

Влияние температуры на ток через различные рекомбинационные каналы в GaAs-солнечных элементах с GaInAs-квантовыми точками

© М.А. Минтаиров, В.В. Евстропов, С.А. Минтаиров, Р.А. Салий, А.М. Надточий, Н.А. Калюжный

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
E-mail: mamint@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 7 июня 2023 г.
В окончательной редакции 18 октября 2023 г.
Принята к публикации 6 декабря 2023 г.

Исследовано влияние уменьшения при понижении температуры, темпов тепловых выбросов носителей в различных каналах на ток насыщения GaAs p – n -перехода с Ga_{0.8}In_{0.2}As-квантовыми точками. Ток насыщения был рассчитан для температур в диапазоне от 20 до 325 К. Расчет основывался на обнаруженном ранее токовом инварианте, определяющем зависимость тока насыщения от температуры и ширины запрещенной зоны. Определение темпа рекомбинации в различных каналах, а также соответствующих ширин запрещенных зон было произведено по анализу спектров фотолюминесценции. Для различных каналов были определены характерные температуры, ниже которых тепловые выбросы носителей заряда практически отсутствуют. Расчет тока насыщения показал, что, несмотря на изменение темпов рекомбинации в различных каналах, он определяется только рекомбинацией через каналы с наименьшей энергией рекомбинации.

Ключевые слова: солнечные элементы, ток насыщения, токовый инвариант, эффективность.

DOI: 10.61011/FTP.2023.08.56970.5296

1. Введение

Одним из направлений повышения эффективности (кпд) современных GaInP/GaAs/Ge многопереходных (МП) солнечных элементов (СЭ) является использование в субэлементах внутри их p – n -перехода квантово-размерных объектов (квантовых ям, квантовых точек (КТ) и др.) [1–16], т.е. объектов с экситонным характером рекомбинационно-генерационных процессов. Такие объекты обеспечивают поглощение фотонов с энергией ниже ширины запрещенной зоны субэлемента и последующий тепловой выброс электронов в зону проводимости и дырок в валентную зону. В результате появляются свободные электронно-дырочные пары, способные разделяться электрическим полем p – n -перехода и, следовательно, создавать фотовольтаический эффект: увеличивать фотогенерированный ток, что должно привести к увеличению эффективности. Однако наличие квантовых объектов приводит к возникновению дополнительных каналов рекомбинации, повышающих общий ток насыщения p – n -перехода [6,7] и, как следствие, уменьшающих вырабатываемое субэлементом напряжение. Увеличение тока насыщения напрямую связано с энергией рекомбинации носителей в квантовых объектах (КО) [6,7]. Как показано ранее, величина изменения напряжения холостого хода (dV_{oc}) на практике равна разнице между ширинами запрещенных зон p – n -перехода ($E_{g,pn}$) и квантового объекта ($E_{g,QO}$), $dV_{oc} \approx E_{g,pn} - E_{g,QO}$. Такая связь наблюдалась для любых видов квантовых объектов.

Для квантовых ям (КЯ) это можно наблюдать в работах [8–11]. В работе [8] авторы, увеличивая ширину ямы (от 1.5 до 5 нм), изменяли эффективную величину ее

запрещенной зоны $E_{g,QO}$ (от 1.31 до 1.16 эВ). Значение $E_{g,QO}$ определялось как по пику фотолюминесценции, так и по краю поглощения (данные измерений внешней EQE или внутренней IQE квантовой эффективности). Образцы с меньшей $E_{g,QO}$ имели меньшее напряжение холостого хода (V_{oc}). В работе [9] приведены спектральные зависимости IQE для шести образцов с разным количеством КЯ. С увеличением числа КЯ возрастала плотность темнового тока при одном и том же напряжении, что говорит о том, что увеличивался ток насыщения, следовательно, напряжение при одинаковых токах падало. При этом отчетливо смещался пик от КЯ в длинноволновую сторону, что свидетельствует о соответствующем уменьшении $E_{g,QO}$. В работах [10,11] исследованы приборы с применением технологии балансировки напряжений в структуре: такой подход способствует росту напряжения холостого хода СЭ, что сопровождается также и увеличением $E_{g,QO}$.

