

# Исследование диффузионных длин неосновных носителей заряда в фотоактивных слоях многопереходных солнечных элементов

© С.А. Минтаиров<sup>¶</sup>, В.М. Андреев, В.М. Емельянов, Н.А. Калюжный,  
Н.К. Тимошина, М.З. Шварц, В.М. Лантратов

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

(Получена 30 декабря 2009 г. Принята к печати 13 января 2010 г.)

Представлена методика определения диффузионных длин неосновных носителей заряда в фотоактивных слоях  $A^{III}B^V$  солнечных элементов посредством аппроксимации их спектральных характеристик. Исследованы однопереходные GaAs, Ge и многопереходные GaAs/Ge, GaInP/GaAs и GaInP/GaInAs/Ge солнечные элементы, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии. Установлены зависимости диффузионных длин неосновных носителей заряда от уровня легирования для  $p$ -Ge и  $n$ -GaAs. Показано, что параметры твердотельной диффузии атомов фосфора в подложку  $p$ -Ge из нуклеационного  $n$ -GaInP слоя не зависят от его толщины в пределах 35–300 нм. Обнаружено уменьшение диффузионных длин в слоях Ga(In)As субэлементов многопереходных структур по сравнению с однопереходными.

## 1. Введение

Развитие солнечной энергетики в последние годы было связано с появлением более эффективных фотопреобразователей, как тонкопленочных и поликристаллических, так и монокристаллических на основе  $A^{III}B^V$  [1]. Однако только применение многопереходных (МП) гетероструктур на основе  $A^{III}B^V$  материалов позволило достичь КПД солнечных элементов (СЭ) более 40% и получить радиационно стойкие структуры для космических применений [2–5].

МП СЭ состоят из нескольких гетероструктур субэлементов, включающих в себя  $p$ – $n$ -переход и барьерные слои. Субэлементы расположены по убыванию ширины запрещенной зоны их материала от фоточувствительной поверхности к подложке и коммутируются посредством выращивания в монокристаллических структурах встречно включенных туннельных диодов. Таким образом, каждый субэлемент преобразует в энергию только часть падающего спектра, что позволяет значительно повысить КПД структуры в целом.

Наиболее эффективные на сегодняшний день монокристаллические GaInP/GaInAs/Ge МП СЭ выращиваются методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках  $p$ -Ge и обладают  $n$ – $p$ -поляризованностью. При этом нижний  $p$ – $n$ -переход создается в подложке за счет твердотельной диффузии атомов фосфора из осаждаемого на поверхность нуклеационного слоя  $n$ -GaInP. Малая глубина залегания  $p$ – $n$ -перехода в Ge при диффузии в нее атомов фосфора, обеспечивающая оптимальные параметры этого  $p$ – $n$ -перехода, во многом определяет  $n$ – $p$ -поляризованность GaInP/GaInAs/Ge МП СЭ. Однако также существуют технологические трудности, не позволяющие создать эффективный верхний GaInP переход  $p$ – $n$ -поляризованности [6].

Ввиду того, что МП СЭ включают большое количество как наноразмерных (10–100 нм), так и объемных (до 5 мкм) слоев разного химического состава, в их

структурах в отличие от однопереходных СЭ происходят многократное переотражение света и интерференционные явления [7]. Эти эффекты оказывают сильное влияние на спектральные зависимости квантовой эффективности фотоответа (спектральные характеристики фотоответа) МП СЭ, поэтому их моделирование сталкивается с необходимостью учета сложного распространения электромагнитной волны в структуре. Это делает невозможным применение к МП СЭ классических методов расчета спектральных характеристик фотоответа, используемых для однопереходных структур [8].

В работах [9,10] нами был продемонстрирован аналитический метод расчета спектральных характеристик фотоответа МП СЭ, где функция генерации определялась посредством формализации решения системы уравнений Максвелла для слоистой структуры методом матриц Абелеса [11]. Собираемые носители в  $p$ – $n$ -переход рассчитывались по диффузионной модели. Входными параметрами при расчетах являлись толщины слоев, диффузионные длины неосновных носителей заряда (ННЗ), скорости рекомбинации на гетерограницах и свойства материалов. Так как в слоях малой толщины (менее 50 нм) распространение носителей заряда практически не зависит от диффузионных длин [12], для учета вклада тонких слоев широкозонных „окон“ или тыльных потенциальных барьеров (ТПБ) в спектральные характеристики фотоответа вместо диффузионной модели использовались коэффициенты, характеризующие долю носителей заряда, инжектированных в эмиттер и базу соответственно.

