

06;07

Модуляция мощности краевой фотолюминесценции монокристаллического кремния изменением напряжения на $p-n$ -переходе

© А.М. Емельянов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: Emelyanov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 22 февраля 2009 г.

Для кремниевой структуры, полученной из высокоэффективного солнечного элемента, при комнатной температуре исследованы зависимости мощности и квантовой эффективности краевой квазистационарной фотолюминесценции (ФЛ) от мощности импульсного излучения лазера на длине волны 658 нм. Варьировались величины постоянного прямого тока или обратного напряжения на $p-n$ -переходе. При пропускании постоянного прямого тока обнаружено значительное увеличение мощности и квантовой эффективности квазистационарной ФЛ, а также уменьшение пороговой мощности возбуждения ФЛ. Приложение обратного напряжения вызывало противоположные эффекты. Рассмотрены возможные физические причины наблюдаемых явлений.

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

Интерес к получению новых знаний о краевой (в области края собственного поглощения) фотолюминесценции (ФЛ) в монокристаллическом кремнии (c -Si) обусловлен появившимися в последние годы работами, в которых краевая ФЛ использовалась для определения в c -Si таких важных для многих приборов параметров, как эффективные времена жизни неосновных носителей заряда и диффузионные длины, зависимости этих характеристик от концентрации неосновных носителей, распределение указанных физических параметров по площади полупроводниковых пластин и приборов на различных стадиях их изготовления [1–5]. Описываемые методики являются бесконтактными, неразрушающими, а согласно [1], и самыми чувствительными при определении времен жизни. Кроме того, авторы [1] утверждают, что в отличие от широко используемого для определения времен жизни

метода фотопроводимости в квазистационарном режиме фотолюминесцентный метод практически не чувствителен к наличию в монокристалле области пространственного заряда (ОПЗ) и для практически важных случаев — к захвату неосновных носителей заряда на ловушки. При включении структур, изготовленных на основе высокоэффективных солнечных элементов, в прямом направлении недавно были достигнуты и очень высокие для непрямозонных полупроводников величины внешней квантовой эффективности (η_{ext}) и мощности (W) краевой электролюминесценции (при комнатной температуре до $\eta_{ext} \approx 0.85\%$ [6–8] и $W \approx 46 \text{ mW}$ [6,7]). Максимальная величина η_{ext} для ФЛ при комнатной температуре в структуре без p – n -перехода была получена в работе [9] и составляет $\sim 6\%$. Эти результаты обуславливают дополнительный интерес к описываемой работе, поскольку такого рода структуры могут быть использованы в различных устройствах оптоэлектроники.

В настоящей работе впервые проведены исследования краевой ФЛ c -Si в импульсном режиме в условиях приложения к p – n -переходу структуры, полученной из высокоэффективного солнечного элемента, постоянного напряжения. Это позволило наблюдать модуляцию ФЛ.

Для создания (путем резки) исследуемой структуры использовался кремниевый солнечный элемент размерами 3.5 см на 6 см, изготовленный на монокристаллической пластине p -Si. Его конструкция и технология были описаны в работе [8]. Помимо текстурирования и антиотражающего покрытия лицевая сторона Si-пластины содержала сформированные с шагом около 1 мм параллельно меньшей стороне солнечного элемента тонкие (шириной не более 0.1 мм) сильнолегированные n^+ -полосы. Сверху эти полосы были металлизированы и по краю пластины соединены между собой металлической шиной. Приповерхностный слой кремния между n^+ -полосами был также n -типа, но слабо легирован [8]. Исследования выполнены на структуре, которая соответствовала по конструкции изображенной на рис. 1 в работе [8] и содержала 4 металлизированные полосы n^+ – p -переходов. Площадь неметаллизированной поверхности p – n -перехода составляла $s \approx 0.3 \times 0.4 = 0.12 \text{ cm}^2$. Максимальная величина внешней квантовой эффективности электролюминесценции исходного солнечного элемента до резки при комнатной температуре достигала рекордной величины $\sim 0.85\%$ [6,7].

