

Краевая электролюминесценция монокристаллического кремния при температуре 80 К: структуры на основе высокоэффективного солнечного элемента

© А.М. Емельянов

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

E-mail: Emelyanov@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 26 марта 2008 г.)

В широком диапазоне импульсных токов при температуре 80 К исследованы спектральные, кинетические и мощностные характеристики краевой электролюминесценции кремниевых светодиодов с излучающей площадью 0.055 cm^2 , полученных путем резки высокоэффективного солнечного элемента. В отличие от ряда исследованных ранее и менее эффективных кремниевых светодиодов внешняя квантовая эффективность при фиксированном токе была выше при 80 К, чем при 300 К, и достигала максимальной величины около 0.4%. Несмотря на проявление механизма Оже-рекомбинации, при импульсном токе 12 А достигнута рекордная мощность излучения с единицы площади $P = 0.2 \text{ W/cm}^2$. Показано, что достижение этой рекордной величины в значительной мере связано с изменением механизма излучательной рекомбинации при больших токах. Анализируются условия перехода от люминесценции свободных экситонов к люминесценции электронно-дырочной плазмы.

Работа была частично поддержана РФФИ (грант № 04-02-16935).

PACS: 78.60.Fi, 78.60.-b, 78.55.Ap

1. Введение

Монокристаллический кремний (*c*-Si) многие годы является одним из основных материалов полупроводниковой техники. Но лишь относительно недавно экспериментально была доказана возможность создания на его основе высокоэффективных и достаточно мощных светодиодов, излучающих в области межзонных переходов [1,2]. Например, в [1] при комнатной температуре была достигнута величина внешней квантовой эффективности (η_{ext}) краевой (в области межзонных переходов) электролюминесценции (ЭЛ) *c*-Si около 0.6% при площади излучающей поверхности $s \approx 4 \text{ cm}^2$, а в [2] — $\sim 0.85\%$ при $s \approx 21 \text{ cm}^2$. Столь высокие для непрямозонных полупроводников величины η_{ext} были получены за счет использования высококачественных пластин *c*-Si с большими временами жизни неосновных носителей заряда, применение технологий, обеспечивающих высокие значения времен жизни и в готовом приборе, пассивации поверхности кремния и специальной конструкции диода для минимизации рекомбинации на границах раздела. Кроме того, использовалось текстурирование поверхности для значительного (по оценкам авторов [1] — примерно на порядок) увеличения внешнего квантового выхода по отношению к η_{ext} аналогичного светодиода с нетекстурированной поверхностью. Оказалось, что перечисленными свойствами обладают высокоэффективные (с рекордной эффективностью около 25%) солнечные элементы [1]. Именно при включении их *p*-*n*-переходов в прямом направлении и были получены рекордные величины η_{ext} . Недавно при комнатной температуре были достигнуты и очень высо-

кие для краевой ЭЛ в непрямозонных полупроводниках мощностные характеристики Si-светодиодов с краевой ЭЛ [2], сопоставимые с аналогичными характеристиками светодиодов на основе прямозонных полупроводников. Например, при комнатной температуре и импульсном токе 10 А достигнута интегральная мощность краевой ЭЛ $W = 8 \text{ mW}$ при $\eta_{\text{ext}} \approx 0.11\%$ и излучающей площади структуры $s \approx 0.85 \text{ cm}^2$, а также мощность излучения с единицы площади $P = 65 \text{ mW/cm}^2$ при $\eta_{\text{ext}} \approx 0.05\%$ и $s \approx 0.055 \text{ cm}^2$ [2].

По материалам предшествующих публикаций (см., например, [1,3–8]) можно провести сравнение квантовой эффективности краевой ЭЛ в диодах на основе *c*-Si при различных температурах, в том числе при $T \cong 300 \text{ K}$ (η^{300}) и $T \cong 80 \text{ K}$ (η^{80}). Во всех указанных работах (в том числе для высокоэффективных светодиодов на основе солнечных элементов) выполнялось соотношение $\eta^{300} > \eta^{80}$, что объясняется значительным уменьшением времен жизни неосновных носителей заряда (включая связанные в экситоны) со снижением температуры [3,5]. Но в публикациях отсутствуют результаты исследования краевой ЭЛ при $T \approx 80 \text{ K}$ в высокоэффективных кремниевых светодиодах в широком диапазоне прямых токов, когда можно ожидать проявления Оже-рекомбинации и изменения механизма ЭЛ. Нам известны результаты подобных исследований при возбуждении *c*-Si электронным лучем и при значительно меньшей величине квантовой эффективности [9,10]. Задачей настоящей работы являлось впервые при $T = 80 \text{ K}$ в широком диапазоне токов исследовать характеристики кремниевых высокоэффективных светодиодов небольшой площади, приближенной к обычным размерам

промышленных светодиодов, изготовленных путем резки солнечного элемента большой площади. В планы работы также входило сравнение полученных результатов с ранее опубликованными и относящимися к предмету исследований.