В данной работе представлена методика нахождения диффузионных длин в слоях МП СЭ на основе GaInP/GaInAs/Ge и составляющих их субэлементов; исследовано влияние толщины нуклеационного слоя  $n$ -GaInP на спектральные характеристики однопереходных Ge СЭ; показаны зависимости диффузионных длин носителей заряда от уровня легирования для отдельных слоев структуры МП СЭ, а также проведен анализ

<sup>¶</sup> E-mail: mintairov@scell.ioffe.ru

влияния технологических условий роста на диффузионные длины носителей в слоях отдельных субэлементов МП СЭ.

## 2. Методика эксперимента и моделирование

### 2.1. Образцы фотопреобразователей

Структуры СЭ были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении. Металлорганические соединения использовались в качестве источников элементов III группы (триметилгаллий (TMGa), триметилалюминий (TMAI) и триметилиндий (TMIn)), а арсин ( $\text{AsH}_3$ ) и фосфин ( $\text{PH}_3$ ) в качестве источников элементов V группы. Источником легирующей примеси  $n$ -типа являлся силан ( $\text{SiH}_4$ ),  $p$ -типа — диэтилцинк (DEZn). Рост проводился на подложках  $p$ -Ge (100), разориентированных на  $6^\circ$  в направлении (111), и на подложках GaAs (100)  $n$ - и  $p$ -проводимости, разориентированных на  $2^\circ$  в направлении (110).

Лицевая контактная сетка наносилась вакуумным напылением через маску, созданную методом фотолитографии. После напыления контактной сетки контактный слой  $n^+$ -GaAs удалялся химическим травлением. Для разделения элементов применялось мезатравление. На поверхность образцов наносились оптимизированные для каждой структуры двухслойные антиотражающие покрытия (АОП) ZnS/MgF<sub>2</sub>.

Были созданы  $n$ - $p$ -Ge СЭ и  $p$ - $n$ -GaAs СЭ с различным уровнем легирования базы. При этом уровень легирования подложки  $p$ -Ge, выполняющий роль базы в  $n$ - $p$ -Ge СЭ, варьировался от  $3 \cdot 10^{17}$  до  $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , а уровень легирования базы  $n$ -GaAs от  $3 \cdot 10^{16}$  до  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Толщина нуклеационного слоя  $n$ -GaInP, выполняющего роль широкозонного „окна“ для Ge-образцов, варьировалась от 35 до 300 нм. Толщины эмиттеров и баз в  $p$ - $n$ -GaAs элементах составляли 0,5 и 3 мкм соответственно. В качестве слоев широкозонного „окна“ в ТПБ использовались твердые растворы AlGaAs. Также были созданы трехпереходные  $n$ - $p$ -GaInP/GaInAs/Ge СЭ и двухпереходные  $n$ - $p$ -GaAs/Ge и  $n$ - $p$ -GaInP/GaAs СЭ.

### 2.2. Методика определения диффузионных длин

С использованием описанной в [9,10] методики для изготовленных структур СЭ был произведен расчет спектров фотоответа. Величины коэффициентов поглощения и диффузии носителей для материалов элемента, а также толщины слоев являлись параметрами структуры. Таким образом, в случае, когда известен вид функции генерации носителей, который может быть установлен с помощью расчета поля световой волны в структуре МП СЭ, спектральные характеристики фотоответа зависят только от диффузионных длин в фотоактивных

слоях и скоростей поверхностной рекомбинации на их интерфейсах.

Однако в общем случае увеличение значений скорости рекомбинации на гетерограницах может оказывать влияние на форму спектральной характеристики фотоответа, сходное с тем, что наблюдается при уменьшении диффузионных длин ННЗ. Можно показать, что на спектры фотоответа оказывают влияние скорости рекомбинации на гетерограницах, превышающие  $10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ , в то время как для гетеропереходов большинства материалов характерны значения, меньшие чем  $10^4 \text{ см}^2/\text{с}$  [13], за исключением скоростей рекомбинации на поверхности полупроводниковых материалов.