Интенсивность ФЛ измерялась с применением работающего при комнатной температуре Ge-фотоприемника. Для возбуждения ФЛ в

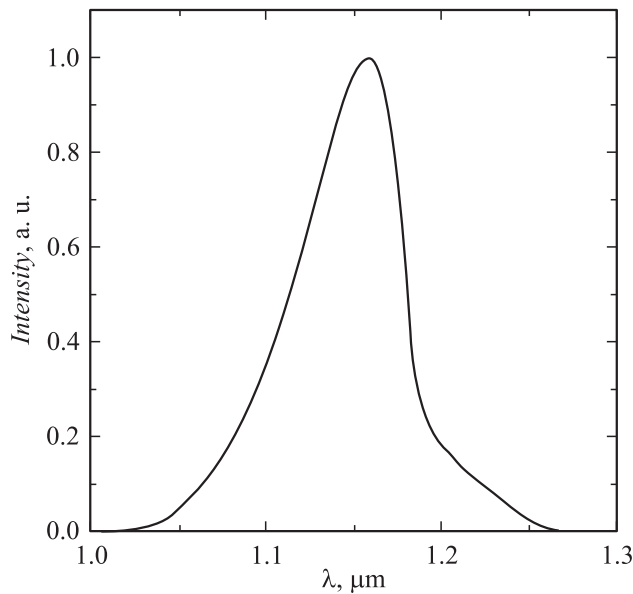


Рис. 1. Зависимость интенсивности ФЛ от длины волны (λ).

импульсном режиме использовался лазер с длиной волны излучения 658 nm и максимальной мощностью 60 mW. Излучение лазера фокусировалось в центр образца в пятно диаметром 1 mm. Импульсы имели прямоугольную форму при длительности 1 ms, временах нарастания и спада $< 1 \mu s$ и прикладывались с периодом 50 ms. Выбранная длительность импульсов обеспечивала условия квазистационарной ФЛ на время окончания импульса. Для определения η_{ext} использовалась методика, описанная в [6,7], с тем отличием, что количество излучаемых при ФЛ в единицу времени квантов было отнесено к количеству (N_{ing}) квантов излучения лазера, падающих на поверхность образца в единицу времени ($N_{ing} = P/h\nu_1$, где P — мощность лазерного излучения, $h\nu_1$ — энергия кванта лазерного излучения). Все исследования были выполнены при комнатной температуре.

Спектр фотолюминесценции солнечного элемента представлен на рис. 1. На рис. 2 при различных постоянных прямых токах (Y) и обрат-

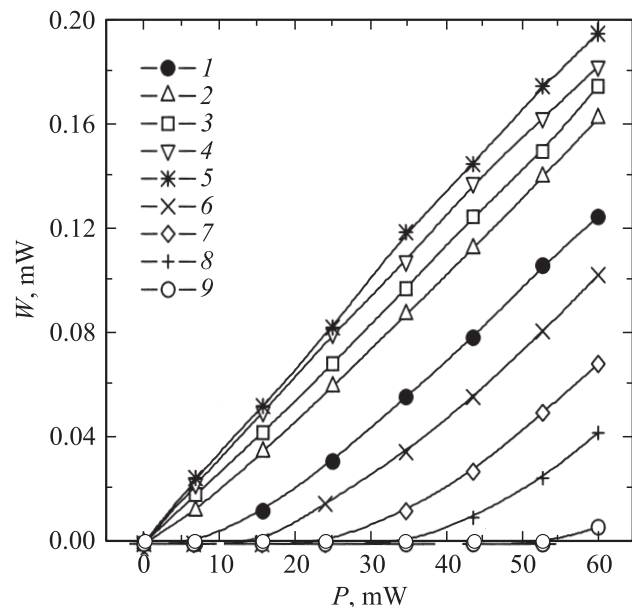


Рис. 2. Зависимости мощности ФЛ от мощности излучения лазера для различных величин прямого тока ($I - Y = 0$, $2 - Y = 6$ мА, $3 - Y = 9.3$ мА, $4 - Y = 16$ мА, $5 - Y = 22.6$ мА) и обратного напряжения ($I - V_R = 0$, $6 - V_R = 4.2$ В, $7 - V_R = 9.3$ В, $8 - V_R = 12.8$ В, $9 - V_R = 17.6$ В).