2. Методика проведения экспериментов

Для создания светодиодов использовался кремниевый солнечный элемент размерами 3.5×6 см, изготовленный на монокристаллической пластине p -Si. Его конструкция и технология были описаны в работе [1] и соответствовали конструкции и технологии высокоэффективных солнечных элементов. Они обеспечивали сочетание малой плотности центров безызлучательной рекомбинации и специальное, с использованием нанотехнологий, текстурирование поверхности для значительного увеличения отношения внешнего квантового выхода ЭЛ к внутреннему. Помимо текстурирования и антиотражающего покрытия лицевая сторона Si-пластины содержала сформированные с шагом около 1 мм, параллельно меньшей стороне солнечного элемента тонкие (шириной менее 0.1 мм) сильнолегированные n^+ -полосы. Сверху эти полосы были металлизированы и по краю пластины соединены между собой металлической шиной. Si-светодиоды изготовлены путем резки солнечного элемента. Исследования выполнены на структурах прямоугольной формы с гранями, параллельными или перпендикулярными длинным сторонам металлизированных n^+ -слоев. Структуры соответствовали по конструкции изображенной на рис. 1 в работе [1] и содержали 2 металлизированные полосы $n^+ - p$ -переходов, соединенные с одной стороны металлической шиной. Общая площадь структуры, на которой были получены описанные далее результаты, составляла $0.4 \times 0.25 = 0.1$ см², а площадь излучающей (неметаллизированной) и почти квадратной поверхности светодиода — $s \approx 0.055$ см². Максимальная величина η_{ext} солнечного элемента до резки при комнатной температуре достигала рекордной величины $\sim 0.85\%$.

При измерениях спектров ЭЛ излучение с текстурированной поверхности фокусировалось линзовой системой на входную щель монохроматора и на его выходе регистрировалось InGaAs-неохлаждаемым диодом (с разрешением 2 мм). Использовались селективный нановольтметр и компьютерная обработка выходного сигнала. Спектры были скорректированы с учетом спектральной характеристики фотоприемника и всего оптического тракта. Кинетика ЭЛ измерялась с применением работающего при комнатной температуре Ge-фотоприемника, обеспечивающего постоянную времени реакции на прямоугольный световой импульс 1 мкс. Для возбуждения ЭЛ к диоду прикладывалось импульсное напряжение с частотой 32 Hz. Импульсы имели прямоугольную форму

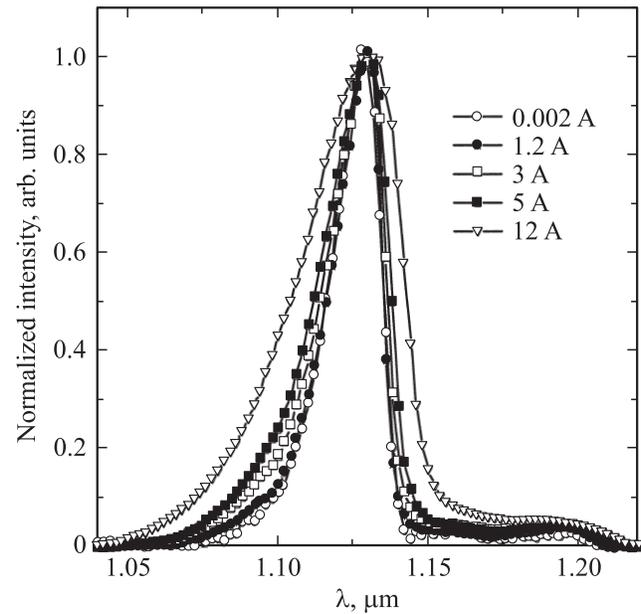


Рис. 1. Измеренные при 80 K и различных токах спектры ЭЛ светодиода.

