

Многoperеходные солнечные элементы с брэгговскими отражателями на основе структур GaInP/GaInAs/Ge

© В.М. Емельянов[¶], Н.А. Калюжный, С.А. Минтаиров, М.З. Шварц, В.М. Лантратов

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

(Получена 24 мая 2010 г. Принята к печати 28 мая 2010 г.)

Теоретически исследовано влияние параметров субэлементов на величину КПД в каскадных солнечных элементах на основе GaInP/Ga(In)As/Ge при облучении электронами с энергией 1 МэВ с дозами до $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Определены оптимальные толщины субэлементов GaInP и GaInAs, обеспечивающие наилучшее согласование фототоков при различных дозах облучения как в солнечных элементах со встроенными брэгговскими отражателями, так и без них. Рассчитаны зависимости КПД фотопреобразователей от дозы электронов с энергией 1 МэВ и времени нахождения на геосинхронной орбите при оптимизации структур элементов на начало и конец срока эксплуатации. Показано, что оптимизация гетероструктур субэлементов под расчетную дозу радиационного облучения и встраивание в структуру брэгговских отражателей позволяют обеспечить суммарное увеличение КПД при эксплуатации солнечных элементов на орбите на 5% по сравнению с неоптимизированными элементами без брэгговского отражателя.

1. Введение

Важной характеристикой космических многoperеходных солнечных элементов (СЭ) является устойчивость к воздействию высокоэнергетичных частиц околоземного космического пространства (протонов, электронов и γ -квантов). Эти частицы создают в структуре СЭ дополнительные центры безызлучательной рекомбинации, вызывающие уменьшение диффузионных длин неосновных носителей заряда (ННЗ), что наиболее сильно сказывается на величинах фототока субэлементов многoperеходных СЭ [1,2]. В данной работе осуществлено моделирование радиационного повреждения СЭ GaInP/GaInAs/Ge, состоящих из трех субэлементов: GaInP, GaInAs и Ge. Различная скорость радиационной деградации фототока в отдельных субэлементах ведет к нарушению условий согласования фототоков между субэлементами и снижению КПД многoperеходного СЭ. Поэтому для достижения максимальных значений КПД многoperеходного СЭ в течение всего его срока службы на орбите следует производить оптимизацию структуры субэлементов в зависимости от дозы частиц, повреждающих СЭ в процессе его эксплуатации.

Одним из способов повышения радиационной стойкости СЭ является использование встроенных брэгговских отражателей (БО) [3–5]. Применение БО (рис. 1) обеспечивает возврат в фотоактивную область структуры части непоглощенных в ней „длинноволновых“ фотонов с энергией, близкой к ширине запрещенной зоны. Это позволяет уменьшить толщины фотоактивных слоев и, как следствие этого, количество радиационных дефектов. Этот подход по сравнению с другими методами повышения радиационной стойкости — с использованием, например, слабо легированных слоев и тянущих полей [6–11] — не приводит к уменьшению потенциальных барьеров на p - n -переходах СЭ и снижению напряжения

холостого хода СЭ. Брэгговский отражатель, играя также роль тыльного потенциального барьера (ТПБ), улучшает собирание ННЗ из базовой области и способствует увеличению фототока.

Цель данной работы заключалась в достижении максимальной радиационной стойкости СЭ путем оптимизации гетероструктур субэлементов многoperеходных монокристаллических СЭ GaInP/Ga_{0,99}In_{0,01}As/Ge с БО для различных доз облучения.

2. Снижение фототоков в солнечных элементах на основе GaInP/GaInAs/Ge при радиационном облучении

Моделирование радиационного повреждения СЭ GaInP/GaInAs/Ge проводилось для электронов с энергией 1 МэВ, так как электроны высоких энергий являются основным повреждающим фактором на геосинхронных орбитах. Для других видов частиц полученные результаты могут быть пересчитаны в зависимости от значений коэффициентов повреждения материала для этих частиц.

Уменьшение диффузионных длин ННЗ при облучении СЭ высокоэнергетическими частицами приводит к уменьшению величин фототоков субэлементов СЭ GaInP/GaInAs/Ge. Уменьшение диффузионной длины L для ННЗ описывается следующим уравнением [12–15]:

$$\frac{1}{L^2} = \frac{1}{L_0^2} + \frac{1}{L_\phi^2}, \quad L_\phi = \sqrt{\frac{D}{K\phi}}, \quad (1)$$

где L — диффузионная длина ННЗ в материале, K — коэффициент повреждения материала, ϕ — доза повреждающих частиц, L_0 — диффузионная длина ННЗ до облучения, D — коэффициент диффузии ННЗ.