ных напряжениях (V_R) представлены зависимости амплитуды импульсов мощности ФЛ от мощности лазерного излучения, возбуждающего ФЛ. При отсутствии внешнего напряжения начиная с определенного порогового значения зависимость $W(P)$ сначала сверхлинейная, а затем переходит к близкой к линейной. Подобный вид зависимостей W от интенсивности возбуждения краевой люминесценции наблюдался ранее в ряде работ при исследованиях электролюминесценции *c*-Si (см., например, [6, 7, 10–12]). При росте постоянного прямого тока интенсивность ФЛ для фиксированного значения P возрастает, зависимости амплитуды импульсов ФЛ от P все больше приближаются к линейным. С ростом Y уменьшается (при достаточно больших Y практически до нуля) пороговое значение мощности P , при котором ФЛ начинает

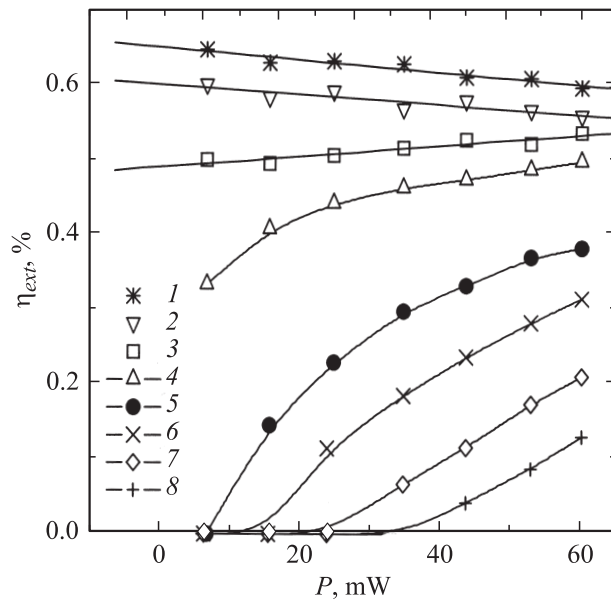


Рис. 3. Зависимости внешней квантовой эффективности ФЛ от мощности излучения лазера для различных величин прямого тока (1 — $Y = 22.6$ мА, 2 — $Y = 16$ мА, 3 — $Y = 9.3$ мА, 4 — $Y = 6$ мА, 5 — $Y = 0$) и обратного напряжения (5 — $V_R = 0$, 6 — $V_R = 4.2$ В, 7 — $V_R = 9.3$ В, 8 — $V_R = 12.8$ В).

проявляться. Как видно из рис. 2, приложение обратного напряжения к p - n -переходу структуры приводило к прямо противоположным эффектам.

Зависимости внешней квантовой эффективности ФЛ исследованной структуры от величины P при различных Y и V_R показаны на рис. 3. При $V_R \geq 0$, а также при относительно небольших прямых токах наблюдается начальный рост квантовой эффективности с ростом величины P . При достаточно больших прямых токах величина η_{ext} изменяется от P незначительно. Пропускание прямого тока приводит к значительному увеличению максимальной квантовой эффективности.

