

Краевая фотолюминесценция монокристаллического кремния с $p-n$ -переходом: структуры, изготовленные с использованием технологии высокоэффективных солнечных элементов

© А.М. Емельянов[†]

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

(Получена 24 ноября 2010 г. Принята к печати 1 декабря 2010 г.)

При различных напряжениях, прикладываемых к $p-n$ -переходу, исследованы кинетика и закономерности краевой фотолюминесценции кремниевой структуры, полученной с использованием технологии высокоэффективных солнечных элементов. Впервые показано, что проявление эффекта модуляции мощности краевой фотолюминесценции путем приложения постоянного напряжения к $p-n$ -переходу качественно аналогично при возбуждении фотолюминесценции лазерным излучением с длинами волн 658 нм и 0.98 мкм. Показана возможность модуляции мощности краевой фотолюминесценции путем изменения величины сопротивления, шунтирующего $p-n$ -переход. В отсутствие напряжения наблюдалось значительное превышение постоянной времени роста интенсивности фотолюминесценции над постоянной времени ее спада. Но по мере увеличения постоянного прямого тока величина постоянной времени спада приближалась к величине постоянной времени роста. Для объяснения результатов развиты представления о наличии в структуре, кроме обычной рекомбинации Шокли–Рида–Холла, второго, более эффективного и способного насыщаться канала рекомбинации. Результаты работы расширяют функциональные возможности люминесцентного метода для определения эффективных времен жизни носителей заряда.

1. Введение

Монокристаллический кремний (с-Si) широко используется в современной полупроводниковой технике. В последние годы экспериментально была доказана возможность достижения в с-Si очень высоких для класса непрямозонных полупроводников величин внешней квантовой эффективности (η_{ext}) и мощности (W) краевой (в области края собственного поглощения) люминесценции. Известные автору рекордные величины при комнатной температуре для фотолюминесценции (ФЛ) с-Si без $p-n$ -перехода в настоящее время составляют $\eta_{\text{ext}} \approx 6\%$ [1], а для электролюминесценции (ЭЛ) кремниевых светодиодов $\eta_{\text{ext}} \approx 0.85\%$ [2,3], $W \approx 46$ мВт [3]. При ЭЛ рекордные значения η_{ext} и W были получены для $p-n$ -переходов с-Si структур, изготовленных на основе технологии высокоэффективных солнечных элементов. Высокие значения η_{ext} и W обеспечивают возможность использования краевой люминесценции с-Si в устройствах кремниевой оптоэлектроники, что определяет одну из областей интересов к описываемым ниже исследованиям.

Поскольку η_{ext} краевой люминесценции с-Si зависит от эффективного времени жизни неосновных носителей заряда (τ) и их диффузионной длины (L_D) (т.е. параметров, определяющих характеристики многих полупроводниковых приборов), в последние годы появилось значительное число публикаций, в которых параметры краевой люминесценции с-Si использовались для определения τ или L_D , распределения их по площади полупроводниковых пластин на различных стадиях изготовления приборов, при различных концентрациях

неосновных носителей заряда (см., например, [4–9]). В режиме ФЛ такие методики являются бесконтактными, а согласно [4] — и самыми чувствительными при определении эффективных времен жизни. Кроме того, авторы [4,5] утверждают, что, в отличие от широко используемого для определения времен жизни метода фотопроводимости, в квазистационарном режиме люминесцентный метод практически не чувствителен к наличию в монокристалле области пространственного заряда и для практически важных случаев — к захвату неосновных носителей заряда на ловушки. Дальнейшее изучение возможностей развития метода краевой люминесценции для определения параметров полупроводниковых с-Si-структур определяет вторую область интересов к представленным результатам исследований и в значительной мере цель данной работы.