при длительности 0.5 ms и временах нарастания и спада $< 1 \mu\text{s}$. Максимальная величина импульсного прямого тока достигала 12 A.

Для определения η_{ext} использовалась методика, описанная в [2]. При измерениях мощности излучения диода применялся Ge-фотодиод, имеющий в исследованной области спектра чувствительность K и площадь фотоприемной площадки S_{ph} . Он помещался на расстоянии $L = 25$ см ($L \gg S_{\text{ph}}^{0.5}$) от излучающей поверхности светодиода в направлении, проходящем через излучающую поверхность и перпендикулярном плоскости образца. Измерялся фототок Y_{ph} Ge-фотодиода, и W определялась по формуле

$$W = 2\pi L^2 Y_{\text{ph}} / K S_{\text{ph}} M. \quad (1)$$

Коэффициент $M = 1.7$ учитывает неизотропное распределение излучения в полусфере на расстоянии L от светодиода [2]. Величина η_{ext} вычислялась как отношение количества квантов (N_w), излучаемых диодом в единицу времени ($N_w = W/h\nu$, где $h\nu$ — энергия квантов в максимуме их распределения про энергиям), к количеству (N_{ing}) инжектируемых в единицу времени в базу неосновных носителей заряда ($N_{\text{ing}} = Y/q$, где Y — величина прямого тока, а q — элементарный заряд).

Температура светодиода определялась по температуре массивного медного основания, к которому прижимался образец. Основные исследования выполнены при 80 K. Для предотвращения конденсации влаги и запотевания образца при этой температуре окружающий образец воздух осушался с применением паров жидкого азота. Результаты всесторонних исследований светодиода при комнатной температуре были описаны в работе [2].

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Измеренные при 80 К для различных прямых токах и номированные на максимальную интенсивность спектры ЭЛ исследованного светодиода представлены на рис. 1. Положение максимума распределения по длинам волн (λ_{\max}) во всем исследованном диапазоне токов и полуширина спектра при токах $Y \leq 1.2$ А практически не зависят от тока. При токах > 1.2 А наблюдается значительное уширение спектров и соответственно увеличение площади S_{sp} под спектральными кривыми. При увеличении тока до 12 А площадь под спектральной кривой на рис. 1 увеличилась в ~ 2 раза по сравнению с измеренными при токах ≤ 1.2 А. Величины $\lambda_{\max} \cong 1.130 \mu\text{m}$ и полуширины спектров $\sigma = 0.018\text{--}0.02 \mu\text{m}$ (при токах ≤ 1.2 А) в пределах погрешности экспериментов совпадали со значениями этих характеристик, наблюдавшимися ранее в Si-светодиодах с нетекстурированной поверхностью (см., например, [3,4]). Такие пики ЭЛ обычно интерпретируются как обусловленные излучательной рекомбинацией свободных экситонов в *c*-Si с образованием одиночных поперечных оптических (ТО) фононов. Кроме того, считается, что относительно небольшой вклад в спектр ЭЛ вносят излучательные переходы экситонов с поглощением фононов, участие в актах рекомбинации двух и более ТО-фононов, а также с участием других фононов. При токах > 1.2 А наблюдалось уширение спектров как в сторону больших,

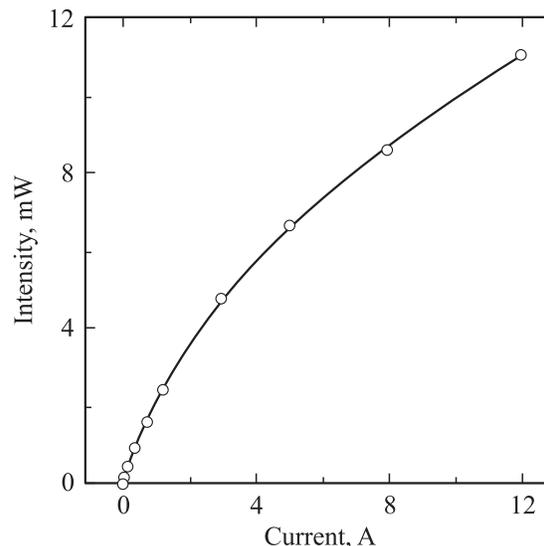


Рис. 3. Зависимость интегральной мощности краевой ЭЛ светодиода от тока (при температуре 80 К).

