

06

Влияние положения массива InGaAs квантовых точек на спектральные характеристики AlGaAs/GaAs фотопреобразователей

© С.А. Блохин, А.М. Надточий, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный,
В.М. Емельянов, В.Н. Неведомский, М.З. Шварц,
М.В. Максимов, В.М. Лантратов, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов

Санкт-Петербургский физико-технический
научно-образовательный центр РАН
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: blokh@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 25 мая 2012 г.

Приведены результаты сравнительных исследований внутреннего квантового выхода AlGaAs/GaAs фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) при изменении расположения массива вертикально связанных квантовых точек (КТ) InGaAs. Вынос КТ-среды непосредственно на границу i -области с базой не вызывает изменений в чувствительности ФЭП по сравнению со случаем КТ в i -области. Однако вынос КТ в базу или к тыльному потенциальному барьеру приводит к снижению вклада базового слоя в спектры фототока ФЭП и деградации фоточувствительности КТ-среды.

Фотоэлектрические преобразователи (ФЭП) являются наиболее перспективными альтернативными источниками энергии. Однако низкий коэффициент полезного действия (КПД), обусловленный различными механизмами потерь, препятствует широкому внедрению технологии ФЭП [1]. Традиционный подход, основанный на последовательном соединении однопереходных солнечных элементов с различной шириной запрещенной зоны в многопереходные (каскадные) гетероструктурные ФЭП позволяет лишь частично преодолеть указанную проблему [2]. Сравнительно недавно было предложено использовать нульмерные квантово-размерные гетероструктуры (так называемые квантовые точки) для более эффективного согласования спектров поглощения каскадов при сохранении псевдоморфного режима роста ФЭП [3–5]. Данная

работа посвящена вопросам комплексной оптимизации поглощающей среды на основе InGaAs квантовых точек (далее КТ-среда) InGaAs с целью повышения эффективности фотоэлектрического преобразования энергии в КТ.

Задача обеспечения эффективного сбора-разделения фотогенерированных в КТ носителей является ключевой при разработке эффективной фотоэлектрической КТ-среды. Ранее нами было показано [6], что в изолированных КТ In(Ga)As основным механизмом эмиссии носителей из КТ является термическая активация, тогда как в случае вертикально связанных КТ — туннелирование в тянущем поле p - n -перехода. Однако вопрос оптимального расположения КТ-среды в ФЭП актуален.

За основу была взята конструкция гетероструктурного ФЭП AlGaAs/GaAs на основе фотовольтаического p - n -перехода в GaAs (p -эмиттер/ n -база) с тыльным потенциальным барьером n -AlGaAs и тонким широкозонным окном p -AlGaAs [1] с различным расположением КТ-среды. Все исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии в установке RIBER49 на легированных Si подложках GaAs с ориентацией (001). Самоорганизующиеся КТ формировались в режиме роста Странски–Крастанов [7]. В качестве КТ-среды использовались десять рядов КТ InGaAs, разделенных слоем GaAs толщиной 10 nm, с общей толщиной 130 nm. Структуры ФЭП были выполнены в пяти вариантах: с КТ-средой в i -области p - n -перехода (далее i -QD-SC), с КТ-средой на границе i -области и базы (далее i -Base-QD-SC), с КТ-средой в базе на расстоянии 200 nm от i -области (далее Base-QD-SC), с КТ-средой вблизи тыльного потенциального барьера (далее BSF-QD-SC) и без КТ-среды при сохранении общей толщины i -области 130 nm (далее Ref-SC).

Для оценки структурного качества синтезированных массивов КТ были проведены исследования методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на микроскопе JEM-2100F с разрешающей способностью 0.1 nm (по решетке) при ускоряющем напряжении 200 kV для всех структур ФЭП с КТ-средой. Образцы для ПЭМ-исследований готовились традиционным способом: механическая шлифовка с последующим ионным распылением до перфорации ионами Ar^+ с энергией 5 keV. Анализ ПЭМ-изображений выявил наличие сильной корреляции в расположении КТ в различных слоях и вертикальное выстраивание (связывание) КТ в колонны, при этом латеральный размер и высота КТ несильно ($\sim 10\%$) изменяются от нижних слоев к верхним слоям. На

