

07

Просветление поверхности субэлемента на основе германия в каскадных GaInP/GaAs/Ge-солнечных элементах

© С.А. Минтаиров, В.М. Емельянов, Н.А. Калюжный, В.М. Андреев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: mintairov@scell.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 16 июля 2018 г.

Проведено моделирование спектральных характеристик Ge-субэлемента трехпереходных солнечных элементов GaInP/GaAs/Ge. Показано, что использование нуклеационного слоя GaInP, создающего мелкий диффузионный $p-n$ -переход в Ge, позволяет повысить фотогенерированный ток Ge-субэлемента на $\sim 4.5 \text{ mA/cm}^2$ по сравнению с величиной в случае нуклеационного слоя GaAs, а оптимальная толщина этого слоя (170–180 nm) позволяет дополнительно увеличить фототок на $\sim 1.5 \text{ mA/cm}^2$. Экспериментально продемонстрировано увеличение фотогенерированного тока Ge-субэлемента солнечных элементов GaInP/GaAs/Ge на 3.9 mA/cm^2 при замене нуклеационного слоя GaAs на GaInP, а также дополнительный прирост на 0.9 mA/cm^2 при использовании оптимальной толщины нуклеационного слоя GaInP.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.22.46927.17464

В настоящее время наибольшие эффективности преобразования солнечной энергии в электрическую достигаются при использовании многопереходных (МП) солнечных элементов (СЭ), а рекордный КПД $\sim 46\%$ был достигнут для четырехпереходного СЭ [1]. С точки зрения промышленного производства наиболее перспективными и как следствие распространенными являются трехпереходные СЭ на основе согласованных по параметру решетки материалов GaInP(1.9 eV)/GaAs(1.4 eV)/Ge (0.66 eV), которые имеют теоретическое значение КПД 50.1%, что значительно превосходит КПД однопереходных СЭ ($\sim 37\%$) [2].

В 2005 г. были созданы промышленные МП СЭ Ga_{0.505}In_{0.495}P/GaAs/Ge с КПД 39.0% (AM1.5D) [3]. В дальнейшем

за счет применения метаморфного роста были получены МП СЭ $\text{Ga}_{0.44}\text{In}_{0.56}\text{P}/\text{Ga}_{0.92}\text{In}_{0.08}\text{As}/\text{Ge}$ с КПД 40.7% [4]. Эффективность преобразования 41.1% (AM1.5D) была достигнута на структуре МП СЭ $\text{Ga}_{0.35}\text{In}_{0.65}\text{P}/\text{Ga}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{As}/\text{Ge}$ [5].

Во всех указанных гетероструктурах используется Ge-подложка *p*-типа проводимости, в которой во время роста верхнего тандема на основе полупроводников A^3B^5 формируется нижний *p-n*-переход за счет диффузии атомов элементов пятой группы из выращиваемого на ней нуклеационного слоя. Широкий круг проблем, связанных как с ростом эпитаксиальных слоев A^3B^5 на инородной германиевой подложке, так и с формированием и свойствами нижнего Ge-субэлемента, был исследован в ряде работ [6–9].

Настоящая работа посвящена проблеме минимизации оптических потерь на гетерогранице $\text{A}^3\text{B}^5/\text{Ge}$ в структуре МП СЭ $\text{GaInP}/\text{GaAs}/\text{Ge}$ для повышения фотогенерированного тока нижнего субэлемента на основе Ge.

Структуры МП СЭ были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии (МОС — металлоорганические соединения) на подложках *p*⁺-Ge (100) при пониженном давлении 100 mbar. Детали технологии выращивания структур и создания чипов СЭ представлены в [10]. Измерение спектральных зависимостей внешнего квантового выхода МП СЭ проводилось на специализированной установке в диапазоне длин волн до 1400 nm.

Были проведены расчеты картины электромагнитного поля внутри структуры МП СЭ с помощью решения системы уравнений Максвелла для слоистых структур в формализации его методом матриц Абеле-са [11]. Это позволило рассчитать спектральные распределения коэффициентов прохождения света в Ge-субэлемент и спектры фотоответа при помощи классической теории фотовольтаического эффекта [12]. Входные параметры расчетов, описание методики моделирования и дизайна структур МП СЭ представлены в [13].