Таким образом, при фиксированных значениях скоростей рекомбинации на гетерограницах оптимальные оценки диффузионных длин ННЗ в широкозонном „окне“, эмиттере, базе и ТПБ  $\hat{L}_{\text{Win}}$ ,  $\hat{L}_{\text{Em}}$ ,  $\hat{L}_{\text{Base}}$  и  $\hat{L}_{\text{BSF}}$  могут быть найдены из следующего условия:

$$\sum_{k=1}^N (Q_e^*(\lambda_k) - Q_e(\lambda, \hat{L}_{\text{Win}}, \hat{L}_{\text{Em}}, \hat{L}_{\text{Base}}, \hat{L}_{\text{BSF}}))^2 = \min \left[ \sum_{k=1}^N (Q_e^*(\lambda_k) - Q_e(\lambda, \mathbf{L}_{\text{Win}}, \mathbf{L}_{\text{Em}}, \mathbf{L}_{\text{Base}}, \mathbf{L}_{\text{BSF}}))^2 \right], \quad (1)$$

$$\lambda = [\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N]^T, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — множество значений длин волн, для которых производится расчет фотоответа;  $Q_e^*(\lambda_k)$  — экспериментально измеренное значение фотоответа для длины волны  $\lambda_k$ ,  $Q_e(\lambda_k, L_{\text{Win}}, L_{\text{Em}}, L_{\text{Base}}, L_{\text{BSF}})$  — расчетное значение фотоответа для длины волны  $\lambda_k$  и диффузионных длин  $L_{\text{Win}}$ ,  $L_{\text{Em}}$ ,  $L_{\text{Base}}$  и  $L_{\text{BSF}}$ ;  $\mathbf{L}_{\text{Win}}$ ,  $\mathbf{L}_{\text{Em}}$ ,  $\mathbf{L}_{\text{Base}}$  и  $\mathbf{L}_{\text{BSF}}$  — векторы-столбцы значений диффузионной длины неосновных носителей заряда в широкозонном „окне“, эмиттере, базе и ТПБ соответственно, по которым производится вариация.

## 3. Результаты и их анализ

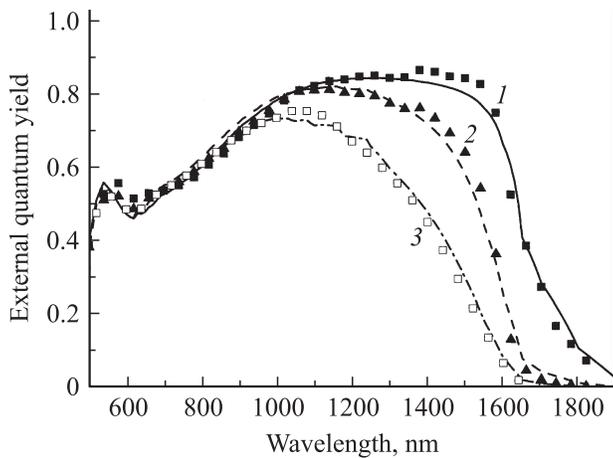
### 3.1. Диффузионные длины неосновных носителей заряда в слоях $p$ -Ge и $n$ -GaAs

На рис. 1 представлены спектры внешней квантовой эффективности фотоответа трех  $n$ - $p$ -Ge солнечных элементов, выращенных на  $p$ -Ge подложках разного уровня легирования, и результаты их аппроксимации. Толщина слоя широкозонного „окна“  $n$ -GaInP для всех образцов составляла 100 нм. Найденные при расчете значения диффузионных длин элементов в подложке  $p$ -Ge представлены в табл. 1.

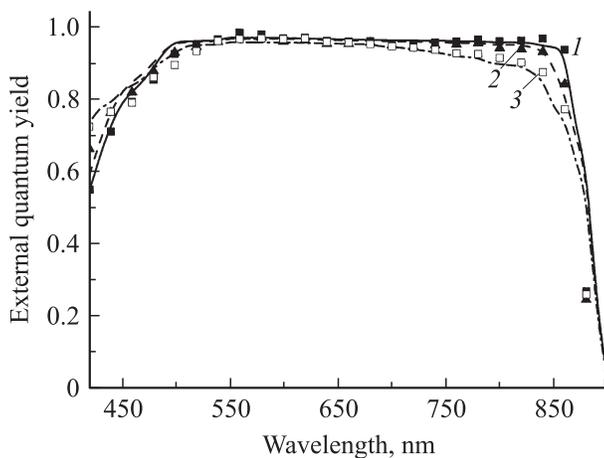
Повышение уровня легирования подложки приводило к снижению длинноволновой фоточувствительности исследованных СЭ (рис. 1), что было связано с уменьшением диффузионной длины электронов. При уровне  $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  диффузионная длина электронов в  $p$ -Ge составила  $\sim 100 \text{ мкм}$ , что позволило обеспечить

собрание фотогенерированных носителей, близкое к практическому пределу. Поскольку на исследованные образцы не наносилось АОП, уровень эффективности фотоответа не превышал 85% (рис. 1) из-за потерь на отражение падающего излучения от поверхности элемента.

