась с использованием опубликованной в [18] теории, доработанной автором с учетом особенностей экспериментов. Падающая на образец мощность излучения ( $W$ ) из области края фундаментального поглощения германия связана с прошедшей через пластину мощностью ( $W_1$ ) соотношением

$$W_1 = W(1 - R_1)(1 - R_2) \exp(-kL)[1 + R_2^2 \exp(-2kL)], \quad (2)$$

где  $R_1$  — коэффициент отражения излучения от внешней поверхности образца,  $R_2$  — коэффициент отражения излучения, падающего на поверхность кремния изнутри,

$L$  — толщина кремниевой пластины,  $k$  — эффективный коэффициент поглощения на свободных носителях. Раскладывая в выражении (2) экспоненты в ряды, с учетом малости величины  $kL$  (по оценкам  $< 0.005$ ) получим:

$$\begin{aligned} W - W_1 &= W[1 - (1 - R_1)(1 - R_2)(1 - kL)] \\ &\times [1 + R_2^2 - kL2R_2^2] = \Delta W_1 + \Delta W_2(kL) \\ &= \Delta W_1 + W(1 - R_1)(1 - R_2)(1 + 3R_2^2)kL. \end{aligned} \quad (3)$$

В соответствии с описанными выше условиями измерения поглощения на свободных носителях величина  $\Delta W_2$ , обусловленная образованием свободных носителей заряда, пропорциональна измеряемой с помощью осциллографа амплитуде импульсов фототока Ge-фотодиода при импульсном воздействии на образец излучением лазера. Как видно из (3), величина  $\Delta W_2$  пропорциональна и величине  $kL$ . Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 3 (зависимость 2). Величина  $\Delta W_2$ , обусловленная образованием свободных носителей заряда, практически линейно зависела от  $P$  во всем исследованном диапазоне  $P$ .

Теоретическое выражение для  $kL$ , учитывающее неоднородное распределение свободных носителей заряда по толщине кремниевой пластины, было получено в работе [18]. Согласно [18],

$$kL = \int_0^L \alpha(x) dx, \quad (4)$$

где  $\alpha$  — коэффициент поглощения кремния на свободных носителях,  $x$  — расстояние от облучаемой поверхности Si. Величина  $\alpha$  находится по формуле [18]

$$\alpha(x) = \sigma_{n+p} \Delta p(x), \quad (5)$$

где  $\Delta p(x)$  — изменение концентрации дырок в результате лазерного облучения,  $\sigma_{n+p}$  — суммарное сечение поглощения электроном и дыркой на длине волны зондирующего света;  $\sigma_{n+p} = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$  для использованного в [18] света спектрального состава 1.8–2.5 мкм, что близко к спектральному составу света в области края фундаментального поглощения Ge, который использовался в настоящей работе. Кинетические измерения времени жизни носителей заряда в исследованном образце позволили найти и их диффузионную длину ( $L_p$ ), которая примерно совпала с толщиной кремниевой пластины. С учетом этого, а также того обстоятельства, что глубина проникновения в кремний основной части использованного в работе лазерного излучения не превышала 1% от этой величины, для вычислений  $\Delta p(x)$  применялась опубликованная в [19] формула, описывающая распределение носителей заряда по толщине тонкой базы диода с блокирующим контактом к базе:

$$\Delta p(x) = \Delta p_1 \text{ch}[(x - L)/L_p] / \text{ch}(L/L_p), \quad (6)$$

где  $\Delta p_1$  — концентрация созданных в кремнии (в описываемой работе лазерным излучением) свободных дырок

около поверхности, где  $x = 0$ . Подставляя (6) и (5) в (4), получим

$$kL = \sigma_{n+p} \Delta p_1 L_p \text{th}(L/L_p). \quad (7)$$

В соответствии с [19] величина  $\Delta p_1$  может быть найдена по формуле

$$\Delta p_1 = \beta P L_p / D_p, \quad (8)$$

где  $\beta$  — коэффициент, не зависящий от  $L_p$  и  $\tau_p$ ;  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок. Тогда, подставляя (8) в (7), с учетом  $L_p = (\tau_p D_p)^{0.5}$  получаем

$$kL = \sigma_{n+p} \beta P \tau_p \text{th}[L/(D_p \tau_p)^{0.5}]. \quad (9)$$

Таким образом, если  $\Delta W_2$  (и в соответствии с (3)  $kL$ ) линейно зависят от  $P$ , то из (9) следует линейный характер рекомбинации, при котором время жизни дырок  $\tau_p$  не зависит от  $P$ .