Схожая корреляция наблюдается и для квантовых точек [12–14]. В [12] приведены ВАХ, зависимости EQE и спектры фотолюминесценции (ФЛ) для образцов с разными квантовыми точками. Спектры ФЛ содержат одинаковое количество пиков. Для двух образцов положение пиков с наименьшей $E_{g,QO}$ не отличается (1030 и 1040 нм), что приводит к одинаковому значению V_{oc} . Для третьего образца положение пика значительно смещается (1270 нм), приводя к соответствующему падению напряжения холостого хода (с 0.87 до 0.568 В). Другие пики также наблюдаются в ФЛ спектрах, однако падение напряжения вызвано смещением именно пика с наименьшей $E_{g,QO}$. В работе [13] увеличение числа рядов КТ (вплоть до 100 рядов, когда сильно деградирует эмиттер) приводит к уменьшению

V_{oc} с соответствующим смещением положения пика на E_{QE} в сторону более длинных волн. Отметим, что у двух образцов положение пиков совпадает, что соответствует одинаковому значению V_{oc} .

Важные данные представлены в работе [14], где проведено сравнение спектров E_{QE} и электролюминесценции для трех разных образцов. Положение пиков КТ, характеризующих уровни в КТ и $E_{g,QO}$, отличаются незначительно (всего наблюдается два пика 950 нм — 1.31 эВ и 1050 нм — 1.18 эВ), при этом у одного из образцов падение V_{oc} на ~ 0.1 В больше. Одновременно у этого же образца высота высокоэнергетичного пика (1.18 эВ) значительно ниже, чем у менее энергетичного (1.31 эВ). Из этого следует, что темп рекомбинации через этот уровень выше, т.е. большее число носителей рекомбинирует через уровень с меньшей энергией. Разница между этими энергетическими уровнями составляет $(1.31 - 1.18)$ эВ = 0.13 эВ, что соответствует наблюдаемой разнице для значений V_{oc} (0.1 В). В других КО, используемых в солнечных элементах (квантовые нити, КЯ и гибридные КО), также наблюдается указанная связь [15,16].

Таким образом, во-первых, во всех СЭ с КО существует строгая связь между напряжением холостого хода и $E_{g,QO}$. Во-вторых, падение V_{oc} связано с увеличением тока насыщения, который определяется темпом рекомбинации носителей через различные каналы, в том числе и через канал с энергией, равной $E_{g,QO}$. В данной работе определяются токи насыщения для различных каналов в СЭ с КЯ в широком диапазоне температур, а также темп и энергия рекомбинации всех каналов по данным анализа спектров ФЛ. Было обнаружено, что при уменьшении температуры рекомбинация в каналах поочередно насыщается, однако в случае КТ это не приводит к значительному улучшению тока насыщения $p-n$ -перехода.

2. Объект исследования и описание эксперимента

Для исследования спектров фотолюминесценции была создана специальная двойная гетероструктура, содержащая такие же $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ КТ, как и в GaAs СЭ [16]. Гетероструктура была выращена методом металлоорганической газофазной эпитаксии на установке с реактором горизонтального типа. Подробное описание технологии приведено в работе [17]. В общем виде гетероструктура представляет собой $i\text{-GaAs}$ слой толщиной 500 нм, окруженный двумя широкозонными барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ с толщинами 250 и 50 нм соответственно. В центр $i\text{-GaAs}$ слоя встроен одиночный слой $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ КТ, выращенный в режиме Странски–Крастанова с образованием смачивающего слоя. В качестве оптимального количества материала для формирования КТ было использовано 2 монослоя $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ [17].

Для получения спектров ФЛ от экспериментальных гетероструктур, содержащих КТ, в качестве источника излучения использовался лазер Nd:YAG с длиной волны излучения $\lambda = 532$ нм и мощностью до 350 мВт. Излучение образца фокусировалось на входной щели монохроматора МДР-23 с помощью собирающей линзы. Все измерения проводились с помощью охлаждаемого Ge-приемника оптического излучения по стандартной методике синхронного детектирования.

Токи насыщения для СЭ были рассчитаны при помощи подхода, описанного в работе [7]. При расчетах токов насыщения различных рекомбинационных каналов использовался токовый инвариант [18]. Вклад каждого канала в общий ток насыщения (доля) оценивался по относительной высоте соответствующих пиков на спектрах ФЛ.