так и меньших длин волн, тем большее, чем больше была величина тока. На рис. 2 представлена зависимость от квадрата тока (Y^2) изменения (δE_1) энергии кванта, соответствующего половине максимальной нормированной интенсивности ЭЛ, относительно энергии кванта при токе 0.002 А на длинноволновом спадающем участке спектров. Значение δE_1 увеличивается с ростом квадрата тока по сублинейному закону. Причина построения δE_1 в зависимости от квадрата тока будет понятна из дальнейшего рассмотрения. Уширения с ростом тока спектров краевой катодолуминесценции (КЛ) *c*-Si при 80 и 82 К в сторону как длинных, так и коротких длин волн описаны в работах [9,10] и обсуждаются далее.

Зависимость от тока мощности, излучаемой светодиодом при 80 К в полусфере во всем исследованном спектральном диапазоне, представлена на рис. 3. Она качественно аналогична зависимости, измеренной на этом светодиоде при 300 К [2]. После небольшого начального нелинейного участка зависимость практически линейна, после чего наблюдается продолжительный сублинейный участок. При максимальном токе 12 А излучаемая диодом мощность составляла $W = 11$ мВт. Эта цифра соответствует рекордной для *c*-Si-светодиодов (не только с краевой, но и с другими видами люминесценции) средней по площади мощности, излучаемой с единицы этой площади, $P = 0.2$ Вт/см², которая более чем в 3 раза превышает величину P , полученную в таком диоде при 300 К и импульсном токе 10 А [2]. Если же сравнивать величины P при одинаковых токах (10 А), то и тогда P при 80 К превосходит P при 300 К почти в 3 раза.

Измеренные при 80 и 300 К зависимости внешней квантовой эффективности ЭЛ от тока представлены на рис. 4. Они имеют вид кривых с максимумом. Анализ причин уменьшения η_{ext} при росте тока и 300 К был

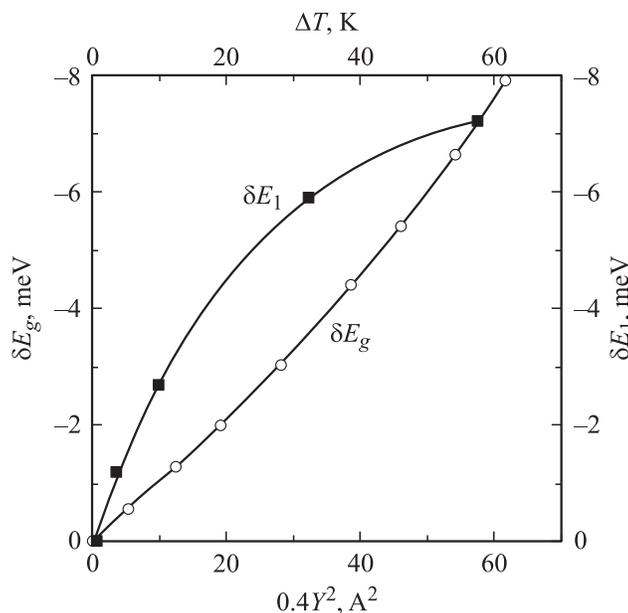


Рис. 2. Зависимость от квадрата тока Y^2 изменения энергии кванта δE_1 , соответствующего половине максимальной нормированной интенсивности ЭЛ, относительно соответствующей энергии кванта при токе 0.002 А на длинноволновом спадающем участке спектра и изменение ширины запрещенной зоны *c*-Si δE_g в зависимости от приращения температуры ΔT относительно 80 К (по результатам работы [18]).

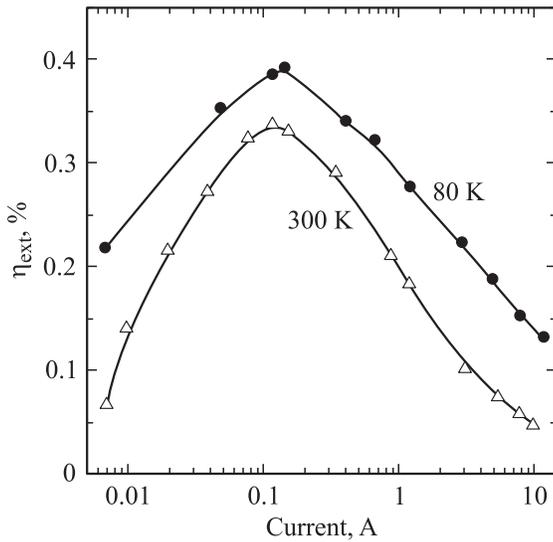


Рис. 4. Зависимости внешней квантовой эффективности светодиода от тока, измеренные при температурах 80 и 300 К [2].