На рис. 2 представлены экспериментальные и расчетные данные для GaAs СЭ  $p$ - $n$ -полярности с различным уровнем легирования базы. Как и в случае Ge СЭ, увеличение уровня легирования в базовом слое  $n$ -GaAs СЭ приводило к снижению диффузионной длины дырок в нем и соответственно к падению длинноволновой чувствительности СЭ. Найденные при расчете диффу-



**Рис. 1.** Спектральные зависимости внешней квантовой эффективности фотоответа на фотоактивную поверхность для Ge СЭ  $p$ - $n$ -полярности при различном уровне легирования подложки  $p$ -Ge  $N_a$ ,  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ : 1 — 0,3, 2 — 5, 3 — 10. Сплошные линии — расчетные значения, точки — экспериментальные значения.



**Рис. 2.** Спектральные зависимости внешней квантовой эффективности фотоответа на фотоактивную поверхность для GaAs СЭ  $p$ - $n$ -полярности при различном уровне легирования базового слоя  $n$ -GaAs  $N_d$ ,  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ : 1 — 0,3, 2 — 1, 3 — 2. Сплошные линии — расчетные значения, точки — экспериментальные значения.

**Таблица 1.** Значения диффузионных длин электронов в  $p$ -Ge подложках при различных уровнях легирования, полученные аппроксимацией спектров фотоответа Ge СЭ (рис. 1)

$N_a$ , $10^{18} \text{ см}^{-3}$	$L_n$ , мкм
0,3	100
5	10
10	2

**Таблица 2.** Значения диффузионных длин дырок в  $n$ -GaAs слоях, полученные аппроксимацией спектров фотоответа GaAs СЭ (рис. 2)

$N_d$ , $10^{17} \text{ см}^{-3}$	$L_p$ , мкм
0,3	10
1	7
2	3,5

зионные длины ННЗ сведены в табл. 2. Для слоя  $n$ -GaAs базы практически полное собиране носителей обеспечивалось при уровне легирования  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

### 3.2. Влияние толщины нуклеационного слоя $p$ -GaInP на параметры однопереходных Ge-элементов $n$ - $p$ -полярности

На рис. 3 представлены экспериментальные спектральные характеристики фотоответа  $n$ - $p$ -Ge СЭ с различной толщиной  $n$ -GaInP „окна“ и результаты их моделирования. Уровень легирования подложки  $p$ -Ge для всех образцов был  $\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

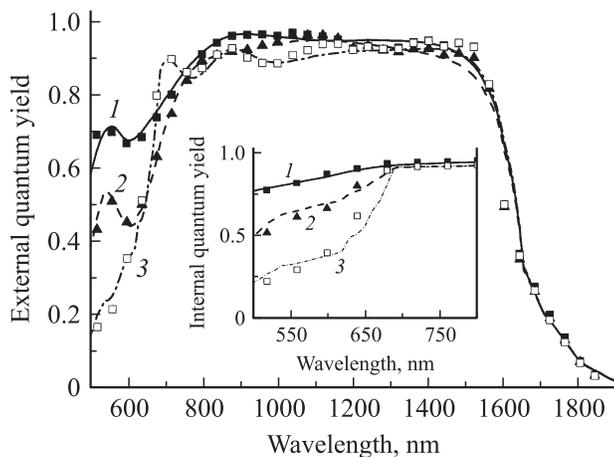
Аппроксимация спектральных характеристик позволила установить значения диффузионных длин неосновных носителей заряда в слоях  $n$ -GaInP широкозонного „окна“ (за исключением СЭ с окном 35 нм),  $n$ -эмиттера и в  $p$ -Ge подложке, выполняющей роль полубесконечной базы (табл. 3). Глубина залегания перехода в элементах определялась методом вторичной ионной масс-спектропии (ВИМС) и для всех образцов составляла  $\sim 140$  нм. При толщине окна  $n$ -GaInP 35 нм его вклад учитывался с использованием коэффициента, характеризующего долю носителей, инжектируемых в эмиттер, что, возможно, снижало точность оценки диффузионной длины дырок в эмиттере  $n$ -Ge (вероятность инжекции бралась равной 0,5).