2. Экспериментальные условия

Исследованная структура была изготовлена путем резки кремниевого солнечного элемента с исходными размерами 3.5×6 см, сформированного на монокристаллической пластине p -Si (удельное сопротивление $\rho \approx 1$ Ом·см). Его конструкция и технология описаны в работе [10] и соответствуют конструкции и технологии, обеспечивающим эффективность, близкую к рекордной для солнечных с-Si элементов. Помимо текстурирования (по оценкам [10] примерно на порядок увеличивающего внешний квантовый выход ЭЛ) и антиотражающего покрытия лицевая сторона пластины Si содержала сформированные с шагом около 1 мм параллельно меньшей стороне солнечного элемента тонкие (шириной около 0.1 мм) сильнолегированные n^+ -полосы. Сверху эти

[†] E-mail: Emelyanov@mail.ioffe.ru

полосы были металлизированы и по краю пластины соединены между собой металлической шиной. Приповерхностный слой кремния между n^+ -полосами был также n -типа, но более слабо легирован [10]. Исследования выполнены на структуре, которая соответствовала по конструкции изображенной на рис. 1 в работе [10]. Площадь не металлизированной поверхности p - n -перехода составляла $s \approx 0.3 \times 0.4 = 0.12 \text{ см}^2$. Максимальная величина внешней квантовой эффективности ЭЛ исходного солнечного элемента до резки при комнатной температуре достигала рекордной величины $\sim 0.85\%$ [2,3].

Интенсивность ФЛ измерялась с применением работающего при комнатной температуре Ge-фотоприемника, входное окно которого было закрыто Si-фильтром для защиты от излучения лазера. Для возбуждения ФЛ в импульсном режиме в основном (за исключением отдельных, особо оговоренных экспериментов) использовался лазер с длиной волны излучения $\lambda = 658 \text{ нм}$ и максимальной мощностью 60 мВт. В отдельных случаях применялся полупроводниковый лазер с $\lambda = 0.98 \text{ мкм}$. Излучение лазера фокусировалось в центр образца в пятно диаметром $d \approx 1 \text{ мм}$. Импульсы имели прямоугольную форму при длительности 0.6–1 мс, времена нарастания и спада менее 1 мкс и прикладывались с периодом 50 мс. Выбранная длительность импульсов практически обеспечивала условия квазистационарной ФЛ на время окончания импульса. Для определения величины η_{ext} использовалась методика, описанная в [2,3], с тем отличием, что количество излучаемых при ФЛ в единицу времени квантов было отнесено к количеству квантов излучения лазера (N_{inj}), падающих на поверхность образца в единицу времени ($N_{\text{inj}} = P/h\nu_L$, где P — квазистационарная мощность импульсного лазерного излучения, $h\nu_L$ — энергия кванта лазерного излучения). Все исследования были выполнены при комнатной температуре.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Зависимость квазистационарной интенсивности люминесценции (PL) от энергии квантов для исследованной структуры представлена на рис. 1 (кривая 1). На этом рисунке (кривая 2) приведена и зависимость от энергии квантов производной кривой 1. Вертикальной прямой 3 отмечена энергия квантов, соответствующая краю поглощения для c -Si с образованием свободных экситонов и участием одиночных поперечных оптических (ТО) фононов [11]. В соответствии с методикой [11] представленные на рис. 1 результаты показывают, что спектр люминесценции соответствует краевой люминесценции c -Si при доминирующем механизме излучательной рекомбинации через свободные экситоны.

На рис. 2 для различных величин мощности лазерного излучения P приведена кинетика фотолюминесценции исследованной структуры. Экспериментальные точки на

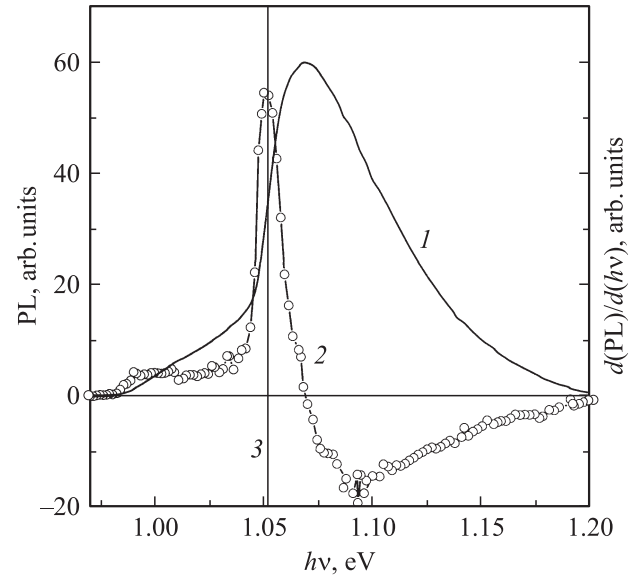


Рис. 1. Спектр люминесценции исследованной структуры (кривая 1) и ее производной (2). Вертикальная прямая 3 соответствует энергии квантов, равной разности ширины запрещенной зоны c -Si и суммы энергий ТО фонона и энергии связи для экситонов [11].