дан в работе [2]. На этом участке токовой зависимости уменьшение η_{ext} в основном связано со вкладом в безызлучательную рекомбинацию наряду с механизмом Шокли–Рида–Холла, действующим и при меньших токах, механизма Оже-рекомбинации. Подобное объяснение частично применимо и к зависимости η_{ext} , измеренной при 80 К. Другая (кроме включения механизма Оже-рекомбинации) причина изменения η_{ext} с ростом тока при 80 К, как видно из рис. 1 и 2, заключается в значительном уширении спектров ЭЛ. Эта причина частично компенсирует уменьшение η_{ext} из-за включения Оже-рекомбинации при больших токах и вносит основной вклад в увеличение η^{80} по сравнению с η^{300} при больших токах. Отметим, что в исследованном светодиоде во всем диапазоне токов выполнялось соотношение $\eta^{300} < \eta^{80}$, что отличает его от многих *c*-Si-светодиодов, исследованных ранее [1,3–8] (включая светодиоды на основе высокоэффективных солнечных элементов), а также вносит вклад в достижение рекордной величины P при 80 К. Естественно предположить, что различное соотношение η^{300} и η^{80} в работе [1] и настоящей работе связано прежде всего с различными свойствами дефектов в исходных пластинах кремния, использовавшихся для изготовления солнечных элементов, и/или флуктуациями технологии высокоэффективных солнечных элементов. На это указывает, в частности, различие в максимальных величинах η^{300} , полученных в настоящей работе и работе [1]. В результате резки солнечных элементов большой площади на более мелкие части растет скорость безызлучательной рекомбинации из-за формирования новых рекомбинационных центров [2]. Можно также предположить поэтому, что резка солнечного элемента привела к образованию существенно менее эффективных при 80 К, чем при 300 К, центров безызлучательной рекомбинации, что изменило соотно-

шение η^{300} и η^{80} . Отметим и другие причины, которые могут оказывать влияние на соотношение η^{300} и η^{80} . Это изменение коэффициента Оже-рекомбинации с понижением температуры и изменение не только формы спектра, но и вероятности излучательной рекомбинации вследствие изменения ее механизма при 80 К и больших токах.

Кинетика ЭЛ светодиода при воздействии прямоугольных импульсов тока с амплитудами 0.15, 0.8 и 3.2 А представлена на рис. 5. Она качественно подобна наблюдавшейся при 300 К в работе [2]. Если измерения проводились при токах, соответствующих максимальной квантовой эффективности, то кинетика спада ЭЛ на порядок величины описывалась экспонентой с постоянной времени τ_d . На спадающем участке токовой зависимости интенсивности ЭЛ как при токах > 1.2 А, так и несколько меньших (например, 0.8 А) наблюдался экспоненциальный спад ЭЛ с такой же τ_d только после начального и более быстрого неэкспоненциального участка. Как и в [2], начальный неэкспоненциальный участок спада ЭЛ (по крайней мере при токах ≤ 1.2 А) может быть связан с существенным вкладом в скорость безызлучательной рекомбинации механизма Оже-рекомбинации. Во время действия Оже-рекомбинации время жизни неосновных носителей заряда не остается постоянным, что и определяет неэкспоненциальный характер релаксации. Уменьшением средней за время наблюдения величины времени жизни объясняются как ускорение кинетики спада ЭЛ с ростом амплитуды импульсов тока, так и ускорение кинетики нарастания ЭЛ. Как следует из дальнейшего рассмотрения, при больших токах начальный неэкспоненциальный спад частично может быть связан с изменением механизма ЭЛ. Величина τ_d для исследованного диода при 80 К составляла $36 \mu\text{s}$, а при 300 К — $90 \mu\text{s}$ [2]. Соотношение максимальных η_{ext} при 80 и 300 К при