Помимо снижения фототока уменьшение диффузионных длин ННЗ в эмиттерных и базовых слоях субэле-

[¶] E-mail: resso2003@bk.ru

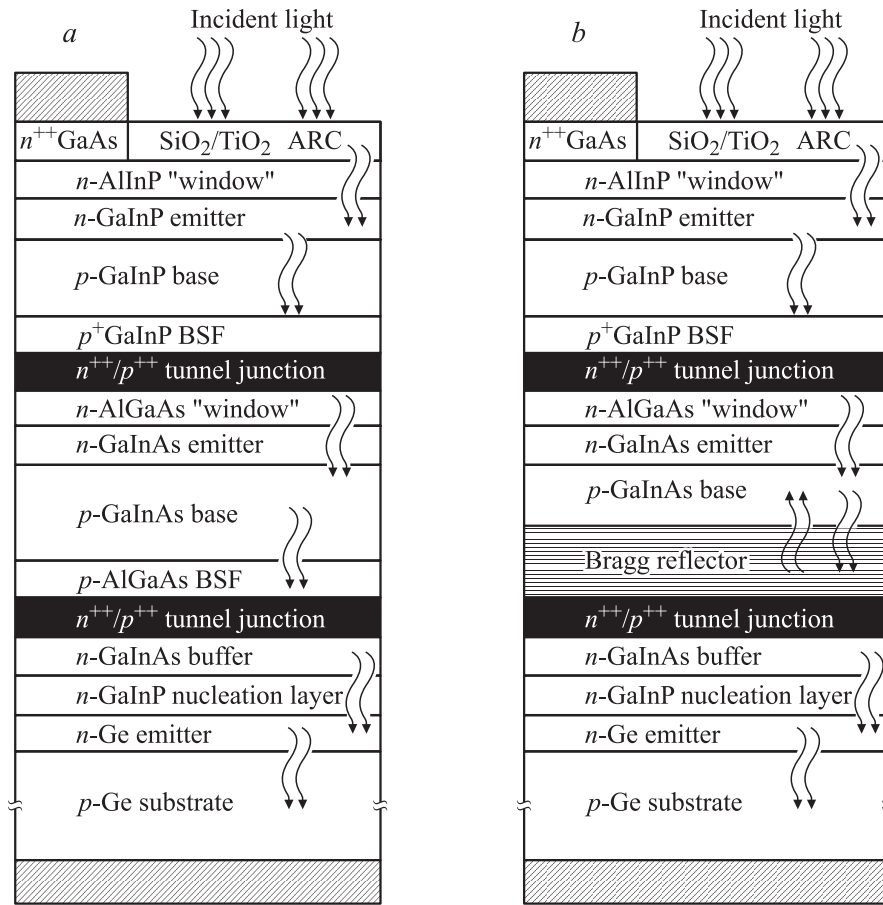


Рис. 1. Структуры исследованных многопереходных солнечных элементов на основе GaInP/GaInAs/Ge: *a* — без брэгговского отражателя, *b* — с брэгговским отражателем.

мента приводит также к снижению напряжения холостого хода. Напряжение холостого хода j -го субэлемента (до облучения) в случае преобладания рекомбинационного тока в p - n -переходе определяется выражением

$$V_{oc0}^{(j)} = \frac{2kT}{q} \ln \left(\frac{I_{ph}^{(j)}}{I_r^{(j)}} \right), \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура, q — заряд электрона, $I_{ph}^{(j)}$ — плотность фототока j -го субэлемента, $I_r^{(j)}$ — плотность рекомбинационного тока p - n -перехода j -го субэлемента, рассчитываемая по формуле [16]

$$I_r^{(j)} = \frac{kT}{\varphi'} \frac{n_i \sqrt{D_n^{(j)} D_p^{(j)}}}{L_n^{(j)} L_p^{(j)}} = I_{r0}^{(j)} \frac{L_{n0}^{(j)} L_{p0}^{(j)}}{L_n^{(j)} L_p^{(j)}}, \quad (3)$$

где $L_n^{(j)}$, $L_p^{(j)}$ — диффузионные длины электронов и дырок в области p - n -перехода j -го субэлемента; $D_n^{(j)}$, $D_p^{(j)}$ — коэффициенты диффузии носителей заряда; n_i — концентрация собственных носителей заряда; φ' — средний градиент потенциала в p - n -переходе; $L_{n0}^{(j)}$, $L_{p0}^{(j)}$

и $I_{r0}^{(j)}$ — диффузионные длины носителей заряда и плотность рекомбинационного тока p - n -перехода j -го субэлемента до облучения.