3. Основные результаты

Часть измеренных спектров приведена на рис. 1. Проведенный анализ показал, что все спектры в области от 1 до 1.4 эВ включают в себя три основных пика. Первый пик (в области 1.35 эВ) хорошо проявлялся в области низких температур и соответствует положению ямоподобного смачивающего слоя. Второй и третий пики соответствовали КТ различного типа. Оба пика хорошо различаются при высоких температурах (> 250 К). При температуре 300 К пик от КТ первого типа (КТ1) наблюдался в области 1.14 эВ, а второго типа (КТ2) — в области 1.05 эВ. При низких температурах на спектрах (при энергиях фотона > 1.5 эВ) также проявлялся пик от GaAs -матрицы (пик обладал малой высотой и плохо различался, поэтому не приведен на рис. 1).

Все спектры были аппроксимированы функцией, включающей в себя как три основных пика, так и пик от GaAs -матрицы. Исключение последнего не влияло на результаты полученной расчетной спектральной зависимости. Результаты приведены на рис. 1 (линии). Проведенная аппроксимация позволила выделить из общего спектра ФЛ спектры отдельных каналов (квантовых точек первого и второго типа, смачивающего слоя и GaAs -матрицы). На рис. 2 приведена зависимость высоты пика ФЛ для различных рекомбинационных каналов от температуры. Видно, что можно выделить три характерных участка: от 20 до $T_1 = 90$ К, от T_1 до $T_2 = 150$ К и от 150 до 325 К. На первом участке интенсивности ФЛ КТ2 и КТ1 практически не изменяются, что свидетельствует о практически полном отсутствии тепловых выбросов носителей в этих квантовых точках. При этом с ростом температуры наблюдается падение ФЛ в смачивающем слое. На втором участке прекращается падение интенсивности в смачивающем слое. Носители с повышением температуры начинают уходить из точек второго типа путем тепловых выбросов. На третьем участке (при $T > T_2$) растет темп температурных выбросов носителей в КТ1, в результате уход носителей с ростом

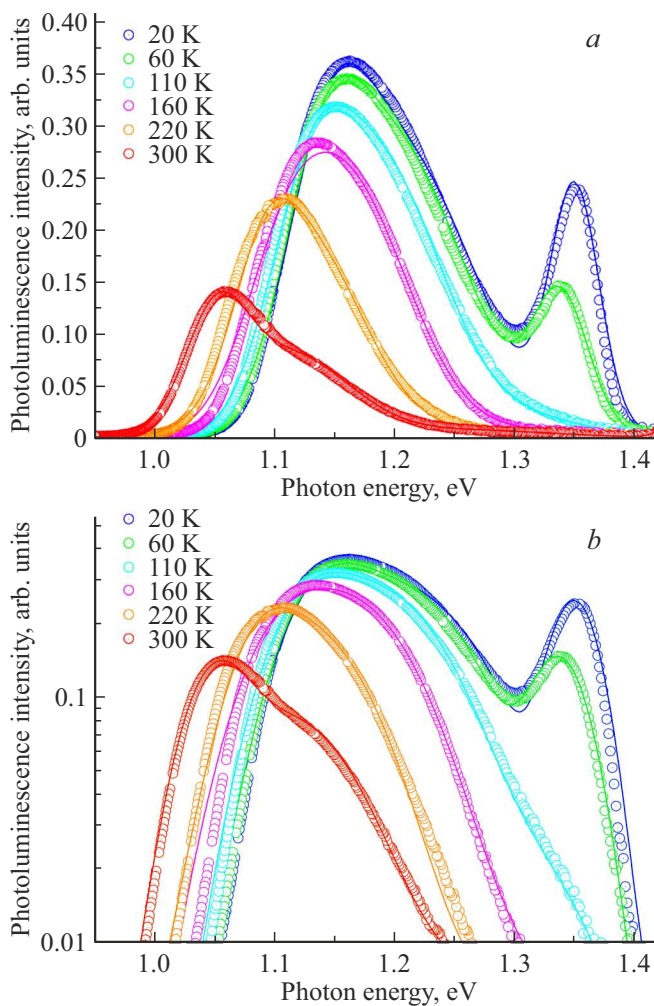


Рис. 1. Спектры ФЛ в линейном (а) и полулогарифмическом (б) масштабах, измеренные в температурном диапазоне 20–300 К (символы — экспериментальные данные, сплошные линии — результат аппроксимации суммой трех гауссовских пиков). (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