Оптические потери в МП СЭ связаны с тем, что при преобразовании солнечного спектра возникает отражение излучения от границ раздела объемных слоев отдельных субэлементов. Такие потери в основном выражаются в понижении тока короткого замыкания, который генерируют отдельные субэлементы и МП СЭ в целом. Уменьшить отражение от границы двух объемных материалов можно за счет использования слоя просветляющего покрытия, который вводится между ними.

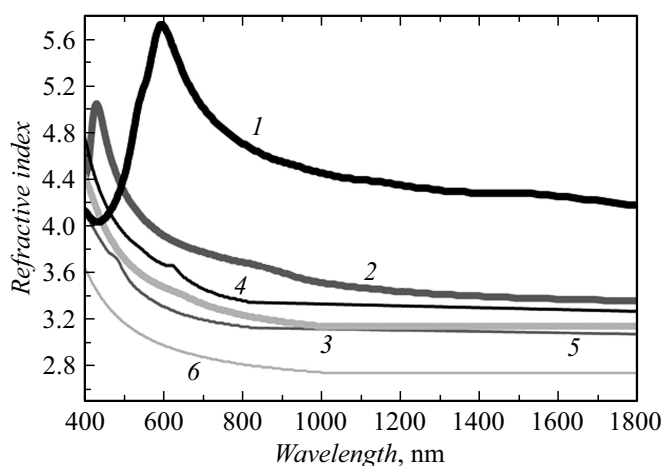


Рис. 1. Дисперсионные зависимости показателей преломления слоев, составляющих многопереходные солнечные элементы. 1 — Ge, 2 — GaAs, 3 — Ga_{0.51}In_{0.49}P, 4 — Al_{0.4}Ga_{0.6}As, 5 — Al_{0.8}Ga_{0.2}As, 6 — Al_{0.53}In_{0.47}P.

Наличие между субэлементами различных функциональных слоев, важнейшим из которых является нуклеационный слой, создающий диффузионный $p-n$ -переход в подложке Ge [13], дает возможность снижения оптических потерь в МП СЭ за счет просветления гетерограниц при варьировании толщины функциональных слоев.

Дисперсионные зависимости показателей преломления основных материалов МП СЭ (рис. 1) позволяют сделать вывод, что граница GaAs и Ge будет характеризоваться отражением в спектральной области фотоактивности нижнего субэлемента (900–1900 nm) ввиду большего показателя преломления Ge. Для просветления этой гетерограницы необходимо, чтобы значения показателя преломления нуклеационного слоя в спектральной области фотоактивности Ge находились между соответствующими значениями для GaAs и Ge. Однако введение любого другого слоя (рис. 1) между объемными слоями GaAs и Ge будет приводить к увеличению амплитуды отраженной волны, так как дисперсионные зависимости для этих слоев лежат ниже дисперсионных зависимостей как Ge, так и GaAs. Таким образом, прохождение света в нижний субэлемент будет максимальным при использовании

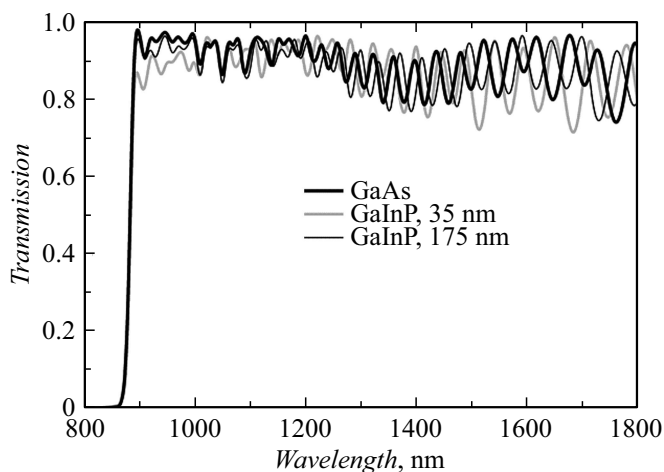


Рис. 2. Расчетные спектральные зависимости коэффициента вхождения света в Ge-субэлемент в случае использования нуклеационного слоя: GaAs, $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ толщиной 35 nm и $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ толщиной 175 nm.