С учетом (3) зависимость напряжения холостого хода от диффузионных длин носителей заряда в области p - n -перехода j -го субэлемента при облучении выражается следующей формулой:

$$\begin{aligned} V_{oc}^{(j)} &= \frac{2kT}{q} \ln \left(\frac{I_{ph}^{(j)} L_n^{(j)} L_p^{(j)}}{I_{r0}^{(j)} L_{n0}^{(j)} L_{p0}^{(j)}} \right) \\ &= V_{oc0}^{(j)} - \frac{2kT}{q} \ln \left(\frac{L_{n0}^{(j)} L_{p0}^{(j)}}{L_n^{(j)} L_p^{(j)}} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где $V_{oc0}^{(j)} = (2kT/q) \ln(I_{ph}^{(j)}/I_{r0}^{(j)})$ — напряжение холостого хода j -го субэлемента до облучения.

С использованием выражения (2) были рассчитаны значения диффузионных длин ННЗ в эмиттерах и базовых слоях субэлементов GaInP, GaInAs и Ge трехпереходного СЭ n - p -GaInP/GaInAs/Ge для диапазона доз облучения от нуля до $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ электронов с энергией 1 МэВ. Параметры, использованные при расчете, приведены в табл. 1. Результаты расчета диффузионных

Таблица 1. Параметры для расчета диффузионных длин неосновных носителей заряда в фотоактивных слоях субэлементов СЭ GaInP/GaInAs/Ge

Слой	Значение параметра		
	$K, \text{см}^2/\text{с}$	$D, \text{см}^2/\text{с}$	Концентрация легирующей примеси, 10^{17}см^{-3}
<i>n</i> -GaInP	$3.6 \cdot 10^{-7}$ [19]	5	100
<i>p</i> -GaInP		50	1
<i>n</i> -GaInAs	$1.2 \cdot 10^{-6}$ [19]	7	20
<i>p</i> -GaInAs		65	4
<i>n</i> -Ge	$1.2 \cdot 10^{-10}$ [20]	30	1–100
<i>p</i> -Ge		80	2

Таблица 2. Расчетные значения диффузионных длин неосновных носителей заряда (ННЗ) в фотоактивных слоях СЭ GaInP/GaInAs/Ge

Слой	Диффузионная длина ННЗ, мкм		
	До облучения	После облучения электронами 1 МэВ	
		Доза облучения $10^{15}, \text{см}^{-2}$	Доза облучения $3 \cdot 10^{15}, \text{см}^{-2}$
<i>n</i> -GaInP		0.05	
<i>p</i> -GaInP	2	1.76	1.46
<i>n</i> -GaInAs	0.3	0.28	0.25
<i>p</i> -GaInAs	7	2.21	1.31
<i>n</i> -Ge	—	0.5	—
<i>p</i> -Ge	50	49.1	47.4

длин в слоях СЭ до облучения и после облучения удельными дозами 10^{15} и $3 \cdot 10^{15} \text{см}^{-2}$ электронов представлены в табл. 2. Значения диффузионных длин до облучения соответствуют определенным в работах [17,18].

Данные табл. 2 показывают, что наибольшей деградации подвергается субэлемент GaInAs, диффузионная длина ННЗ в базе которого уменьшается с 7 до 1.31 мкм. Снижение диффузионной длины ННЗ в *p*-базе GaInP существенного влияния на деградацию фототока субэлемента не оказывает, так как величина диффузионной длины 1.46 мкм является достаточной для обеспечения полного сбора фотогенерированных носителей [17].