Линейный характер рекомбинации независимо подтверждают и измерения кинетики спада ФЛ на линейном участке кривой 1 на рис. 3. Поскольку время установления равновесной концентрации экситонов значительно меньше  $\tau_p$ , независимость постоянной времени спада на порядок величины интенсивности ФЛ от  $P$  означает и независимость от  $P$  величины  $\tau_p$ .

При линейном характере рекомбинации из (6), (8) и

$$P = \gamma \int_0^L \Delta p(x) dx / \tau_p \quad (10)$$

(где  $\gamma$  — коэффициент) следует, что величины  $\Delta p(x)$  пропорциональны  $P$ . С другой стороны, из вышеизложенного следует, что и величины  $n_{\text{ex}}(x)$  пропорциональны  $P$ . Действительно, при одной и той же  $n_{\text{ex}}$  величина мощности краевой ФЛ, поступающей на фотоприемную площадку из единицы объема, зависит от расстояния излучающего объема от поверхности образца. Это связано с самопоглощением краевой ФЛ в кремнии. Отсутствие изменения формы нормированного спектра ФЛ при изменении величины  $P$  на линейном участке кривой 1 на рис. 3 означает, что изменение функции распределения свободных экситонов при изменении  $P$  сводится только к пропорциональному изменению  $n_{\text{ex}}(x)$  для всех расстояний от поверхности образца. Соответственно величины  $n_{\text{ex}}(x)$  пропорциональны  $\Delta p(x)$ . По оценкам автора, близкая к линейной зависимость интенсивности ФЛ от  $P$  (и соответственно  $n_{\text{ex}}(x)$  от  $\Delta p(x)$ ) в исследованном образце началась при средних концентрациях дырок  $\sim (1-2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Представленная выше методика анализа позволяет сделать вывод о линейной зависимости  $n_{\text{ex}}$  от  $\Delta p$  (в условиях высокого уровня инжекции и линейной зависимости интенсивности ЭЛ от тока) и на основании экспериментальных результатов, описанных в работе [2]. В этой работе исследовался диод, который относится к категории точечных. В отличие от планарных диодов, распределение свободных носителей и экситонов в точечных диодах описывается с использованием не расстояния ( $x$ ) от  $p$ - $n$ -перехода, а радиуса ( $r$ ) полусферы

с центром, совпадающим с центром точечного эмиттера [19]. Действительно, аналогично вышеизложенному, прямая пропорциональная зависимость между  $n_{ex}(r)$  и  $\Delta p(r)$  на линейном участке зависимости интенсивности ЭЛ от величины прямого тока ( $I_{dc}$ ) следует из описанной в [2] практической независимости формы нормированного спектра ЭЛ и постоянной времени спада ЭЛ от  $I_{dc}$ , а также из функции распределения в базе точечного диода инжектированных дырок [19]:

$$\Delta p(r) = I_{dc} r_0^2 \exp[-(r - r_0)/(D_p \tau_p)^{0.5}] / s q r D_p, \quad (11)$$

где  $s$  — площадь  $p-n$ -перехода,  $r_0 = (s/2\pi)^{0.5}$  — эффективный радиус. Из (11) следует, что в условиях линейной рекомбинации при  $\tau_p = \text{const}$   $\Delta p$  прямо пропорциональна току.

## 5. Заключение

Проведенный анализ показал, что описанная в работах [2,3] краевая ЭЛ кремниевых сильно легированных бором  $p^+ - n$ -диодов малой площади имела место в  $n$ -областях и была обусловлена в основном излучательной рекомбинацией свободных экситонов. Такой же вывод следует и из анализа измеренного в работе [1] при 77 К спектра ЭЛ с максимумом на 1126 нм. Аналогичный вывод можно сделать и относительно спектральной кривой, полученной в [1] при комнатной температуре, если предположить локальный разогрев образца постоянным током. Из анализа нескольких различных независимых экспериментальных исследований доказано, что линейные или близкие к линейным участки зависимостей интенсивности краевой люминесценции монокристаллического кремния от интенсивности ее возбуждения в условиях высокого уровня инжекции обусловлены излучательной рекомбинацией в основном через свободные экситоны и наличием при высоком уровне инжекции линейных или близких к линейным участков зависимостей концентрации свободных экситонов от концентрации свободных носителей заряда. Тем самым доказана как минимум неоднозначность практически единственного основополагающего обоснования модельных представлений [1]. Полученные результаты открывают перспективу развития люминесцентных методов измерения эффективных времен жизни носителей заряда и в условиях высокого уровня инжекции.