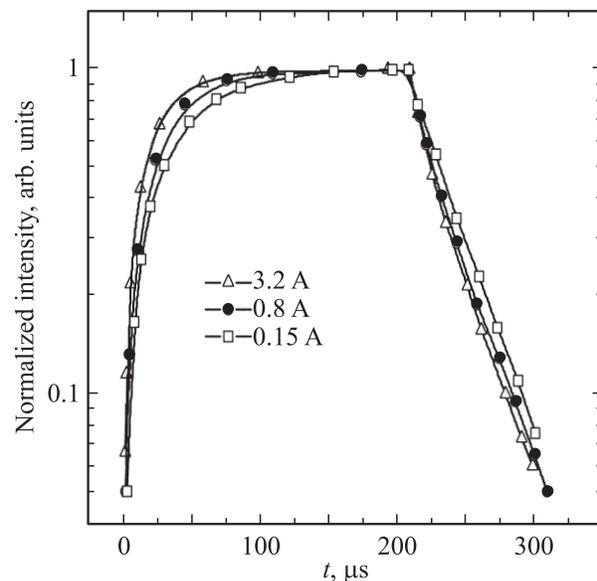


Рис. 5. Кинетика ЭЛ светодиода при 80 К и трех величинах тока.

указанных значениях τ_d может быть связано с меньшей концентрацией экситонов при комнатной температуре и различием в излучательных временах жизни свободных экситонов, механизм излучательной рекомбинации которых при максимальных η_{ext} доминирует при обеих указанных температурах [11].

Для лучшего понимания сути наблюдавшихся явлений уместно сравнить полученные результаты с опубликованными ранее. В работах [9,10] возбуждение люминесценции при 80 К [9] и 82 К [10] слаболегированного *c*-Si производилось импульсами электронов с энергией 90 keV при максимальной плотности тока $j = 15 \text{ A/cm}^2$. При $j < 0.5 \text{ A/cm}^2$ зависимость интегральной интенсивности КЛ (которая интерпретировалась как излучательная рекомбинация через свободные экситоны с участием фононов) от тока была линейной, а кинетика спада — экспоненциальной с $\tau_d = 0.4 \mu\text{s}$ [9]. При $j > 0.5 \text{ A/cm}^2$ наблюдалось уширение спектров, подобное представленному на рис. 1, зависимость интегральной интенсивности от тока становилась сублинейной, а кинетика спада люминесценции отличалась от экспоненциальной и была похожа на кинетику спада ЭЛ исследованного диода на участке уменьшения квантовой эффективности с ростом тока. Наблюдавшиеся зависимости при $j > 0.5 \text{ A/cm}^2$ авторы [9,10] связали с изменением механизма КЛ, которое является следствием достижения таких высоких концентраций экситонов, когда само их существование из-за их взаимодействия становится невозможным. Соответственно, как полагали авторы [9,10], КЛ при таких высоких уровнях возбуждения обусловлена рекомбинацией не экситонов, а не связанных в экситоны электронов и дырок, что и вызывает неэкспоненциальный спад КЛ при $j > 0.5 \text{ A/cm}^2$. Анализируя эти результаты, отметим значительно меньшие величины τ_d , чем те, которые получены в настоящей работе, что соответствует представлениям о значительной меньшей не только внешней, но и внутренней квантовой эффективности люминесценции *c*-Si, достигнутой в [9,10]. Как следует из рис. 1, 2, 4, 5, в настоящей работе неэкспоненциальный характер кинетики спада ЭЛ начал проявляться еще до проявления уширения спектров, и качественных различий в кинетике ЭЛ при 0.8 и 3.2 А не наблюдается. Именно поэтому мы связываем неэкспоненциальную кинетику спада ЭЛ в значительной мере с проявлением механизма Оже-рекомбинации и при токах, больших чем 1.2 А. Как и в [9,10], в настоящих исследованиях уширение спектров ЭЛ при токах $> 1.2 \text{ A}$ может быть связано с изменением механизма ЭЛ. Вероятная неоднородность распределения неосновных носителей заряда и соответственно экситонов по объему базы диода предполагает, что изменение механизма ЭЛ происходит не однородно во всем объеме базы диода. Авторы работ [9,10] оценили критическую концентрацию экситонов, при которой изменяется механизм излучательной рекомбинации, на уровне $n_{\text{ex}} \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, что, по нашему мнению, требует уточнения. Этот вывод следует из приведенных далее