В данной работе проводилась оптимизация субэлемента GaInAs, наиболее сильно деградирующего при радиационном облучении, и субэлемента GaInP с целью согласования субэлементов по величине фототока в СЭ GaInP/GaInAs/Ge. Так как фототок Ge-субэлемента обычно существенно превышает фототоки остальных субэлементов и не ограничивает ток короткого замыкания многослойного СЭ, его оптимизация не проводилась.

3. Оптимизация субэлементов GaInP и GaInAs

Рассчитанные значения диффузионных длин для различных материалов для заданных доз облучения электронами 1 МэВ были использованы для моделирования спектральных характеристик СЭ GaInP/GaInAs/Ge и расчета фототоков их субэлементов. При моделировании использовался метод, рассмотренный в работе [17]. Показатели преломления и поглощения полупроводниковых материалов для расчетов были взяты из [21,22].

На рис. 2 представлены расчетные зависимости доли фототока, генерируемого в субэлементе GaInAs, от его толщины. До облучения при толщине субэлемента 4 мкм достигается близкое к 100% собирание носителей (рис. 2, кривая 1). Фототок субэлемента уменьшается при облучении из-за уменьшения диффузионной длины ННЗ в базе *p*-GaInAs (рис. 2, кривые 2 и 3). При этом с увеличением дозы облучения максимум фототока достигается при меньшей толщине субэлемента. Однако при уменьшении толщины увеличивается количество непоглощенных в тонкой базе длинноволновых фотонов.

Увеличение доли поглощаемого света при уменьшении толщины субэлемента может быть достигнуто путем применения БО для возврата части длинноволнового излучения в фотоактивные слои. В работе [5] были предложены две конструкции БО: односекционная, состоящая из 20 пар слоев $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ ($59 \pm 1 \text{нм}$)/ AlAs ($72 \pm 1 \text{нм}$), обеспечивающих максимум отражения при длине волны 860 нм, и двухсекционная, содержащая, помимо этих 20 пар слоев, дополнительно 20 пар слоев $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ ($54 \pm 1 \text{нм}$)/ AlAs ($64 \pm 1 \text{нм}$), обеспечивающих максимум отражения при длине волны 770 нм. Односекционный БО обеспечивает эффективное отражение света в спектральном диапазоне 800–900 нм, а двухсекционный — в диапазоне 750–900 нм.

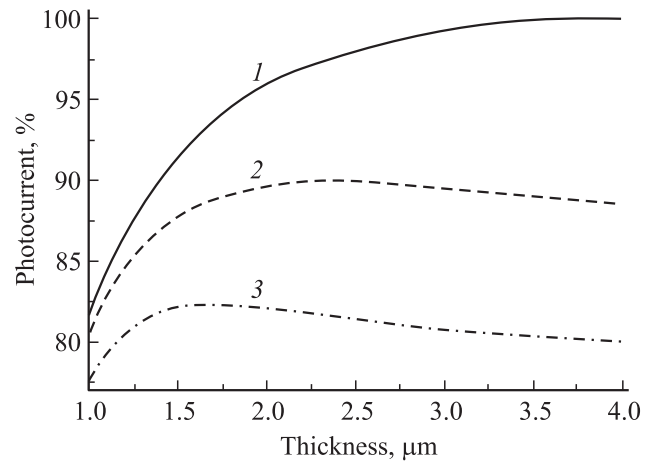


Рис. 2. Относительная доля фототока, генерируемого в субэлементе GaInAs без брэгговских отражателей (1) до и после облучения электронами 1 МэВ дозой, 10^{15}см^{-2} ; 2 — 1, 3 — 3. Толщина эмиттера *n*-GaInAs составляла 0.1 мкм.

Изменение фототока, генерируемого субэлементами GaInAs с БО при различных значениях толщин фотоактивных слоев, до и после облучения электронами, представлено на рис. 3. В структурах с БО максимум фототока достигается при меньших толщинах слоев, а величина фототока в точке максимума оказывается на 2–5% выше, чем в структуре без БО при аналогичных условиях облучения (рис. 2).

Значение толщины субэлемента GaInAs, обеспечивающее максимальное значение фототока при данной дозе облучения, может быть принято за оптимальное. На рис. 4 представлены зависимости оптимальной толщины субэлементов GaInAs от дозы облучения электронами. Видно, что применение БО приводит к снижению оптимальных значений толщин субэлементов для повышения их радиационной стойкости. При этом также оказывается меньше и относительное изменение оптимальной толщины с увеличением дозы повреждающих частиц.