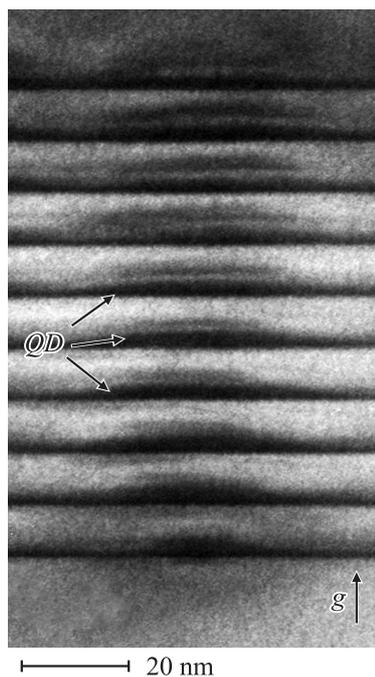


Рис. 1. Темнопольное изображение поперечного сечения (110) вертикально связанных КТ InGaAs образца *i-QD-SC*, полученное методом ПЭМ в двулучевых условиях с действующим вектором дифракции $g = (002)$. Направление дифракционного вектора совпадает с направлением роста структуры и показано в нижнем правом углу стрелкой с надписью „ g “. Отражение $g = (002)$ чувствительно к составу: светлый контраст соответствует слоям GaAs, а темный — слоям InGaAs. Стрелками *QD* обозначены КТ. Дополнительный контраст над КТ связан с упругими напряжениями, которые проявляются в изображении посредством влияния отражения $g = (004)$ на интенсивность первичного пучка.

рис. 1 приведен характерный вид вертикально связанных КТ InGaAs в геометрии поперечного сечения (110). Более того, ПЭМ-исследования не выявили образования дислокаций в упруго-напряженных массивах КТ и протяженных дефектов, связанных с подложкой, что позволило оценить плотность прорастающих дислокаций на уровне менее

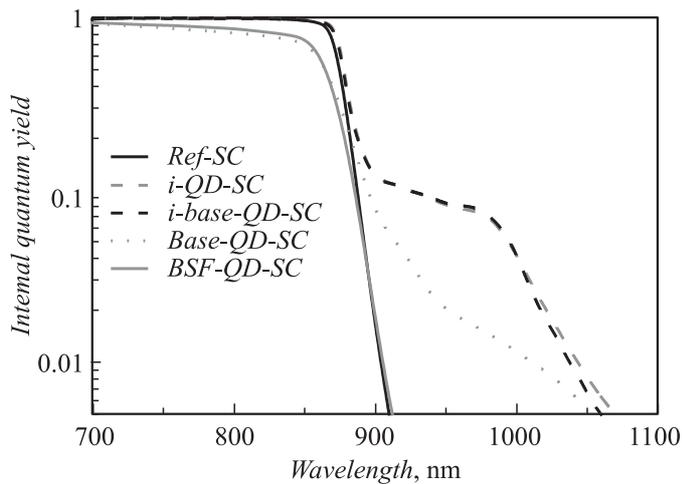


Рис. 2. Спектральные зависимости внутреннего квантового выхода исследованных однопереходных ФЭП AlGaAs/GaAs.

$5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$ (предел обнаружения метода) и говорить о высоком структурном качестве — бездислокационном росте КТ. Следует отметить, что расположение КТ-среды относительно $p-n$ -перехода не оказывает влияния на дефектность и структурно-оптические характеристики массива КТ.

На рис. 2 представлены спектральные зависимости внутреннего квантового выхода исследуемых ФЭП в диапазоне 600–1100 nm, где вклад i -области и базового слоя в фототок является существенным. Введение КТ-среды в i -область ведет к заметному расширению диапазона фоточувствительности ФЭП (i -QD-SC и i -Base-QD-SC) с 900 до 1080 nm, благодаря разделению фотогенерированных в КТ электрон-дырочных пар за счет нерезонансного туннелирования между соседними вертикально связанными КТ в пределах одной колонны. При этом возможность пространственного перемещения носителей по колонне КТ и воздействие тянущего электрического поля $p-n$ -перехода обеспечивают эффективный транспорт носителей между отдельными рядами КТ. Следует отметить, что появление дислокаций в КТ-среде привело бы к уменьшению времени жизни носителей заряда, фо-

тогенерированных в i -области и p -эмиттере, а следовательно, и к падению внутреннего квантового выхода в диапазоне фоточувствительности GaAs [8,9]. Однако ПЭМ исследования и хорошее соответствие спектров внутреннего квантового выхода i -QD-SC и Ref-SC в диапазоне фоточувствительности GaAs (< 900 nm) свидетельствует о бездислокационном росте массива вертикально связанных КТ и сохранении высокого структурного качества p - n -перехода [7].

Вынос КТ-среды непосредственно на границу i -области с базой практически не вызывает изменений в фоточувствительности ФЭП. В то же время сдвиг КТ-среды в базу (на 200 nm от границы i -область–база), где напряженность тянущего поля p - n -перехода, а следовательно, и вероятности выброса носителей из КТ уменьшаются, приводит к заметному снижению фототока в области спектральной чувствительности массива КТ. Сдвиг КТ-среды к тыльному потенциальному барьеру приводит к тому, что фоточувствительность в области свыше 900 nm пропадает, что обусловлено пренебрежимо малой скоростью эмиссии носителей из КТ в отсутствие тянущего поля p - n -перехода в этой области. Кроме того, в обоих случаях наблюдается резкое падение фототока в области чувствительности GaAs.