Автор благодарен В.Б. Шуман за техническую помощь.

## Список литературы

- [1] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, Р.В. Кузьмин, А.М. Маляренко, В.А. Машков. ФТП, **46**, 289 (2012).
- [2] А.М. Емельянов, В.В. Забродский, Н.В. Забродская, Н.А. Соболев, В.Л. Суханов. ФТП, **40**, 882 (2006).
- [3] А.М. Емельянов. ФТП, **42**, 1375 (2008).
- [4] А.М. Емельянов. Письма ЖТФ, **30** (22), 75 (2004).
- [5] А.М. Емельянов. Письма ЖТФ, **35** (6), 9 (2009).
- [6] А.М. Емельянов. ФТП, **44**, 1170 (2010).
- [7] А.М. Емельянов. ФТП, **45**, 823 (2011).
- [8] W. Michaelis, M.H. Pilkuhn. Phys. Status Solidi, **36**, 311 (1969).
- [9] Th. Dittrich, V.Yu. Timoshenko, J. Rappich, L. Tsybeskov. J. Appl. Phys., **90**, 2310 (2001).
- [10] N.F. Sobolev, A.M. Emel'yanov, E.I. Shek, V.I. Vdovin. Physica B: Condens. Matter, **340–342**, 1031 (2003).
- [11] W. Bludau, A. Onton, W. Heinke. J. Appl. Phys., **45**, 1846 (1974).
- [12] M.S. Tyagi, R. Van Overstraeten. Sol. St. Electron., **26**, 577 (1983).
- [13] T. Trupke, J. Zhao, A. Wong, R. Corkish, M.A. Green. Appl. Phys. Lett., **82**, 2996 (2003).
- [14] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев, Е.И. Шек. ФТТ, **46**, 44 (2004).
- [15] R.A. Bardos, T. Trupke, M.C. Schubert, T. Roth. Appl. Phys. Lett., **88**, 053 504 (2006).
- [16] M.D. Abbott, J.E. Cotter, F.W. Chen, T. Trupke, R.A. Bardos, K.C. Fisher. J. Appl. Phys., **100**, 114 514 (2006).
- [17] T. Trupke, R.A. Bardos, M.C. Schubert, W. Warta. Appl. Phys. Lett., **89**, 044 107 (2006).
- [18] Л.М. Блинов, Е. Бобров, В.С. Вавилов, Г.Н. Галкин. ФТТ, **9**, 3221 (1967).
- [19] Ю.П. Носов. *Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме* (М., Наука, 1968).

Редактор Л.В. Шаронова

## The edge electroluminescence in small area silicon $p^+ - n$ diodes heavily doped with boron: the analysis of modelling representations

A.M. Emel'yanov

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The analysis of experimental results and modelling representations of the edge electroluminescence of two earlier published researches of small area silicon  $p^+ - n$  diodes heavily doped with boron is carried out. In one research it was supposed, that edge electroluminescence was formed in the  $p^+$ -areas, and in the other — in the  $n$ -area of the diode. It is proved, that in the second case really electroluminescence arose in  $n$ -area and it has been caused basically by radiative recombination of free excitons. It is shown, that similar modelling representations are applicable and for the other work. On the basis of some independent experimental researches (edge electroluminescence and photoluminescence, absorption of radiation on free charge carriers) it is proved, that observable in monocrystalline silicon at a high level of injection linear or close to linear dependences of edge luminescence intensity on intensity of excitation are caused by close to linear dependence of free exciton concentration on concentration of free charge carriers. Results of the work allow to expand opportunities of luminescent methods of definition of charge carriers lifetimes to high levels of injection.