Оптимальное значение толщины субэлемента GaInP выбиралось из условия согласования фототоков субэлементов GaInP и GaInAs в СЭ GaInP/GaInAs/Ge при соответствующей дозе электронов с энергией 1 МэВ (рис. 4). С увеличением дозы электронов оптимальные значения толщины субэлемента GaInP снижаются для обеспечения большего пропускания света в субэлемент GaInAs. Оптимальные значения толщин для элементов с БО оказываются большими, так как лучшая радиационная стойкость субэлементов GaInAs в данных СЭ позволяет увеличить толщины слоев GaInP и получать больший фототок.

Так как двухсекционный БО обеспечивает лучшую радиационную стойкость СЭ по сравнению с односекционным БО [5], то для оценки эффективности оптимизации рассчитывались зависимости тока короткого

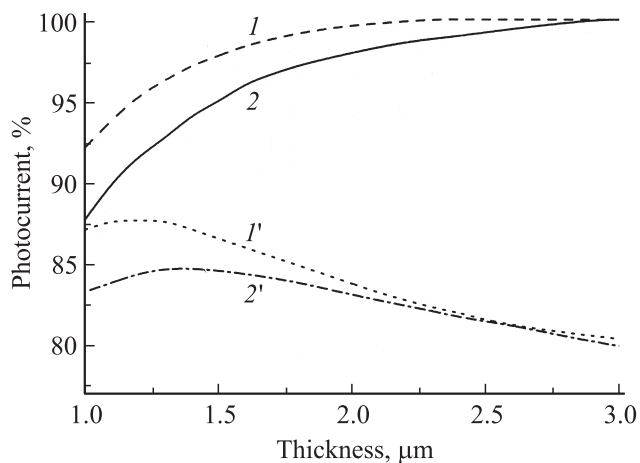


Рис. 3. Расчетные зависимости фототока, генерируемого в субэлементах GaInAs различной толщины с брэгговскими отражателями (БО) двух конструкций: 1, 1' — двухсекционный БО до и после облучения электронами с энергией 1 МэВ и дозой $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, 2, 2' — односекционный БО до и после облучения.

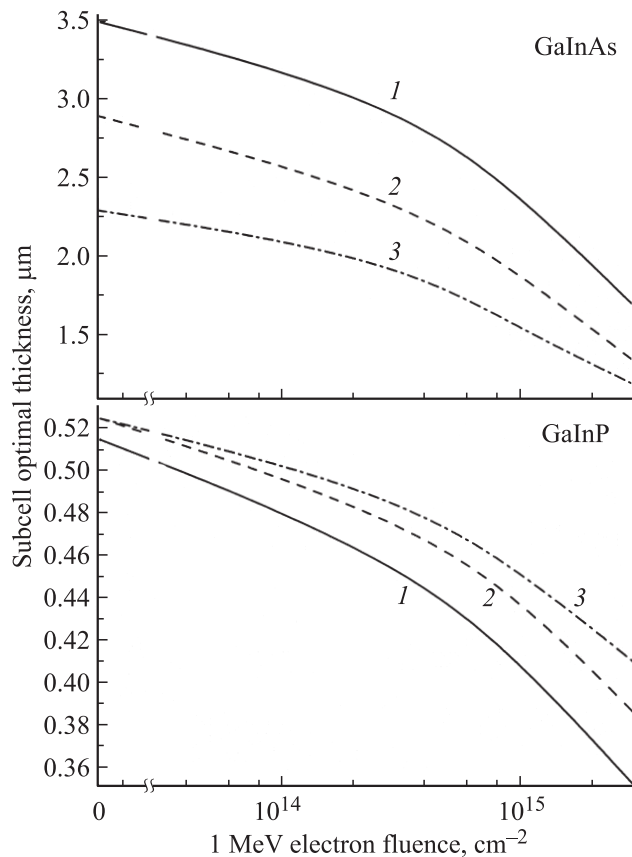


Рис. 4. Расчетные оптимальные толщины субэлементов GaInAs и GaInP при различных дозах с энергией электронов 1 МэВ в СЭ GaInP/GaInAs/Ge трех конструкций: 1 — без БО, 2 — с односекционным БО, 3 — с двухсекционным БО.