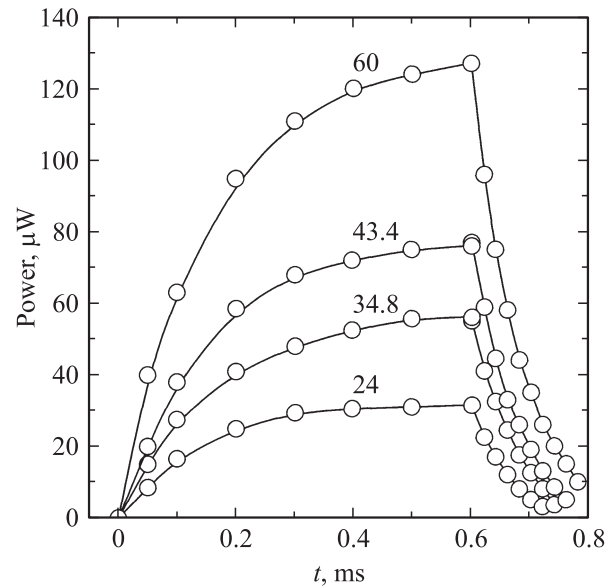


Рис. 2. Кинетика фотолюминесценции без приложения напряжения и при различных мощностях лазерного излучения (указана у кривых в мВт).

участках роста интенсивности ФЛ от времени (t) хорошо описываются зависимостью

$$Y_{\text{PL}} = Y_{\text{PL,max}} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right], \quad (1)$$

где τ_r — постоянная времени роста, $Y_{\text{PL,max}}$ — квазистационарная интенсивность ФЛ. Экспериментальные

точки на участках спада интенсивности ФЛ можно описать выражением

$$Y_{\text{PL}} = Y_{\text{PL max}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right), \quad (2)$$

где τ_d — постоянная времени спада. На рис. 2 величины τ_r и τ_d значительно различаются. Величина τ_r практически не зависит от P и составляет ~ 140 мкс. Величина τ_d в исследованном диапазоне мощностей лазерного излучения с ростом P возрастает от ~ 60 до ~ 75 мкс. При росте интенсивности люминесценции величина τ_r , согласно формуле (1), соответствует времени достижения интенсивности ($\tau_{0.63}$), примерно равной 0.63 от максимальной [12]. Ранее при исследованиях краевой ЭЛ кремниевых светодиодов уже наблюдалось значительное превышение величины $\tau_{0.63}$ над τ_d [13]. Но в этой работе эффект в значительной мере объяснялся запаздыванием установления квазистационарной величины тока. К результатам данной работы подобные объяснения не подходят, поскольку квазистационарная величина интенсивности лазерного излучения достигалась менее чем за 3 мкс.

Для определения причин значительного различия τ_r и τ_d и развития представлений об эффекте модуляции мощности краевой ФЛ были выполнены эксперименты, в которых кроме импульсного лазерного воздействия к структуре прикладывалось постоянное напряжение прямой или обратной полярности. Впервые в подобной структуре модуляция квазистационарной мощности краевой ФЛ путем изменения напряжения на $p-n$ -переходе была продемонстрирована в работе [14]. Но исследований влияния указанных воздействий на кинетические параметры ранее не проводилось. Поскольку при приложении напряжения в той или иной мере происходит шунтирование $p-n$ -перехода структуры внутренним сопротивлением источника напряжения, предварительно было исследовано влияние величины шунтирующего сопротивления (R) на параметры ФЛ структуры. На рис. 3 представлены зависимости интенсивности ФЛ, величин τ_r и τ_d от R при $P = 60$ мВт. Как видно, при уменьшении R до величин, существенно меньших 1 кОм, наблюдается значительное уменьшение $Y_{\text{PL max}}$, τ_r и τ_d . Поэтому во всех описанных далее экспериментах величина внутреннего сопротивления источника напряжения выбиралась в диапазоне 1.2–2.4 кОм. Подключение такого сопротивления пренебрежимо мало меняло интенсивность ФЛ.