Для объяснения полученных результатов учтем следующие результаты предшествующих исследований: 1) при пропускании прямого тока

ширина области пространственного заряда в $p-n$ -переходе уменьшается, а при приложении обратного напряжения, наоборот, увеличивается; 2) согласно результатам работы [10], рекомбинация носителей заряда в ОПЗ $p-n$ -перехода не вызывает появления краевой люминесценции $c-Si$; 3) ослабление мощности использованного лазерного излучения в $c-Si$ в e раз происходит на глубине порядка нескольких μm , что сопоставимо с глубиной $p-n$ -перехода. Отсюда можно предположить, что наблюдаемая модуляция интенсивности импульсной краевой ФЛ при приложении постоянного прямого или обратного напряжения, по крайней мере частично, может быть обусловлена соответствующими изменениями, происходящими в ОПЗ структуры. Можно также предположить наличие в исследованной структуре рекомбинационных центров с определенными свойствами. При относительно малых концентрациях неосновных носителей заряда эти центры характеризуются более высокой по сравнению с другими рекомбинационными центрами эффективностью безызлучательной рекомбинации. Но при достаточно больших величинах мощности лазерного излучения и/или прямого тока вследствие относительно малой концентрации рассматриваемых центров возникает режим насыщения скорости рекомбинации через эти центры и скорость безызлучательной рекомбинации в структуре определяется в основном другими, индивидуально менее эффективными рекомбинационными центрами. Возможным объяснением является зависимость времени жизни неосновных носителей от их концентрации. При приложении обратного напряжения часть фотогенерированных носителей рекомбинирует безызлучательно во внешней цепи, что в значительной мере и обуславливает рост пороговых величин P при росте V_R и соответствующее уменьшение интенсивности ФЛ при фиксированных P .

На основании работы можно сделать следующие выводы: 1) описанные исследования могут быть полезны при интерпретации экспериментов, в которых краевая люминесценция используется для определения времен жизни и диффузионных длин неосновных носителей заряда; 2) модуляция импульсной краевой ФЛ в кремниевых структурах, подобных исследованной в настоящей работе, по-видимому, может быть осуществлена не только приложением постоянного напряжения к $p-n$ -переходу, но и путем постоянной, достаточно мощной подсветки (т.е. бесконтактно); 3) рассмотренные явления могут являться причи-

ной зависимости эффективности кремниевых солнечных элементов от мощности падающего на них излучения.

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

Работа частично поддержана по Программе президиума РАН „Стимулированная и спонтанная рекомбинация в полупроводниковых квантовых наноструктурах“.

Список литературы

- [1] *Trupke T., Bardos R.A., Schubert M.C.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. P. 044107-1–044107-3.
- [2] *Abbott M.D., Cotter J.E., Chen F.W.* et al. // *J. Appl. Phys.* 2006. V. 100. P. 114514-1–114514-10.
- [3] *Baek D.H., Kim S.B., Schroder D.K.* // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104. P. 054503-1–054503-5.
- [4] *Würfel P., Trupke T., Puzzer T.* et al. // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 101. P. 123110-1–123110-10.
- [5] *Fuyuki Takashi, Kondo Hayato, Kaji Yasue* et al. // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 101. P. 023711-1–023711-5.
- [6] *Емельянов А.М., Соболев Н.А.* // *ФТП.* 2008. Т. 42. С. 336–340.
- [7] *Емельянов А.М., Соболев Н.А.* // *Письма в ЖТФ.* 2008. Т. 34 (4). С. 64–70.
- [8] *Green M.A., Zhao J., Wang A.* et al. // *Nature.* 2001. V. 412. P. 805–808.
- [9] *Trupke T., Zhao J., Wong A.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 82. P. 2996–2998.
- [10] *Michaelis W., Pilkihn M.H.* // *Phys. Status Solidi.* 1969. V. 36. P. 311–319.
- [11] *Емельянов А.М., Соболев Н.А., Шек Е.И.* // *ФТТ.* 2004. Т. 46. С. 44–48.
- [12] *Соболев Н.А., Емельянов А.М., Шек Е.И.* и др. // *ФТТ.* 2004. Т. 46. С. 39–43.