температуры сказывается уже на темпе рекомбинации через КТ1, интенсивность ФЛ от КТ2 остается примерно константой. Таким образом, в наблюдаемом эксперименте рекомбинационные процессы в структурах с КТ были взаимосвязанными. Насыщение темпа рекомбинации в одном из каналов сопровождалось увеличением (с уменьшением температуры) темпа рекомбинации в другом канале. Так, насыщение темпа рекомбинации носителей в КТ1 соответствует росту темпа рекомбинации в смачивающем слое. Также при температурах ~ 30 К виден рост интенсивности через GaAs-матрицу, что возможно свидетельствует о начале процесса насыщения темпа рекомбинации носителей в смачивающем слое. Интересным также является тот факт, что насыщение рекомбинации в точках первого типа начинается при больших температурах, хотя эффективная ширина их запрещенной зоны больше и, значит, у них меньшие

энергии захвата электронов и дырок. Однако известно, что плотность КТ1 является меньшей, и потому рекомбинация при токопрохождении в основном должна идти через более „глубокие“ КТ2 [17]. Возможно, более высокая температура свидетельствует о большем общем сечении выброса/захвата. При этом при использовании КТ в солнечных элементах основное внимание уделяется процессам токопрохождения, характеризующимся величиной тока насыщения. Поэтому в данной работе отдельное внимание уделено именно влиянию наблюдаемого уменьшения (с понижением температуры) темпов тепловых выбросов носителей на ток насыщения $p-n$ -перехода.

4. Расчет тока насыщения GaAs-солнечного элемента с включенными в его $p-n$ -переход GaInAs КТ

Расчет был проведен для тока с коэффициентом идеальности $A = 1$. Этот ток напрямую связан с темпом межзонной рекомбинации и определяет предельную эффективность СЭ. Относительная скорость такой рекомбинации в различных каналах может быть определена по сравнению соответствующих интенсивностей ФЛ (рис. 2). Для расчета тока насыщения мы использовали предположение о применимости найденного в работе [18] токового инварианта к рассматриваемым квантовым объектам (смачивающий слой, КТ1 и КТ2). В соответствии с [17] ток насыщения определяется

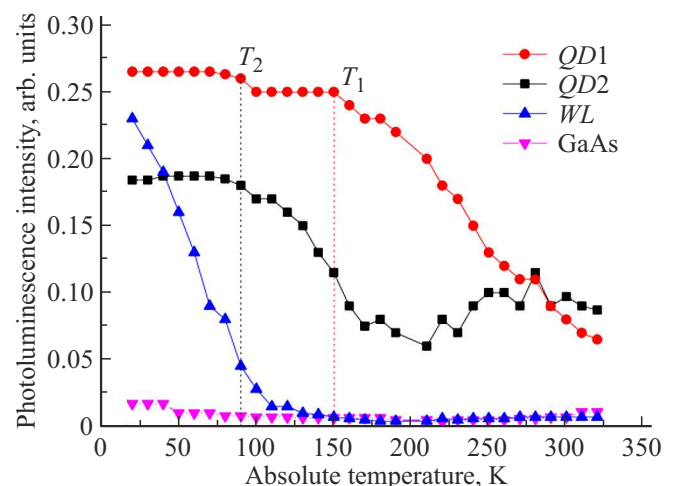


Рис. 2. Температурная зависимость интенсивности ФЛ для смачивающего слоя (синие треугольники вершиной вверх) и КТ первого (красные кружочки) и второго (черные квадратики) типа. Вертикальными линиями показаны характерные температуры для КТ первого (черная линия) и второго (красная линия) типа. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

следующим выражением:

$$J_0 = J_z \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (1)$$

где J_z — токовый инвариант, для материалов GaInAs $J_z = 1 \cdot 10^4$ А/см², k — постоянная Больцман, T — абсолютная температура. Для определения J_0 каждого из каналов в качестве E_g использовалось положение соответствующего пика ФЛ. Таким образом, для всех каналов была посчитана температурная зависимость их тока насыщения (рис. 3). Для определения общего тока насыщения использовался следующий подход. Как известно [7], в простейшем случае вольт-амперная характеристика p – n -перехода с квантовыми объектами (в том числе и с КТ) описывается одной экспонентой с предэкспоненциальным множителем, равным току насыщения J_0 .