На рис. 4 (кривая 1) представлена зависимость квазистационарной интенсивности ФЛ в максимуме от P при отсутствии внешнего напряжения. В этом режиме квазистационарная внешняя квантовая эффективность ФЛ начиная с порогового значения P монотонно возрастала, стремясь к насыщению при $\eta_{\text{ext}} \approx 0.4\%$ (для различных прямых токов и обратных напряжений зависимости $\eta_{\text{ext}}(P)$ опубликованы в [14]). Можно отметить три участка кривой 1 на рис. 4. На первом участке при

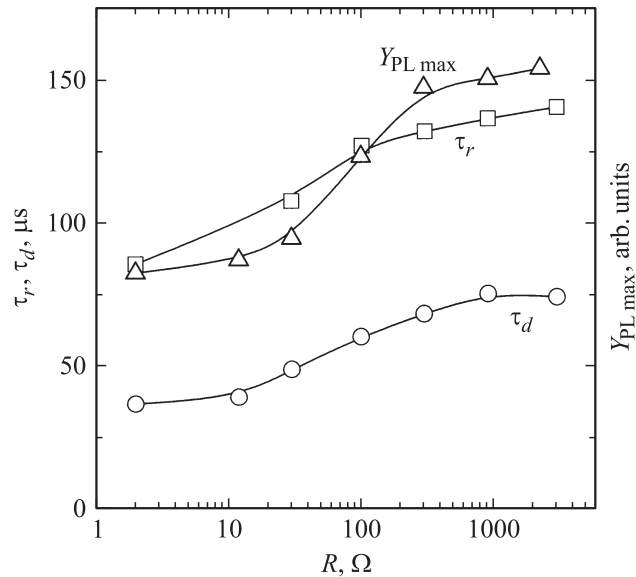


Рис. 3. Зависимости от величины шунтирующего сопротивления R квазистационарной интенсивности фотолюминесценции ($Y_{\text{PL max}}$) и постоянных времени роста (τ_r) и спада (τ_d) фотолюминесценции ($P = 60$ мВт).

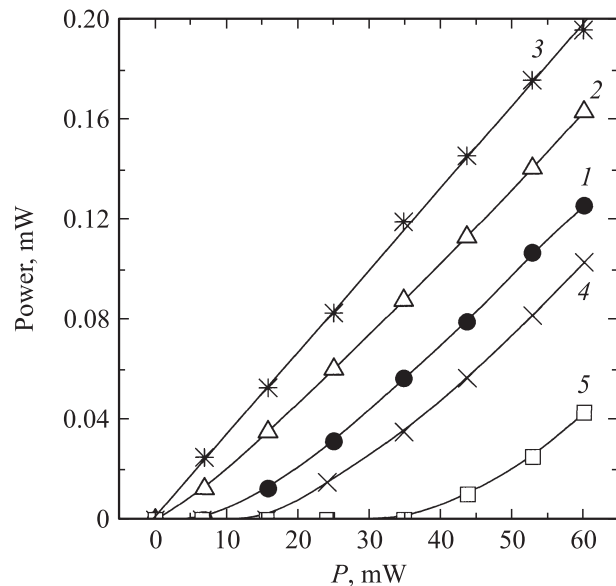


Рис. 4. Зависимости квазистационарной мощности фотолюминесценции от мощности лазерного излучения при $\lambda = 658$ нм: 1 — при отсутствии внешнего напряжения; 2, 3 — при прямом токе 6 и 23 мА соответственно; 4, 5 — при обратном напряжении 4 и 13 В соответственно.