Зависимости внутреннего квантового выхода фотоответа исследованных СЭ (см. вставку на рис. 3) отличались только в спектральной области поглощения материала GaInP (диапазон длин волн до 700 нм), а полученные расчетным путем диффузионные длины ННЗ в слоях  $n$ -GaInP широкозонного окна,  $n$ -Ge эмиттера и  $p$ -Ge базы практически полностью совпадали для разных элементов (табл. 3). Исходя из этого можно заключить, что падение коротковолновой фоточувствительно-

**Таблица 3.** Параметры расчета внешней и внутренней квантовых эффективностей фотоответа для Ge СЭ с различной толщиной слоя широкозонного „окна“ *n*-GaInP (рис. 3)

Толщина „окна“ <i>n</i> -GaInP, нм	<i>n</i> -Ge	<i>p</i> -Ge	<i>n</i> -GaInP	<i>n</i> -Ge	<i>p</i> -Ge	<i>n</i> -GaInP	<i>n</i> -Ge	<i>p</i> -Ge
	35		100			300		
$L_p$ , мкм	0.35	50	0.1	0.3	50	0.1	0.3	50
$L_n$ , мкм								
$D_p$ , см <sup>2</sup> /с	30		5	30		5	30	
$D_n$ , см <sup>2</sup> /с		80			80			80
$S$ , см/с	$< 10^4$	$\infty$	$\sim 10^5$	$< 10^4$	$\infty$	$\sim 10^5$	$< 10^4$	$\infty$

*Примечание.* \* — для *n*-слоев (эмиттерных) означает скорость рекомбинации на гетерогранице с широкозонным „окном“, для *p*-слоев (базовых) — скорость рекомбинации на границе с тыльным металлическим контактом, для слоев широкозонного „окна“ — скорость поверхностной рекомбинации.



**Рис. 3.** Спектральные зависимости внешней квантовой эффективности фотоответа на фотоактивную поверхность для Ge СЭ *n-p*-полярности при различной толщине *n*-GaInP нуклеационного слоя, нм: 1 — 35, 2 — 100, 3 — 300. Сплошные линии — результаты расчетов, точки — экспериментальные значения. На вставке — зависимости внутреннего квантового выхода фотоответа для этих СЭ.

сти связано только с потерей носителей, поглощенных в широкозонном „окне“ *n*-GaInP. Эти потери объясняются низкой диффузионной длиной дырок (0.1 мкм) в слое „окна“.

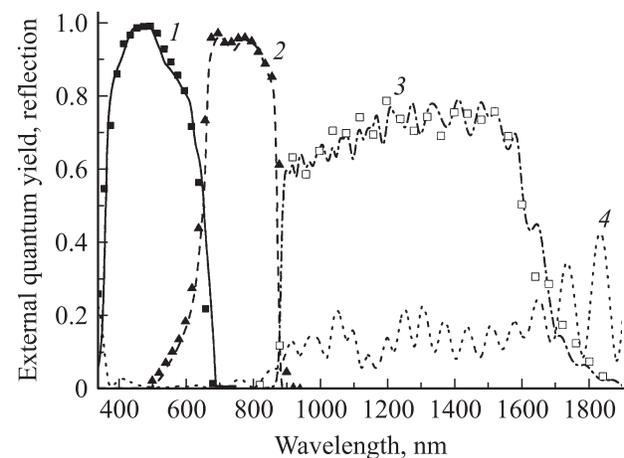
Таким образом, применение моделирования в данном случае позволило, не прибегая к прямым измерениям, заключить, что глубина и профиль распределения атомов фосфора в Ge для исследованных образцов с различной толщиной слоя *n*-GaInP были одинаковыми. Необходимо отметить, что диффузионная длина дырок в эмиттере Ge СЭ оказалась вдвое больше его толщины, что создавало условия для практически полного собирания носителей из него и обеспечивало близкий к 100% внешний квантовый выход фотоответа практически во всем спектральном диапазоне fotocувствительности таких СЭ, за исключением диапазона 500–700 нм.