замыкания и кпд СЭ без БО и с двухсекционным БО от дозы электронов с энергией 1 МэВ и соответствующего этой дозе времени нахождения фотоэлементов на геосинхронной орбите для различных значений толщин субэлементов GaInP и GaInAs (рис. 5 и 6). Видно, что в рассматриваемом интервале ток короткого замыкания СЭ, оптимизированных под расчетную дозу $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ электронов с энергией 1 МэВ, практически не уменьшается и является максимальным также и в конце жизни (рис. 5, кривые 3, 3'). В то же время ток СЭ, оптимизированных под расчетную дозу 10^{15} см^{-2} электронов с энергией 1 МэВ (рис. 5, кривые 2, 2'), оказывается выше, чем у последних, вплоть до дозы $1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ электронов, и при больших дозах показывает лишь незначительное снижение. При этом применение БО позволяет получить ток короткого замыкания многопереходного элемента на 0.5–1 мА/см² выше по сравнению с СЭ без БО для всех рассмотренных типов СЭ.

Снижение кпд элементов объясняется как уменьшением фототока, так и падением напряжения холостого хода. Элементы, структуры которых были оптимизированы на начало эксплуатации на орбите, имеют максимальное начальное значение кпд, однако деградируют

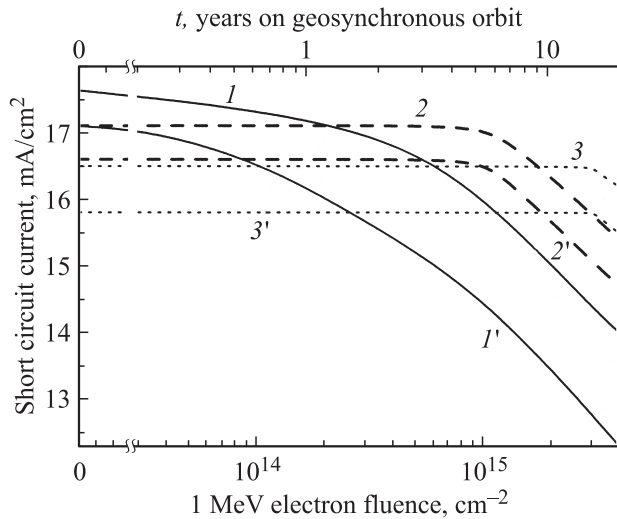


Рис. 5. Расчетное изменение тока короткого замыкания в СЭ GaInP/GaInAs/Ge без БО (I' , $2'$, $3'$) и с двухсекционным БО (I , 2 , 3) в зависимости от дозы электронов 1 МэВ, под которую оптимизировались структуры СЭ, см^{-2} : I , I' — 0 (без учета облучения); 2 , $2'$ — 10^{15} ; 3 , $3'$ — $3 \cdot 10^{15}$.

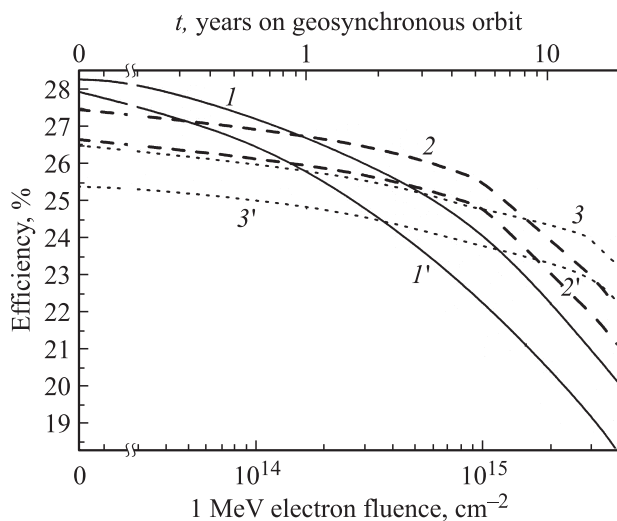


Рис. 6. Расчетное изменение КПД в условиях АМ0 в СЭ GaInP/GaInAs/Ge без БО (I' , $2'$, $3'$) и с двухсекционным БО (I , 2 , 3) в зависимости от дозы электронов 1 МэВ, под которую оптимизировались структуры СЭ, см^{-2} : I , I' — 0 (без учета облучения); 2 , $2'$ — 10^{15} ; 3 , $3'$ — $3 \cdot 10^{15}$.