достигнутом уровне чувствительности установки ФЛ не наблюдалась. Начиная с некоторого порогового значения P величина $Y_{\text{PL max}}$ сначала растет сверхлинейно, а затем приближается к линейной зависимости. Оценки показывают, что для исследованной структуры и использованной экспериментальной установки применение

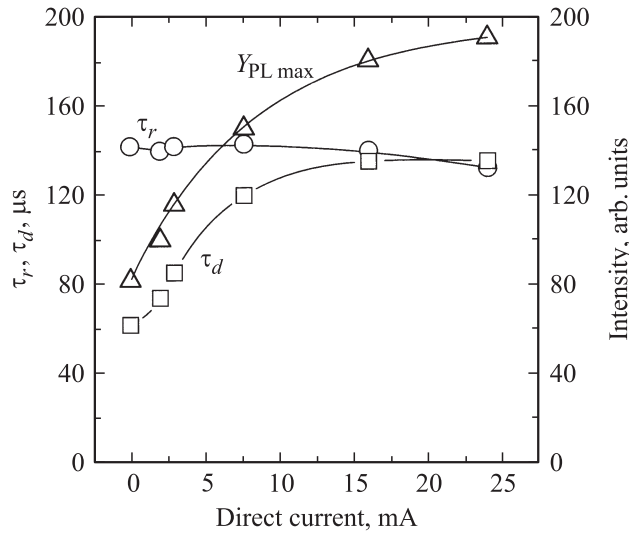


Рис. 5. Зависимости от величины прямого тока квазистационарной интенсивности фотолуминесценции, а также постоянных времени роста и спада фотолуминесценции.

для определения эффективных времен жизни метода квазистационарной фотолуминесценции в том виде, как он описан в литературе, невозможно при плотностях лазерного излучения, меньших чем $\sim 1 \text{ Вт/см}^2$, прежде всего, из-за отсутствия сигнала фотолуминесценции.

На рис. 4 также представлены зависимости (кривые 2, 3) интенсивности ФЛ от P для двух значений прямого тока. С ростом прямого тока уменьшаются пороговые значения P , при которых начинает проявляться ФЛ, зависимости все больше приближаются к линейным. Соответственно растет квантовая эффективность. При токе 23 мА η_{ext} почти не зависит от P и составляет $\sim 0.6\%$ [14]. Приложение постоянного обратного напряжения приводит к уменьшению интенсивности ФЛ (см. кривые 4 и 5 на рис. 4) и соответственно η_{ext} . Пороговые величины P при этом, наоборот, увеличиваются тем больше, чем больше величина обратного напряжения. С ростом постоянного обратного напряжения наблюдалось и уменьшение постоянной времени спада ФЛ.

На рис. 5 показаны зависимости от величины прямого тока квазистационарной интенсивности ФЛ, а также постоянных времени спада и роста ФЛ при воздействии импульсов лазерного излучения ($P = 35 \text{ мВт}$). Из этих результатов следует, что рост интенсивности ФЛ с ростом тока связан с ростом τ_d . Поскольку величина τ_d тем больше, чем меньше скорость рекомбинации генерируемых лазерным излучением неравновесных носителей, из полученных результатов следует, что пропускание постоянного прямого тока замедляет скорость рекомбинационных процессов в исследованной структуре при реакции на воздействие импульсов лазерного излучения и тем самым увеличивает амплитуду импульсов ФЛ. Отметим, что с ростом прямого тока величина τ_r

изменяется мало, а при достаточно больших токах величины τ_d и τ_r практически совпадают.

В работе [14] на основе результатов исследований краевой ЭЛ с-Si, опубликованных в [15], было предположено, что одной из возможных причин проявления эффекта модуляции мощности краевой ФЛ с-Si, возбуждаемой лазерным излучением длиной волны 658 нм, при изменении напряжения на $p-n$ -переходе, является изменение ширины области пространственного заряда (ОПЗ). Отмечалось, что это может быть связано с тем, что ослабление указанного излучения в e раз происходит на небольшой глубине (около 2.5 мкм), сопоставимой с глубиной проникновения ОПЗ. Для проверки этого предположения в настоящей работе были выполнены исследования эффекта модуляции мощности краевой ФЛ с-Si путем изменения напряжения на $p-n$ -переходе при возбуждении ФЛ лазерным излучением с $\lambda = 0.98 \text{ мкм}$. Излучение с такой длиной волны ослабляется в e раз в с-Si на значительно большей глубине (порядка 100 мкм). Результаты представлены на рис. 6. Они качественно аналогичны показанным на рис. 4 и описанным в [14]. Следовательно, глубина проникновения лазерного излучения в образец принципиального значения для наблюдения эффекта модуляции краевой ФЛ не имеет. Согласно [14], наблюдаемые при различных прямых токах эффект в первом приближении возможно объяснить, если предположить наличие в исследованной структуре двух каналов безызлучательной рекомбинации. Причем один из них должен быть значительно менее эффективным, чем второй, а скорость