### 3.3. Характеристики GaAs- и Ge-элементов в многопереходных МП СЭ

Трехпереходные *n-p*-GaInP/GaInAs/Ge МП СЭ были выращены с сохранением технологии получения нижнего диффузионного субэлемента. Однако выращивание на Ge-субэlemente двухпереходной структуры GaInP/GaInAs приводило к существенному изменению его спектров фотоответа (рис. 4).

Волнообразная форма спектральной характеристики фотоответа Ge-субэлементов в отличие от случая однопереходных Ge СЭ была связана с проявлением интерференционных явлений в многослойной структуре МП СЭ, а сужение диапазона чувствительности с поглощением фотонов с длиной волны  $> 900$  нм — в верхних субэlementах.

Кроме того, уровень фотоответа Ge-субэлементов GaInP/GaInAs/Ge СЭ был значительно ниже по срав-



**Рис. 4.** Спектральные зависимости внешней квантовой эффективности фотоответа на фотоактивную поверхность для: 1 — GaInP-субэlementа, 2 — GaInAs-субэlementа, 3 — Ge-субэlementа GaInP/GaInAs/Ge МП СЭ и отражение от структуры — 4. Для кривых 1, 2 и 3 линиями отображены результаты расчетов, точки — экспериментальные значения.

**Таблица 4.** Значения диффузионных длин и глубины залегания переходов для слоев, составляющих Ge-элементы, спектры фототовета которых представлены на рис. 5

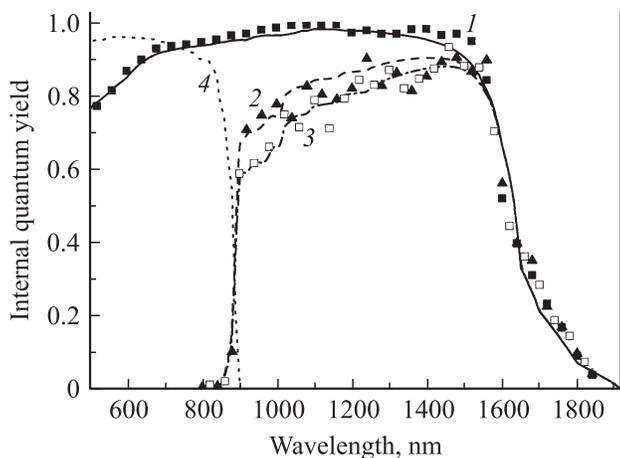
	Глубина залегания перехода, нм	$L_p$ , мкм	$L_n$ , мкм
Однопереходный Ge-элемент	140	0.4	50
Двухпереходный GaAs/Ge СЭ	500*	0.4	50
Трехпереходный GaInP/GaInAs/Ge СЭ	700	0.4	50

Примечание. \* — расчетное значение.

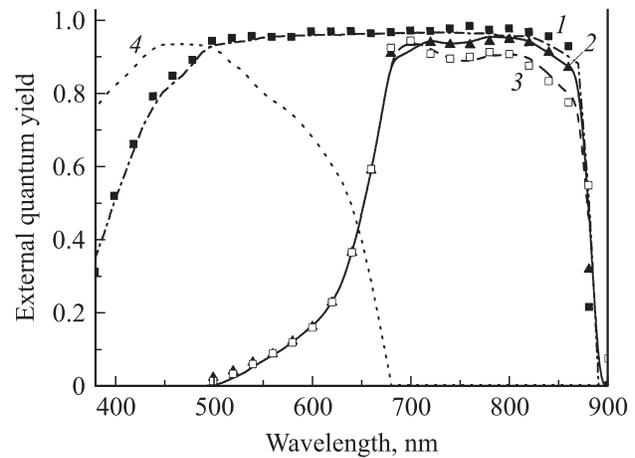
нению с однопереходными Ge СЭ. Это было частично обусловлено отражением от поверхности структуры в диапазоне 900–1900 нм, которое составляло порядка 10–15% (рис. 4). Однако внутренний квантовый выход фототовета Ge-субэлемента МП СЭ не превышал 80% и имел явный спад в коротковолновой области. Это было связано с более глубокой диффузией атомов фосфора в подложку  $p$ -Ge при длительном выращивании каскадной структуры. По данным ВИМС, в трехпереходных GaInP/GaInAs/Ge СЭ глубина диффузии составляла величину порядка 700 нм.