нуклеационного слоя GaAs (рис. 2). Однако при нуклеации GaAs в подложке германия будет формироваться достаточно „глубокий“ $p-n$ -переход из-за высокого коэффициента диффузии атомов мышьяка, что приведет к низкому коэффициенту собирания носителей заряда из эмиттера Ge [14]. Таким образом, общий фотогенерированный ток будет практически полностью определяться собиранием носителей заряда из базы [13], а спектральная зависимость внешнего квантового выхода Ge-субэлемента будет иметь низкий уровень в коротковолновой области (рис. 3).

Для решения этой проблемы в качестве нуклеационного слоя может быть использован твердый раствор GaInP, согласованный по параметру решетки с Ge-подложкой, который позволяет уменьшить толщину диффузионного эмиттера Ge-субэлемента. В этом случае диффузия атомов фосфора будет приводить к возникновению $p-n$ -перехода на глубине порядка $0.3-0.4 \mu\text{m}$ [10]. При этом потери, связанные с отражением света от германиевого субэлемента, на гетерогранице GaInP/Ge возрастут по сравнению с потерями на гетерогранице GaAs/Ge, так как слой GaInP будет выполнять роль селективного отражателя.

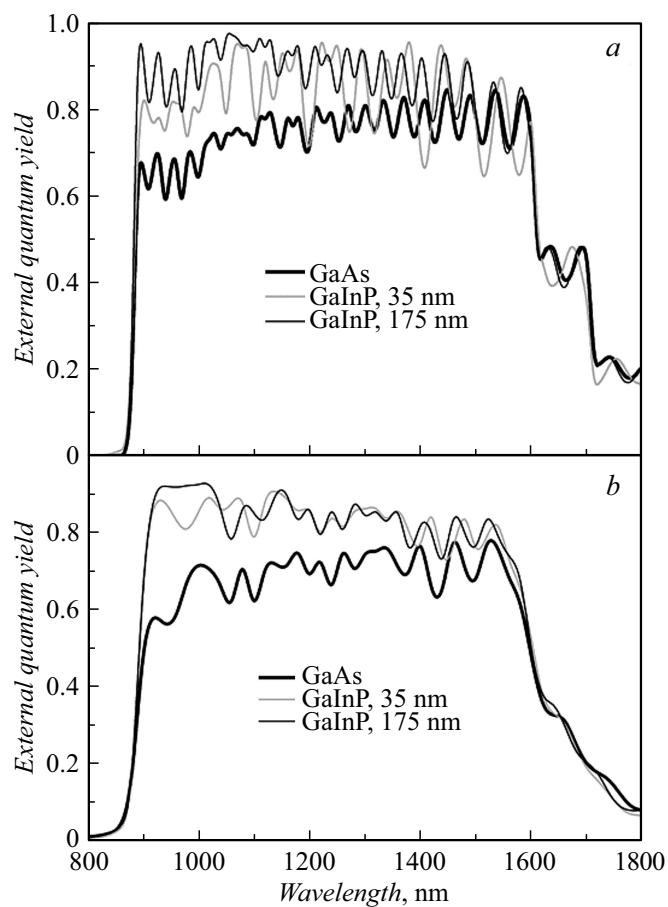


Рис. 3. Расчетные (a) и экспериментальные (b) спектральные зависимости внешнего квантового выхода Ge-субэлемента МП СЭ GaInP/GaAs/Ge в случае использования нуклеационного слоя: GaAs, Ga_{0,51}In_{0,49}P толщиной 35 nm и Ga_{0,51}In_{0,49}P толщиной 175 nm.

Увеличить прохождение фотонов в Ge возможно посредством оптимизации толщины нуклеационного слоя GaInP. Из результатов расчета следует, что при толщине нуклеационного слоя GaInP 170–180 nm

достигается повышенное вхождение света в Ge-субэлемент (рис. 2), что приводит к увеличению его спектральной фоточувствительности (рис. 3, *a*) в коротковолновой области. Расчет фотогенерированных токов Ge-субэлементов показывает, что использование нуклеационного слоя GaInP с толщиной в диапазоне 35–100 nm позволяет повысить фотогенерируемый ток на величину порядка 4.5 mA/cm^2 по сравнению с таковым в случае нуклеационного слоя GaAs. При этом использование оптимальной толщины слоя GaInP (170–180 nm) приводит к дополнительному возрастанию фотогенерированного тока Ge-субэлемента на величину порядка 1.5 mA/cm^2 .