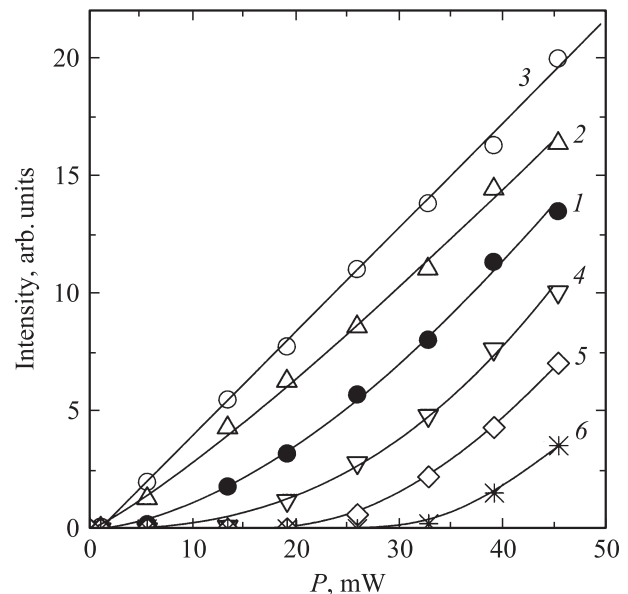


Рис. 6. Зависимости квазистационарной интенсивности фотолуминесценции от мощности лазерного излучения при $\lambda = 0.98 \text{ мкм}$: 1 — при отсутствии внешнего напряжения; 2, 3 — при прямом токе 7.5 и 24 мА соответственно; 4, 5, 6 — при обратном напряжении 7.5, 14.5 и 20 В соответственно.

безызлучательной рекомбинации через второй, более эффективный канал при достаточном большом количестве неравновесных неосновных носителей перестает зависеть от их концентрации. При этих предположениях и пренебрежении скоростью излучательной рекомбинации (вследствие относительно малой ее квантовой эффективности) по сравнению со скоростью безызлучательной рекомбинации скорость изменения количества генерируемых лазером неравновесных неосновных носителей (N) в первом приближении можно описать следующим выражением:

$$\frac{dN}{dt} = G - \frac{N}{\tau} - F, \quad (3)$$

где G — скорость генерации лазерным излучением неосновных носителей, N/τ — скорость безызлучательной рекомбинации по первому механизму (механизм Шокли–Рида–Холла), F — скорость безызлучательной рекомбинации генерируемых лазером неравновесных носителей заряда по второму механизму. В допороговом режиме величины G , N (вследствие быстрой рекомбинации генерируемых светом носителей в основном через второй канал) и соответственно интенсивность ФЛ малы. Когда G достаточно велика и величина F поэтому быстро становится практически постоянной, изменение N от времени в соответствии с (3) описывается выражением

$$N = N_{\max} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (4)$$

где N_{\max} — максимальное количество неосновных неравновесных носителей заряда при данной скорости G . После выключения лазерного излучения (при $G = 0$) и при отсутствии прямого тока, когда отсутствует источник неосновных носителей, обеспечивающий насыщение рекомбинации по второму механизму, скорость F может зависеть от t и, как видно из (3), постоянная времени спада величины N может быть меньше, чем τ . Но при пропускании достаточно значительного постоянного прямого тока второй канал рекомбинации для оптически генерированных носителей отключается неравновесными носителями заряда, создаваемыми протекающим через $p-n$ -переход постоянным током. В этом случае, как следует из (3), кинетика спада количества созданных лазером неосновных носителей заряда описывается выражением

$$N = N_{\max} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (5)$$

Отметим, что в этом случае постоянные времени нарастания и спада N становятся практически одинаковыми и равными τ , поскольку и при нарастании интенсивности ФЛ величину F в формуле (3) для оптически генерируемых носителей заряда также следует полагать равной нулю. При приложении обратного напряжения происходит пространственное разделение носителей заряда внешним полем, что приводит к ускорению кинетики ФЛ и уменьшению интенсивности ФЛ.