с наибольшей скоростью. Снижение КПД СЭ, структуры которых были оптимизированы на дозу 10^{15} см^{-2} электронов 1 МэВ, до данной дозы обусловлено падением напряжения холостого хода и лишь после этого — уменьшением тока короткого замыкания. Дegradация СЭ, оптимизированных на дозу $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ электронов 1 МэВ, целиком объясняется спадом напряжения холостого хода. Видно, что так же, как и в случае с током короткого замыкания, при дозах от $2 \cdot 10^{14}$ до $(1.5-2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ электронов наибольшим КПД обла-

дает структура, оптимизированная под расчетную дозу 10^{15} см^{-2} электронов. При больших дозах облучения наивысшим КПД обладает структура, оптимизированная под дозу $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ электронов, а при меньших — оптимизированная на начало эксплуатации.

4. Заключение

В данной работе исследовано влияние толщин субэлементов в СЭ GaInP/Ga(In)As/Ge на величину тока короткого замыкания и КПД при различных степенях радиационного повреждения.

Показано, что деградация многопереходных монокристаллических СЭ, оптимизированных на конец срока эксплуатации, существенно ниже, чем в СЭ, оптимизированных на начало эксплуатации. При этом разница КПД между двумя группами СЭ может достигать более 3% к концу срока эксплуатации. Это объясняется тем, что снижение КПД у элементов, оптимизированных на конечный период эксплуатации, в основном определяется уменьшением напряжения холостого хода, в то время как ток короткого замыкания многопереходного элемента до некоторого момента остается постоянным. Применение БО дополнительно дает выгоду в 0.5–2% КПД при различных уровнях радиационного повреждения по сравнению со структурами без БО. При этом суммарное увеличение КПД за счет оптимизации гетероструктур под расчетную дозу облучения и встраивания БО достигает 5%.

Выбор толщин слоев, оптимальных для больших доз облучения, приводит к меньшему начальному значению КПД, но позволяет уменьшить скорость деградации СЭ и обеспечить большую выходную электрическую мощность, начиная с некоторого момента времени после запуска на орбиту. Для солнечных элементов, оптимизированных для дозы 10^{15} см^{-2} электронов 1 МэВ, этот момент времени наступит менее чем через год после начала эксплуатации. Солнечные элементы, оптимизированные для дозы $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ электронов 1 МэВ, будут иметь больший КПД по сравнению с фотопреобразователями, оптимизированными на начальный период эксплуатации, после 3 лет нахождения на геостационарной орбите.

Использование СЭ с двухсекционными БО, оптимизированными на предельную дозу 10^{15} см^{-2} электронов, является предпочтительным при сроках функционирования на геосинхронной орбите до 10 лет. При больших сроках активного функционирования следует использовать СЭ с двухсекционным БО, структуры которых оптимизированы на предельную дозу $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ электронов и более. Однако такие СЭ будут иметь меньшее значение КПД в начальный период полета.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 08-00916-а, 09-08-00879-а, 09-08-00954-а).