простых оценок. Во-первых, более точный расчет по приведенной в [9] формуле для критической концентрации экситонов

$$n_{\text{ex}} = g\tau_{\text{ex}}, \quad (2)$$

где g — критическая скорость генерации электронно-дырочных пар, τ_{ex} — время жизни экситонов относительно аннигиляции, дает $n_{\text{ex}} = 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Во-вторых, известно, что боровский радиус экситона в кремнии составляет $R_B = 4.2 \text{ nm}$ (см., например, [12]). Поскольку расстояние между геометрическими центрами экситонов при таком радиусе не может быть меньше чем $2R_B = 8.4 \text{ nm}$, критическую концентрацию экситонов можно оценить следующим образом: $n_{\text{ex}} = (2D_B)^{-3} \approx 1.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Это значительно меньше оценки, полученной в [9,10]. В-третьих, еще более низкую предельно достижимую концентрацию экситонов при 80 К ($\sim 1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) можно получить, если воспользоваться теоретическими расчетами из работы [13] перехода Мотта в *c*-Si. Такое различие объясняется тем, что модель изменения механизма ЭЛ, рассмотренная в [9,10], предполагает, что практически все носители при температуре $\sim 80 \text{ K}$ связаны в экситоны, и соответственно практически отсутствует кулоновское экранирование связи электронов и дырок в экситонах со стороны свободных носителей заряда. Теория [13], а также результаты других теоретических и экспериментальных работ, описывающих переход Мотта (см., например, [14,15]), наоборот, предполагают наличие достаточно высокой концентрации свободных носителей при температуре $\sim 80 \text{ K}$, что вызывает переход Мотта, при котором энергия связи электронов и дырок в экситонах в результате кулоновского экранирования свободными носителями обращается в нуль, и газ свободных экситонов преобразуется в плазму. Конструкция исследованного в настоящей работе светодиода не позволяла достаточно точно определять концентрации свободных носителей заряда и экситонов. Для экспериментального нахождения концентраций экситонов и свободных носителей заряда, при которых происходит рассматриваемое изменение механизма краевой люминесценции в *c*-Si, требуются дальнейшие исследования. Это важно прежде всего по причине того, что описанные в [9,10] экспериментальные результаты (в частности, линейная зависимость интенсивности КЛ свободных экситонов от тока и кинетика краевой КЛ) удовлетворительно объясняются в рамках модельных представлений работ [9,10], но в совокупности не находят объяснения при применении результатов теоретических расчетов из работы [13] (которые используются в некоторых современных публикациях), поскольку концентрация экситонов, согласно [13], зависит от суммы концентраций свободных носителей заряда и экситонов нелинейно. Знание критической концентрации экситонов, выше которой экситонный газ в монокристаллическом кремнии преобразуется в электронно-дырочную плазму, важно для ряда физических задач твердотельной электрони-

ки. Например, теоретическое описание люминесценции ионов Er^{3+} включает представления о существовании в кремнии экситонов [16,17]. Но если следовать результатам расчета авторов [13], модельные представления [16,17] не применимы уже при концентрации экситонов, больших чем $\sim 1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

В настоящей работе было показано, что уширение спектров в исследованном высокоэффективном *c*-Si-светодиоде действительно в основном обусловлено изменением механизма ЭЛ, а не разогревом образца протекающим током. Возможность последней причины уширения спектров видна из анализа спектров ЭЛ *c*-Si при различных температурах (см., например, [3,1]). При повышении температуры *c*-Si-светодиодов от 80 К обычно происходит уширение спектров как в сторону коротких, так и длинных волн. Причем уширение в сторону длинных волн обычно связано с уменьшением ширины запрещенной зоны (E_g) кремния. Как следует из работ [3,18], изменение E_g (рис. 2) и сдвиг энергии кванта на длинноволновом спаде спектра, соответствующего половине максимальной нормированной интенсивности ЭЛ, по меньшей мере в диапазоне 80–200 К, зависят от приращения температуры относительно 80 К сверхлинейно (рис. 2). Но согласно теоретическим оценкам, опубликованным в [19], температура диода, закрепленного на хладопроводе, изменяется относительно температуры хладопровода с ростом тока по квадратичному закону. Таким образом, сублинейный характер зависимости δE_1 от квадрата тока, а следовательно, и от температуры (рис. 2) не согласуется с представлениями о связи уширения спектров из-за разогрева образца протекающим током. Такие представления также не согласуются и с малой длительностью импульсов тока, вызывающих ЭЛ, их высокой скважностью, хорошими условиями теплоотвода.