Для количественной оценки описанных выше явлений были промоделированы экспериментальные спектральные характеристики ФЭП по методике, описанной в работе [10]. Это позволило выделить вклад отдельных слоев (широкозонное окно, эмиттер, i -область и база) в общую спектральную характеристику. Согласно рис. 3, вклад слоев эмиттера и широкозонного окна для всех моделируемых структур идентичен. В то же время вклад i -области во внутренний квантовый выход одинаков для ФЭП без КТ-среды в i -области (Ref-SC, Base-QD-SC и BSF-QD-SC). При этом для ФЭП с КТ-средой в i -области (i -QD-SC и i -Base-QD-SC) наблюдается длинноволновая фоточувствительность в диапазоне 870–1080 nm, обусловленная фотоэффектом в массиве КТ. Вынесение массива КТ в базовый слой вне зависимости от его положения (Base-QD-SC и BSF-QD-SC) приводит к заметному снижению эффективности собирания носителей из базы и уменьшению вклада базового слоя в спектры фототока ФЭП, что находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными. Поскольку ПЭМ-исследования не выявили увеличения дефектности КТ-среды при их росте в базовом слое ФЭП, то данный эффект, по-видимому, обусловлен ухудшением транспорта носителей заряда вследствие захвата в

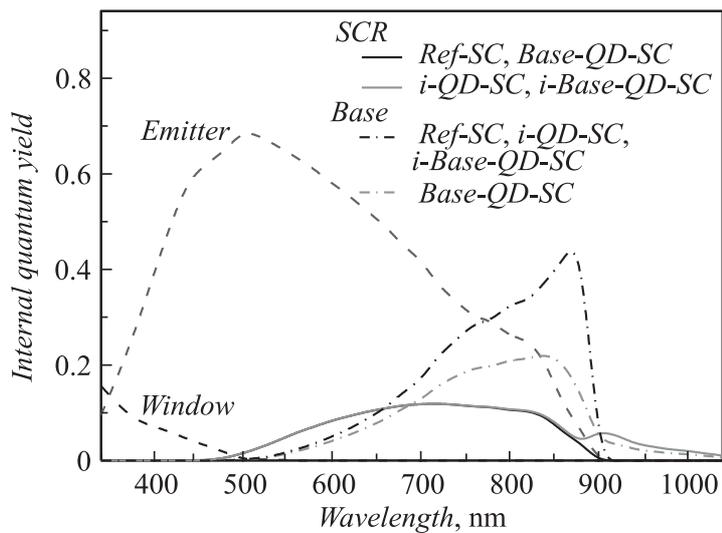


Рис. 3. Вклад в спектральные характеристики слоев исследованных ФЭП AlGaAs/GaAs: *Window* — широкозонное окно, *Emitter* — эмиттер, *SCR* — обедненная область, *Base* — база.

КТ-носителей, сфотогенерированных в базовом слое и диффундирующих к *i*-области, и их последующей рекомбинацией в отсутствие эффективного тянущего поля.

Таким образом, проведен анализ влияния расположения массива вертикально связанных КТ InGaAs в структуре ФЭП на внутренний квантовый выход гетероструктурных ФЭП AlGaAs/GaAs. Спектральная характеристика ФЭП с КТ-средой вблизи границы *i*-область-база идентична характеристике ФЭП с КТ-средой в *i*-области и демонстрирует дополнительную по отношению к ФЭП без КТ-среды фоточувствительность в диапазоне 900–1080 нм. Сдвиг КТ в базу или вынос к тыльному потенциальному барьеру приводит к снижению эффективности сбора носителей сфотогенерированных в базовом слое и диффундирующих к *i*-области вследствие их захвата в КТ. Более того, в отсутствие тянущего поля *p-n*-перехода скорость эмиссии носителей из КТ резко падает и наблюдается деградация фоточувствительности КТ-среды.

Авторы работы выражают благодарность А.Р. Ковшу и С.С. Михрину за предоставленные эпитаксиальные структуры.

Работа выполнялась при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ, Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] *Andreev V.M., Grilikhes V.A., Romyantsev V.D.* Photovoltaic Conversion of Concentrated Sunlight. John Willey & Sons Ltd., 1997.
- [2] *Henry C.H.* // J. Appl. Phys., 1980. V. 51. P. 4494.
- [3] *Aroutiounian V.* et al. // J. Appl. Phys., 2001. V. 89. P. 2268.
- [4] *Luque A.* et al. // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. P. 094 503.
- [5] *Hubbard S.M.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 123 512.
- [6] *Шаталина Е.С.* и др. // ФТП. 2010. Т. 44(10). С. 1348–1352.
- [7] *Н.Н. Леденцов.* ФТП. 1998. Т. 32(4). С. 385–410.
- [8] *Laghutavarapu R.B.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 243 115.
- [9] *Martí A.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 233 510.
- [10] *Емельянов В.М.* и др. // НТВ СПбГУ. 2009. В. 2. С. 17–23.