Список литературы

- [1] M. Meusel, C. Baur, W. Guter, M. Hermle, F. Dimroth, A.W. Bett, T. Bergunde, R. Dietrich, R. Kern, W. Kostler, M. Nell, W. Zimmermann, G. LaRoche, G. Strobl, S. Taylor, C. Signorini, G. Hey. *Proc. 20th EPSEC* (Barcelona, 2005) p. 20.
- [2] T. Sumita, M. Imaizumi, S. Matsuda, T. Ohshima, A. Ohi, T. Kamiya. *Proc. 3rd WCPVEC (2003)* p. 689.
- [3] V.M. Lantratov, I.V. Kochnev, M.Z. Shvarts. *Proc. 27th SOTAPOCS Electrochemical Society*, v. 97–21, p. 125.
- [4] M.Z. Shvarts, O.I. Chosta, I.V. Kochnev, V.M. Lantratov, V.M. Andreev. *Sol. Energy Mater. and Solar Cells*, **68**, 105 (2001).
- [5] V. Emelyanov, N. Kaluzhniy, S. Mintairov, M. Shvarts, V. Lantratov. *Intern. Conf. on Micro- and Nano-Electronics 2009*, Proc. SPIE (SPIE, Bellingham, WA, 2010) v. 7521, 75210D.
- [6] В.М. Андреев, В.С. Калиновский, О.В. Сулима и др. *ФТП*, **22**, 881 (1988).
- [7] K.A. Bertness, M.L. Ristow, M.E. Klausmeier-Brown, M. Grouner, M.S. Kuryla, M.S. Werthen. *Proc. 21st IEEE PVSC* (Kissimmee, FL, 1990) p. 1231.
- [8] K.A. Bertness, B.T. Cavicchi, S.R. Kurtz, J.M. Olson, A.E. Kibbler, C. Kramer. *Proc. 22nd IEEE PVSEC* (Las Vegas, NV, 1991) p. 1582.
- [9] V.P. Khvostikov, V.R. Larionov, E.V. Paleeva, S.V. Sorokina, O.I. Chosta, M.Z. Shvarts, N.S. Zimogorova. *Proc. 4th Europ. Space Power Conf.* (Poitiers, France, 1995) v. 2, p. 359.
- [10] V.M. Andreev, V.S. Kalinovskii, O.V. Sulima. *Proc. 10th EPVSEC* (Lisbon, 1991) p. 52.
- [11] O.I. Chosta, V.P. Khvostikov, V.M. Lantratov, M.Z. Shvarts. *Proc. 14th EPVSEC* (Barcelona, 1997) p. P6A.14.
- [12] J. Loferski, P. Rappaport. *J. Phys. Rev.*, **111**, 432 (1957).
- [13] F. Junga, A. Enslow. *IRE Trans.*, **NS-6**, 49 (1959).
- [14] W. Rosenzweig, H.K. Gummel, F.M. Smits. *Bell Syst. Techn. J.*, **42**, 399 (1963).
- [15] W. Rosenzweig, F.M. Smits, W.L. Brown. *J. Appl. Phys.*, **35**, 2707 (1964).
- [16] А.М. Васильев, А.П. Ландсман. *Полупроводниковые фотопреобразователи* (М., Сов. радио, 1971).
- [17] В.М. Емельянов, С.А. Минтаиров, Н.А. Калужный, В.М. Лантратов. *Научно-технические ведомости СПбГПУ: Физико-математические науки*, **77**, 14 (2009).
- [18] С.А. Минтаиров, В.М. Андреев, В.М. Емельянов, Н.А. Калужный, Н.К. Тимошина, М.З. Шварц, В.М. Лантратов. *ФТП*, **44**, 1118 (2010).
- [19] M. Yamaguchi, T. Sasaki, H-S. Lee, C. Morioka, N.J. Ekins-Daukes, M. Imaizumi, T. Takamoto, T. Ohshima. *Proc. 33rd IEEE PVSC* (San Diego, USA, 2008) PVSC.2008.4922716.
- [20] S. Sato, H. Miyamoto, M. Imaizumi, K. Shimazaki, C. Morioka, K. Kawano, T. Ohshima. *Proc. 33rd IEEE PVSC* (San Diego, USA, 2008) PVSC.2008.4922706.
- [21] D.E. Aspnes, S.M. Kelso, R.A. Logan, R. Bhat. *J. Appl. Phys.*, **60**, 754 (1986).
- [22] S.S. Adachi. *Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors: Numerical Data and Graphical Information* (Kluwer Academic, Boston, 1999).

Редактор Т.А. Полянская

GaInP/GaInAs/Ge multijunction solar cells with bragg reflectors

V.M. Emelyanov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhniy, M.Z. Shvarts, V.M. Lantratov

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

Abstract Influence of subcells' parameters on efficiency of GaInP/Ga(In)As/Ge tandem solar cells under 1 MeV electron irradiation with fluences up to $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ was investigated. Optimal thicknesses of GaInP and GaInAs subcells, ensuring the best photocurrent matching both in the solar cells with and without Bragg reflectors, were estimated. Efficiencies of photoconverters, optimized on the beginning and the end of operation period, subject to 1 MeV electron fluence and time in a geosynchronous orbit have been calculated. Shown that optimization of heterostructures of the subcells to the rated level of radiation damage and embedding Bragg reflectors allows to achieve total increase of efficiency at the operation of the solar cells in the orbit for 5% higher than on non-optimized cells without Bragg reflector.