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right). \quad (2)$$

Здесь q — заряд электрона, J — ток через p – n -переход, V — напряжение. Отметим, что выражение (2) по виду совпадает с формулой Шокли [19]. Однако ток насыщения J_0 в данном случае включает в себя дополнительные слагаемые, обусловленные рекомбинацией через КО. Соответственно, при фиксированном напряжении ток каждого из каналов также описывается (2). Очевидно, что чем выше вклад каждого из каналов, тем больше носителей рекомбинирует в нем. Соответственно, тем больше интенсивность ФЛ в этом канале. Поэтому из сравнения межзонных интенсивностей каналов можно сделать вывод об их вкладе в общий ток. Обозначим PL_i ФЛ интенсивность i -го канала, тогда, учитывая (1), ток в каждом канале будет определяться следующим выражением:

$$J_{0,i} = \frac{PL_i}{\sum PL_i} J_z \exp\left(-\frac{E_{g,i}}{kT}\right) = r_i J_z \exp\left(-\frac{E_{g,i}}{kT}\right), \quad (3)$$

где

$$r_i = \frac{PL_i}{\sum PL_i}$$

показывает, какая часть тока течет через i -й канал. Используя (2), общий ток через p – n -переход:

$$J = \sum J_{0,i} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right). \quad (4)$$

Из сравнения (1) и (4) очевидно, что общий ток насыщения определяется следующим выражением:

$$J_{0,\text{total}} = \sum J_{0,i} = \sum \left[r_i J_z \exp\left(-\frac{E_{g,i}}{kT}\right) \right]. \quad (5)$$

Используя спектры, приведенные на рис. 2, для всех температур были определены коэффициенты r_i для всех 4-х каналов. Использование токов насыщения, определенных по (1), и коэффициентов r_i в (5) позволило

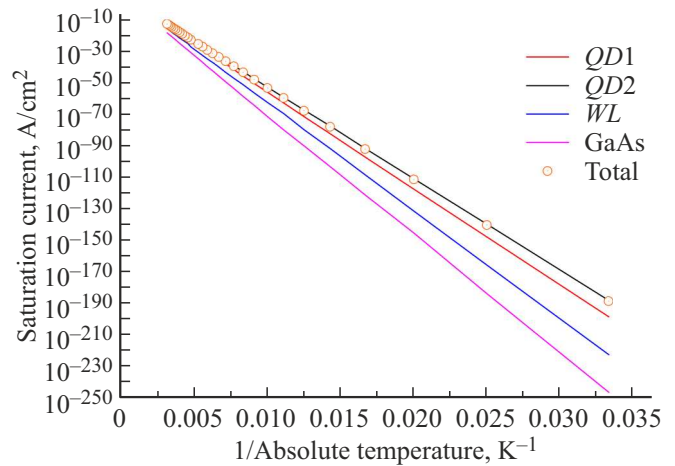


Рис. 3. Температурные зависимости тока насыщения. Линии — различные каналы рекомбинации в GaAs p – n -переходе с Ga_{0.2}In_{0.8}As КТ. Символы — общий ток насыщения.

вычислить общий ток насыщения. Результаты расчета приведены на рис. 3. Видно, что, несмотря на то что с понижением температуры рекомбинация начинает определяться не только рекомбинацией в КТ, но в том числе и в смачивающем слое, это не приводит к значительному уменьшению тока насыщения. Этот результат был неожиданным, т.е. доминирование какого-то из каналов рекомбинации не приводит к приближению общего тока насыщения к току насыщения этого канала. Фактически же общий ток насыщения всегда определяется током насыщения через канал КТ2. Это может быть объяснено следующим образом. Пусть $J_{0,1}$ будет максимальным током насыщения, выразим все токи насыщения через него:

$$\begin{aligned} J_{0,i} &= J_{0,1} \frac{J_{0,i}}{J_{0,1}} = J_{0,1} \frac{r_i J_z \exp\left(-\frac{E_{g,i}}{kT}\right)}{r_1 J_z \exp\left(-\frac{E_{g,1}}{kT}\right)} \\ &= J_{0,1} \left(\frac{r_i}{r_1}\right) \exp\left(\frac{E_{g,1} - E_{g,i}}{kT}\right), \end{aligned} \quad (6)$$

если подставить (1) в (5), с учетом (6) получим

$$\begin{aligned} J_{0,\text{total}} &= \sum J_{0,i} = \sum_{i=1}^n J_{0,1} \left(\frac{r_i}{r_1}\right) \exp\left(\frac{E_{g,1} - E_{g,i}}{kT}\right) \\ &= J_{0,1} + \sum_{i=2}^n J_{0,1} \left(\frac{r_i}{r_1}\right) \exp\left(\frac{E_{g,1} - E_{g,i}}{kT}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