В настоящей работе мы не изучали причины начального нелинейного роста интенсивности ЭЛ от тока, которые обуславливают и начальный рост квантовой эффективности. Результаты такого рода исследований были опубликованы ранее в работе [20]. Авторы [20] сделали вывод, что этот участок зависимости интенсивности краевой ЭЛ от тока *c*-Si-светодиода может быть связан со значительным вкладом в общий ток тока рекомбинации носителей заряда в области пространственного заряда (ОПЗ) *p*–*n*-перехода. Согласно [20], ток рекомбинации в ОПЗ не вызывает краевой ЭЛ. По мере увеличения тока вклад этой его составляющей уменьшается до пренебрежимо малой по сравнению с общим током величины, и квантовая эффективность возрастает до максимального значения.

4. Заключение

В настоящей работе в результате исследований при 80 К краевой ЭЛ *c*-Si-светодиодов небольшой площади, изготовленных путем резки высокоэффективного сол-

нечного элемента с текстурированной поверхностью, достигнута рекордная мощность излучения с единицы площади поверхности $P = 0.2 \text{ W/cm}^2$ при импульсном токе 12 А, $\eta_{\text{ext}} = 0.13\%$ и полной излучаемой мощности 11 мВт. При 80 К исследованы зависимости интенсивности и внешней квантовой эффективности ЭЛ от тока, которые сравниваются с этими параметрами, измеренными при 300 К. С определенного порогового тока наблюдалось уширение спектров ЭЛ, которое может быть связано с изменением механизма ЭЛ, проявлением рекомбинационного излучения плазмы вместо излучательной рекомбинации свободных экситонов. Результаты работы сопоставлены с опубликованными ранее. Показано, что имеющиеся в литературе оценки концентрации экситонов, при которой происходит изменение механизма краевой люминесценции *c*-Si при 80 К, требуют проверки и уточнения.

Автор благодарит М.А. Грина за предоставление кремниевого солнечного элемента большой площади и Н.А. Соболева за предоставление возможности проведения люминесцентных измерений.

Список литературы

- [1] M.A. Green, J. Zhao, A. Wang, P.J. Reece, M. Gal. *Nature* **412**, 805 (2001).
- [2] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев. *ФТП* **42**, 336 (2008).
- [3] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев, Т.М. Мельникова, S. Pizzini. *ФТП* **37**, 756 (2003).
- [4] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев, Е.И. Шек. *ФТТ* **46**, 44 (2004).
- [5] N.A. Sobolev, A.M. Emel'yanov, E.I. Shek, V.I. Vdovin. *Physika B* **340–342**, 1031 (2003).
- [6] Wai Lek Ng, M.A. Lourenco, R.M. Gwilliam, S. Ledain, G. Shao, K.P. Homemood. *Nature* **410**, 192 (2001).
- [7] М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, Б.П. Захарченя, И.Н. Яссиевич. *ФТТ* **46**, 10 (2004).
- [8] М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, Е.И. Теруков, А. Froitzheim, W. Fuhs. *ФТТ* **46**, 18 (2004).
- [9] В.С. Вавилов, Э.Л. Нолле. *ФТП* **2**, 742 (1968).
- [10] В.С. Вавилов, Э.Л. Нолле. В сб.: *Экситоны в полупроводниках* / Под ред. Б.М. Вула. Наука, М. (1971). С. 125.
- [11] А.М. Емельянов. *Письма ЖТФ* **30**, 75 (2004).
- [12] A.V. Sachenko, Yu.A. Kruchenko. *Semiconductor Physics. Quantum Electronics & Optoelectronics* **3**, 150 (2000).
- [13] D.E. Kane, R.M. Swanson. *J. Appl. Phys.* **73**, 1193 (1993).
- [14] Jagdeep Shah, M. Combescot, A.H. Dayem. *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1497 (1977).
- [15] G. Norris, K.K. Bajaj. *Phys. Rev. B* **26**, 6706 (1982).
- [16] М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, Б.П. Захарченя, И.Н. Яссиевич. *ФТТ* **38**, 191 (1996).
- [17] O.B. Gusev, M.S. Bresler, P.E. Pak, N. Yassievich. *Phys. Rev. B* **64**, 075 302 (2001).
- [18] W. Bludau, A. Onton, W. Heinke. *J. Appl. Phys.* **45**, 1846 (1974).
- [19] Н.Г. Рябцев. *Материалы квантовой электроники. Сов. радио*, М. (1972).
- [20] W. Michaelis, M.H. Pilkihn. *Phys. Status Solidi* **36**, 311 (1969).