На рис. 5 представлено сравнение внутреннего квантового выхода фототовета однопереходного Ge СЭ и нижних Ge-субэлементов двухпереходного GaAs/Ge и трехпереходного GaInP/GaInAs/Ge СЭ. Структуры были выращены на одинаковых подложках при одинаковых режимах эпитаксиального роста.

Диффузионные длины, при которых обеспечивалось наилучшее согласование расчетных и экспериментальных данных для однопереходного Ge СЭ и Ge-субэлемента трехпереходного GaInP/GaInAs/Ge СЭ, оказались



**Рис. 5.** Спектральные зависимости внутренней квантовой эффективности фототовета на фотоактивную поверхность для Ge-переходов: 1 — однопереходный Ge СЭ, 2 — двухпереходный GaAs/Ge МП СЭ, 3 — трехпереходный GaInP/GaInAs/Ge МП СЭ, 4 — край спектральной характеристики фототовета для GaInAs-субэлемента в МП СЭ. Для кривых 1, 2 и 3 сплошные линии — результаты расчетов, точки — экспериментальные значения.



**Рис. 6.** Спектральные зависимости внешней квантовой эффективности фототовета на фотоактивную поверхность для GaAs-переходов: 1 — однопереходный Ga(In)As СЭ, 2 — двухпереходный GaInP/GaAs СЭ, 3 — трехпереходный GaInP/GaAs/Ge СЭ, 4 — спектральная характеристика фототовета для GaInP-субэлемента в МП СЭ. Для кривых 1, 2 и 3 сплошные линии — результаты расчетов, точки — экспериментальные значения.

одинаковыми (табл. 4). Моделирование спектральной характеристики Ge-субэлемента GaAs/Ge МП СЭ при таких же значениях диффузионных длин позволило определить глубину залегания  $p$ - $n$ -перехода, которая составила величину порядка 500 нм (табл. 4).

**Таблица 5.** Значения диффузионных длин для Ga(In)As-субэлементов МП СЭ, представленных на рис. 6

	$L_p$ , мкм	$L_n$ , мкм
Однопереходный GaAs-элемент	0.5	10
Двухпереходный GaInP/GaAs СЭ	0.3	8
Трехпереходный GaInP/GaInAs/Ge СЭ	0.3	4

Спектральные характеристики фототовета для однопереходного  $n$ - $p$ -GaAs СЭ, а также Ga(In)As-субэлементов двухпереходного GaInP/GaAs и трехпереходного GaInP/GaInAs/Ge СЭ представлены на рис. 6. Параметры расчета, обеспечивающие наилучшее согласование

теоретических и экспериментальных характеристик на рис. 6, сведены в табл. 5.

Увеличение количества субэлементов МП СЭ при сохранении режимов эпитаксиального роста приводило к уменьшению диффузионных длин ННЗ в слоях Ga(In)As-субэлементов. Волнообразная форма характеристики для двух- и трехпереходных элементов являлась следствием интерференции в слоях верхнего GaInP-субэлемента и туннельного перехода. Общий уровень уменьшался как вследствие снижения диффузионных длин ННЗ, так и за счет поглощения части полезного излучения в слоях туннельного перехода.

Диффузионные длины дырок в эмиттерах  $n$ -Ga(In)As для МП СЭ были ниже по сравнению с однопереходными СЭ (табл. 5). Это, скорее всего, было обусловлено диффузией  $p$ -примеси из верхних слоев структуры.

Однопереходные GaAs СЭ и нижний субэлемент двухпереходных GaInP/GaAs МП СЭ выращивались по схожей технологии на одинаковых подложках, поэтому диффузионные длины электронов в базах таких элементов отличались незначительно. Малое значение диффузионной длины электронов, наблюдаемое в базе  $p$ -GaInAs трехпереходного МП СЭ на основе GaInP/GaInAs/Ge, по-видимому, было обусловлено снижением структурного совершенства слоев GaInAs при росте  $A^{III}B^V$  структур на подложках германия.