В рассматриваемом эксперименте минимальная разница энергий различных каналов наблюдалась между КТ2 и КТ1 (рис. 1). Для всего диапазона температур она составляла ~ 0.1 эВ. Поэтому

$$\exp\left(\frac{E_{g,QD2} - E_{g,QD1}}{kT}\right) < 1/50.$$

С уменьшением температуры это соотношение становится еще меньше. С другой стороны, для всех каналов $\left(\frac{r_i}{r_1}\right) < 2$ (рис. 2), поэтому в (7) второй член

всегда намного меньше J_{01} , что является причиной того, что $J_{0,\text{total}} = J_{0,1}$. Приведенные рассуждения объясняют, почему в рассматриваемом случае, несмотря на факт доминирования рекомбинации через канал в КТ1 при температурах < 250 К, все равно общий ток насыщения определяется рекомбинацией в канале КТ2, что вызвано большим влиянием разницы в энергиях рекомбинации.

5. Заключение

В работе исследованы температурные спектры фотолуминесценции $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}$ -квантовых точек, предназначенных для использования в p - n -переходах солнечных элементов. Обнаружено, что насыщение рекомбинации носителей в квантовых точках первого типа происходит при температуре ($T \approx 150$ К) большей, чем у квантовых точек второго типа (90 К). Насыщение рекомбинации носителей в смачивающем слое не обнаружено вплоть до температуры ~ 30 К, однако по дополнительным признакам (рост интенсивности фотолуминесценции GaAs -матрицы) сделано предположение, что оно начинается в области температур 20–40 К. Проведен расчет температурной зависимости тока насыщения GaAs p - n -перехода, с включенными в него $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}$ -квантовыми точками. Ток насыщения p - n -перехода является одним из базовых параметров, определяющим эффективность солнечных элементов, созданных на его основе. Определено, что несмотря на то, что темп излучательной рекомбинации в КТ2 меньше, чем темп в КТ1, и несмотря на насыщение темпа рекомбинацией носителей в КТ2 и повышение темпа рекомбинации в смачивающем слое, все равно ток насыщения определяется только рекомбинацией в КТ2, обладающей наименьшей энергией рекомбинации. Таким образом, при использовании КТ $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}$ в солнечных элементах прохождение тока через их структуру будет определяться каналами, обладающими наименьшей энергией рекомбинации.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N.J. Ekins-Daukes, K.W.J. Barnham, J.P. Connolly, J.S. Roberts, J.C. Clark, G. Hill, M. Mazzer. *Appl. Phys. Lett.*, **75** (26), 4195 (1999). DOI: 10.1063/1.125580
- [2] B. Browne, J. Lacey, T. Tibbits, G. Bacchin, T.-C. Wu, J.Q. Liu, X. Chen, V. Rees, J. Tsai, J.-G. Werthen. *AIP Conf. Proc.*, **1556**, 3 (2013) p. 3. DOI: 10.1063/1.4822185.
- [3] D. Guimard, R. Morihara, D. Bordel, K. Tanabe, Y. Wakayama, M. Nishioka, Y. Arakawa. *Appl. Phys. Lett.*, **96** (20), 203507 (2010). DOI: 10.1063/1.3427392
- [4] V. Popescu, G. Bester, M.C. Hanna, A.G. Norman, A. Zunger. *Phys. Rev. B*, **78** (20), 205321 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevB.78.205321
- [5] S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S. Rouvimov, A.E. Zhukov. *Nanotechnology*, **26** (38), 385202 (2015). DOI: 10.1088/0957-4484/26/38/385202
- [6] M.A. Mintairov, V.V. Evstropov, S.A. Mintairov, A.M. Nadtochiy, M.V. Nahimovich, R.A. Salii, M.Z. Shvarts, N.A. Kalyuzhnyy. *Appl. Phys. Exp.*, **13** (7), 075002 (2020). DOI: 10.35848/1882-0786/ab9318