Выше при различных условиях была рассмотрена кинетика изменения количества генерируемых светом неосновных свободных носителей в исследованной структуре. Но, согласно рис. 1 и результатам работ [16,17,11], излучательная рекомбинация в c -Si при комнатной температуре происходит в основном через свободные экситоны, и соответственно интенсивность ФЛ зависит от количества экситонов (N_{ex}) по формуле

$$Y_{\text{PL}} = C_1 \frac{N_{\text{ex}}}{\tau_{\text{ex}}}, \quad (6)$$

где C_1 — постоянная, τ_{ex} — излучательное время жизни свободных экситонов. Вопрос о связи кинетик свободных экситонов и свободных носителей заряда в c -Si рассматривался в работах [18,19]. Было показано, что описание кинетики рекомбинации экситонов приводит к нелинейному дифференциальному уравнению второго порядка, которое в общем случае не решено. При принятых в работах [18,19] допущениях и излучательной рекомбинации через свободные экситоны было получено, что τ_d в 2 раза меньше, чем τ . Для представленного качественного рассмотрения существенно то, что чем быстрее (или медленнее) кинетика N , тем быстрее (или медленнее) и кинетика N_{ex} . Такой вывод можно сделать как из результатов работ [18,19], так и из величины постоянной времени связывания свободных носителей в экситоны, которая на несколько порядков меньше τ_d и τ_r . Поэтому на качественном уровне представленный анализ кинетики N объясняет и закономерности кинетики N_{ex} при различных условиях эксперимента, а значит и кинетики ФЛ.

Поскольку описанные эффекты в кремнии (насколько известно автору) ранее другими авторами не публиковались, было важно понять, в какой мере они присущи высокоэффективным кремниевым солнечным элементам, описанным в [10]. Ответ на этот вопрос содержится в сравнении представленных результатов с результатами работы [20], в которой величина квантовой эффективности аналогичного солнечного элемента выходила на мало меняющийся уровень при мощностях возбуждения ЭЛ около ~ 0.1 мВт/см². Это на несколько порядков меньше, чем для ФЛ в исследованной структуре. Таким образом, как сами описываемые эффекты, так и степень их проявления в высокоэффективных солнечных элементах могут быть следствием технологии солнечных элементов, ее флуктуаций, а также резки элементов на части, в результате которой образуются новые рекомбинационные центры.

Полученные результаты показывают, что исследования зависимостей $Y_{\text{PL,max}}(P)$ в отсутствие внешнего напряжения при пропускании прямого тока позволяют, во-первых, диагностировать наличие в структурах дополнительного канала рекомбинации. Во-вторых, такие исследования ФЛ в сочетании с измерениями кинетики ФЛ могут позволить определять как реальные (с учетом всех каналов рекомбинации), так и (при отсутствии второго канала рекомбинации) эффективные времена

жизни носителей заряда. Можно предположить, что при отсутствии $p-n$ -перехода пропускание постоянного тока может быть заменено достаточно мощной постоянной подсветкой.

4. Заключение

В работе впервые исследована кинетика краевой ФЛ c -Si в отсутствие внешнего напряжения и при его приложении к структуре, изготовленной с использованием технологии высокоэффективных солнечных элементов. Полученные данные позволили более детально, чем в [14], объяснить на качественном уровне эффект модуляции мощности ФЛ и основные закономерности кинетики ФЛ. Впервые показано, что эффект модуляции ФЛ путем изменения напряжения на $p-n$ -переходе качественно аналогичен при возбуждении ФЛ лазерным излучением с $\lambda \approx 0.68$ и $\lambda = 0.98$ мкм. Исследовано влияние величины сопротивления, шунтирующего $p-n$ -переход, и показана возможность модуляции мощности краевой ФЛ путем изменения этого сопротивления. Результаты работы показывают, что классические представления о доминирующей рекомбинации в c -Si по механизму Шокли–Рида–Холла могут неадекватно описывать свойства по меньшей мере высокоэффективных солнечных элементов. Поэтому полученные результаты расширяют функциональные возможности люминесцентного метода для определения эффективных времен жизни неравновесных носителей заряда в кремниевых структурах, так как позволяют учесть возможность наличия второго, весьма эффективного канала рекомбинации. Результаты работы могут найти применение при объяснении зависимостей эффективности солнечных элементов от мощности падающего излучения.