Экспериментально полученные спектральные зависимости внешней квантовой эффективности Ge-субэлементов трехпереходных СЭ GaInP/GaAs/Ge (рис. 3, *b*) демонстрируют хорошее согласие с расчетными данными. В случае использования нуклеационного слоя GaAs, коротковолновая фоточувствительность оказывается наименьшей (рис. 3, *a, b*). При этом использование нуклеационного слоя GaInP с толщиной из оптимального расчетного интервала (175 nm) приводит к дополнительному возрастанию фоточувствительности в коротковолновой части спектра. Таким образом, согласно экспериментально полученным данным, общий фотогенерированный ток Ge-субэлемента для спектра АМ0 изменяется с 23.8 до 27.7 mA/cm^2 при замене нуклеационного слоя GaAs на GaInP и дополнительно возрастает до 28.6 mA/cm^2 за счет использования оптимальной толщины GaInP.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (соглашение № 17-79-30035).

Список литературы

- [1] Green M.A., Emery K., Hishikawa Y., Warta W., Dunlop E.D. // Prog. Photovolt.: Res. Appl. 2015. V. 23. P. 1–9.
- [2] Henry C.H. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 4494–4500.
- [3] King R.R., Law D.C., Fetzer C.M., Sherif R.A., Edmondson K.M., Kurtz S., Kinsey G.S., Cotal H.L., Krut D.D., Ermer J.H., Karam N.H. // Proc. of the 20th EPVSEC. Barcelona, Spain, 2005. P. 118–123.
- [4] King R.R., Law D.C., Edmondson K.M., Fetzer C.M., Sherif R.A., Kinsey G.S., Krut D.D., Cotal H.L., Karam N.H. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 183516.
- [5] Guter W., Schone J., Philipps S.P., Steiner M., Siefer G., Wekkeli A., Welsler E., Oliva E., Bett A.W., Dimroth F. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 223504.

- [6] *Olson J.M., McMahon W.E.* // Proc. 2nd World Conf. on PVSEC. Vienna, Austria, 1998. P. NREL/CP-520-25045.
- [7] *Калюжный Н.А., Гудовских А.С., Евстропов В.В., Лантратов В.М., Минтаиров С.А., Тимошина Н.Х., Шварц М.З., Андреев В.М.* // ФТП. 2010. Т. 44. В. 11. С. 1568–1576.
- [8] *Gudovskikh A.S., Kleider J.P., Chouffot R., Kalyuzhnyy N.A., Mintairov S.A., Lantratov V.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 165307.
- [9] *Kalyuzhnyy N.A., Evstropov V.V., Lantratov V.M., Mintairov S.A., Mintairov M.A., Gudovskikh A.S., Luque A., Andreev V.M.* // Int. J. Photoenergy. 2014. V. 2014. P. 836284.
- [10] *Минтаиров С.А., Андреев В.М., Емельянов В.М., Калюжный Н.А., Тимошина Н.К., Шварц М.З., Лантратов В.М.* // ФТП. 2010. Т. 44. В. 8. С. 1118–1123.
- [11] *Abeles F.* // Ann. de Phys. 1950. V. 5. P. 596–640.
- [12] *Васильев А.М., Ландсман А.П.* Полупроводниковые преобразователи. М.: Сов. радио, 1971. 248 с.
- [13] *Andreev V.M., Emelyanov V.M., Kalyuzhnyy N.A., Lantratov V.M., Mintairov S.A., Shvarts M.Z., Timoshina N.K.* // Proc. of the 23rd EPVSEC. Valencia, Spain, 2008. P. 375–381.
- [14] *Takamoto T., Agui T., Kamimura K., Kaneiwa M.* // Proc. WCPEC-3. Osaka, Japan, 2003. P. 3PL-C2-01.