- [7] M.A. Mintairov, V.V. Evstropov, S. A. Mintairov, A.M. Nadtochiy, R.A. Salii, M.Z. Shvarts, N.A. Kalyuzhnyi. *Techn. Phys. Lett.*, **46** (6), 599 (2020). DOI: 10.1134/S106378502006022X
- [8] K. Toprasertpong, H. Fugii, T. Thomas, M. Fuhrer, D. Alonso-Alvarez, D.J. Farrell, K. Watanabe, Y. Okada, N.J. Ekins-Daukes, M. Sugiyama, Y. Nakano. *Progr. Photovolt.: Res. Appl.*, **24** (4), 533 (2016). DOI: 10.1002/pip.2585
- [9] D.B. Bushnell, N.D. Tibbits, K.W.J. Barnham, G.P. Connolly, M. Mazzer, N.J. Ekins-Daukes, J.S. Roberts, G. Hill, R. Airey. *J. Appl. Phys.*, **97** (12), 124908 (2005). DOI: 10.1063/1.1946908
- [10] R. Kellenbenz, W. Guter, P. Kailuweit, E. Oliva, F. Dimroth. *Proc. 8th Eur. Space Power Conf.* (4–19 September 2008, Constance, Germany).
- [11] N. Ekins-Daukes. *Solar Energy Mater. Solar Cells*, **68** (1), 71 (2001). DOI: 10.1016/S0927-0248(00)00346-9
- [12] D. Guimard, R. Morihara, D. Bordel, K. Tanabe, Y. Wakayama, M. Nishioka. *Appl. Phys. Lett.*, **96** (20), 203507 (2010). May, 2010. DOI: 10.1063/1.3427392
- [13] S.M. Hubbard, C. Plourde, Z. Bittner, C.G. Bailey, M. Harris, T. Bald, M. Bennett, D.V. Forbes, R. Raffaele. In *2010 35th IEEE Photovoltaic Specialists Conf.* (July 2010) p. 001217. DOI: 10.1109/PVSC.2010.5614053
- [14] C.G. Bailey, D.V. Forbes, R.P. Raffaele, S.M. Hubbard. *Appl. Phys. Lett.*, **98** (16), 163105 (2011). DOI: 10.1063/1.3580765
- [15] M. Sugiyama, H. Fujii, T. Katoh, K. Toprasertpong, H. Sodabanlu, K. Watanabe, D. Alonso-Alvarez, N.J. Ekins-Daukes, Y. Nakano. *Progr. Photovolt.: Res. Appl.*, **24** (12), 1606 (2016). DOI: 10.1002/pip.2769
- [16] M.A. Mintairov, V.V. Evstropov, S.A. Mintairov, M.V. Nakhimovich, M.Z. Shvarts, N.A. Kalyuzhnyy. *AIP Conf. Proc.*, **2298**, 020007 (2020). DOI: 10.1063/5.0033763
- [17] R.A. Salii, S.A. Mintairov, A.M. Nadtochiy, V.N. Nevedomskii, M.Z. Shvarts, N.A. Kalyuzhnyy. *Semiconductors*, **54** (10), 1267 (2020). DOI: 10.1134/S1063782620100255
- [18] M.A. Mintairov, V.V. Evstropov, S.A. Mintairov, M.V. Nakhimovich, M.Z. Shvarts, N.A. Kalyuzhnyy. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1697** (1), 012170 (2020). Dec. 2020. DOI: 10.1088/1742-6596/1697/1/012170
- [19] W. Shockley. *The theory of p - n junctions in semiconductors and p - n junction transistors* (Bell System Techn. J., July 1949) p. 435.

Редактор Г.А. Оганесян

Effect of temperature on current through various recombination channels in GaAs solar cells with GaInAs quantum dots

*M.A. Mintairov, V.V. Evstropov, S.A. Mintairov,
R.A. Salii, A.M. Nadtochiy, N.A. Kalyuzhnyy*

Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The influence of reducing carrier of thermal escape rate with temperature decreasing in various channels on the dark saturation current of a GaAs $p-n$ junction with $\text{Ga}_{0.2}\text{In}_{0.8}\text{As}$ quantum dots has been investigated. The dark saturation current has been calculated for temperatures ranging from 20 to 325 K. The calculation was based on the previously discovered current invariant, which determines the dependence of the saturation current on temperature and bandgap energy. The rates of recombination in various channels and their bandgaps were determined by photoluminescence spectra analysis. For various channels, characteristic temperatures were determined, below which thermal escape rate of carriers is practically absent. The saturation current calculation showed that, despite the change in the rate of recombination in different channels, it is determined only by the recombination in the channel with lower bandgap energy.