#### 4. Заключение

Таким образом, продемонстрирована возможность применения математического моделирования для анализа параметров слоев, составляющих структуру МП СЭ. Преимуществом данного подхода является возможность получения оценок диффузионных длин ННЗ в слоях СЭ при моделировании их спектральных характеристик фотоответа без использования дополнительных измерений. Аппроксимация спектров фотоответа позволила установить зависимости диффузионных длин ННЗ в слоях  $p$ -Ge и  $n$ -GaAs от уровня их легирования и определить значения, при которых обеспечивалось полное собирание носителей из базовых слоев  $n$ - $p$ -Ge и  $p$ - $n$ -GaAs СЭ. Анализ полученных при моделировании данных позволил заключить, что падение коротковолновой части спектров фотоответа  $n$ - $p$ -Ge СЭ при увеличении толщины слоя  $n$ -GaInP не определялось изменением параметров диффузионного  $p$ - $n$ -перехода, а было связано с потерей фотонов, поглощенных в этом слое. Обнаружено снижение длин диффузии в слоях Ga(In)As-субэлементов и увеличение глубины залегания  $p$ - $n$ -перехода в Ge-подложке при увеличении числа переходов МП СЭ.

Авторы выражают признательность С.И. Трошковой за полезные обсуждения, Б.Я. Беру, А.П. Ковальскому и Д.Ю. Казанцеву за проведение ВИМС измерений.

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

#### Список литературы

- [1] T. Markvart, L. Castaner. *Solar Cells: Materials, Manufacture and Operation* (Elsevier Science Publishing Company, 2005).
- [2] W. Guter, J. Schöne, S.P. Philipps, M. Steiner, G. Siefert, A. Wekkeli, E. Weiser, E. Oliva, A.W. Bett, F. Dimroth. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 223 504 (2009).
- [3] M. Meusel et al. *20th EPSEC* (Barcelona, Spain, 2005) p. 20.
- [4] L.M. Fraas, J.E. Avery, H.X. Huang, E. Shifman, K. Edmondson, R.R. King. *31th PVSC* (Florida, USA, 2005) p. 751.
- [5] M.Z. Shvarts, P.Y. Gazaryan, N.A. Kaluzhniy, V.P. Khvostikov, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, S.V. Sorokina, N.K. Timoshina. *21st EPSEC* (Dresden, Germany, 2006) p. 133.
- [6] A.S. Gudovskikh, N.A. Kaluzhniy, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, M.Z. Shvarts, V.M. Andreev. *Thin Sol. Films*, **516**, 6739 (2008).
- [7] M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics, 7th edn* (UK, Cambridge University Press, 2002).
- [8] А.М. Васильев, А.П. Ландсман. *Полупроводниковые преобразователи* (М., Сов. радио, 1971).
- [9] В.М. Емельянов, Н.А. Калужный, С.А. Минтаиров, В.М. Лантратов. *НТБ СПбГУ*, **2**, 17 (2009).
- [10] V.M. Andreev, V.M. Emelyanov, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, M.Z. Shvarts, N.K. Timoshina. *23th EPSEC* (Valencia, Spain, 2008) p. 375.
- [11] F. Abeles. *Annales de Physique*, **45**, 596 (1950).
- [12] В.Б. Егоров. Автореф. канд. дис. (Л., ФТИ, 1986).
- [13] Yu.A. Goldbery. *Handbook Series on Semiconductor Parameters*, ed. M. Levinshstein, S. Rumyantsev, M. Shur (London, World Scientific, 1996) vol. 1.

Редактор Л.В. Беляков

#### Investigation of the diffusion lengths of minority carriers in photo-active layers of multi-junction solar cells

S.A. Mintairov, V.M. Andreev, V.M. Emelyanov, N.A. Kalyuzhnyy, N.K. Timoshina, M.Z. Shvarts, V.M. Lantratov

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

**Abstract** A method for determining the minority carriers' diffusion lengths in the photoactive layers of  $A^{III}B^V$  multi-junction solar cells by approximating their measured spectral response has been demonstrated. Single junction Ge and GaAs as well as GaAs/Ge, GaInP/GaAs and GaInP/GaInAs/Ge multi-junctions solar cells grown by MOCVD were investigated. The dependencies of the minority carriers' diffusion length on doping levels for  $p$ -Ge and  $n$ -GaAs were obtained. It was shown that the bulk diffusion of the phosphor atoms in a Ge wafer doesn't depend on the thickness of the  $n$ -GaInP nucleation layer (used as a precursor for the diffusion) within the frames of 35–300 nm. A decreasing of the diffusion lengths in Ga(In)As layers of multijunction cells was found in comparison with single-junction cells.