Автор благодарен М.А. Грину за предоставление солнечного элемента большой площади.

Список литературы

- [1] Th. Trupke, J. Zhao, A. Wang, R. Corkish, M.A. Green. Appl. Phys. Lett., **82**, 2996 (2003).
- [2] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев. ФТП, **42**, 336 (2008).
- [3] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев. Письма ЖТФ, **34**, 64 (2008).
- [4] T. Trupke, R.A. Bardos, M.C. Schibert, W. Warta. Appl. Phys. Lett., **89**, 044 107 (2006).
- [5] R.A. Bardos, T. Trupke, M.C. Schibert, T. Roth. Appl. Phys. Lett., **88**, 053 504 (2006).
- [6] M.D. Abbott, J.E. Cotter, F.W. Chen, T. Trupke, R.A. Bardos, K.C. Fisher. J. Appl. Phys., **100**, 114 514 (2006).
- [7] D.H. Baek, S.B. Kim, D.K. Schroder. J. Appl. Phys., **104**, 054 503 (2008).
- [8] P. Würfel, T. Trupke, T. Puzzer, E. Schäffer, W. Warta, S.W. Glunz. J. Appl. Phys., **101**, 123 110 (2007).
- [9] Rakashi Fuyuki, Hayato Kondo, Yasue Kaji, Akiyoshi Ogane, Yu Takahashi. J. Appl. Phys., **101**, 023 711 (2007).
- [10] M.A. Green, J. Zhao, A. Wang, P.J. Reece, M. Gal. Nature, **412**, 805 (2001).
- [11] А.М. Емельянов. ФТП, **44**, 1170 (2010).
- [12] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев, Е.И. Шек. ФТТ, **46**, 44 (2004).
- [13] А.М. Емельянов, Ю.А. Николаев, Н.А. Соболев, Е.М. Мельникова. ФТП, **38**, 634 (2004).
- [14] А.М. Емельянов. Письма ЖТФ, **35** (18), 80 (2009).
- [15] W. Michaelis, M.H. Pilkuhn. Phys. Status Solidi, **36**, 311 (1969).
- [16] А.М. Емельянов. Письма ЖТФ, **30** (22), 75 (2004).
- [17] А.М. Емельянов. Письма ЖТФ, **35** (6), 9 (2009).
- [18] Э.Л. Нолле. ФТП, **2**, 1679 (1968).
- [19] Э.Л. Нолле. Труды ФИАН, **128**, 65 (1981).
- [20] J. Zhao, A. Wang, Th. Trupke, M.A. Green. Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **744**, M4.7.1 (2003).

Редактор Т.А. Полянская

Near-band-edge photoluminescence of monocrystal silicon with $p-n$ junction: the structures manufactured with use of processing technique of highly effective solar cells

A.M. Emel'yanov

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

Abstract At various voltages put to $p-n$ junction, the kinetics and rules of near-band-edge photoluminescence (PL) of the silicon structure received with use of processing technique of highly effective solar cells is explored. For the first time it is shown, that the demonstration of effect of modulation of power of near-band-edge PL by application of a constant voltage to $p-n$ junction is qualitatively analogous to excitation of PL by a laser radiation with lengths of waves 658 nm and 0.98 μ m. The opportunity of modulation of near-band-edge PL power by changing of quantity of the resistance shunting $p-n$ junction is shown. In the absence of applied voltage the considerable excess of time constant of PL intensities growth above time constant of its decay was observed. But in accordance with magnification of a constant forward current quantity of decay time constant came nearer to quantity of growth time constant. For an explanation of results representations about presence in structure, except for usual Shockley–Read–Hall recombination, second, more effective and capable to be saturated the channel of recombination developed. Results of the work dilate functionalities of a luminescent method for definition of effective lifetime of charge carriers.