

В заключение хотелось бы отметить, что предоставленная схема изготовления ФЭП обладает рядом преимуществ, прежде всего, низким расходом раствора-расплава, высокой производительностью и простотой технологического процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алферов Ж. И. и др. Солнечные преобразователи на основе гетеропереходов $p\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - n\text{GaAs}$.— ФТП, 1970, т. 4, № 12.
2. Ettenberg M., Kressel H. Interfacial Recombination at (AlGa)As/GaAs Heterojunction Structures.— J. Appl. Phys., 1976, vol. 47, N 4.
3. Алферов Ж. И. и др. Рекомбинационное излучение в твердых растворах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с переменной шириной запрещенной зоны.— ФТП, 1969, т. 3, № 4.
4. Царенков Б. В., Данилова Т. Н., Именков А. Н., Яковлев Ю. П. Селективные фотоэлементы из варизонных $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}:\text{Si}$ p - n структур.— ФТП, 1973, т. 7, № 7.
5. Кесаманлы Ф. П. и др. Исследование диффузионной длины в варизонных твердых растворах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.— ФТП, 1978, т. 12, № 7.
6. Алферов Ж. И. и др. Фотоэлементы на основе гетероструктур AlGaAs с «переходным» слоем.— Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, вып. 6.
7. Алферов Ж. И. и др. Фотоэлементы с расширенной областью спектральной чувствительности на основе плавных гетероструктур AlGaAs—GaAs.— Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, вып. 15.
8. Hovel H. J., Woodall J. M. Technique for Producing "Good" GaAs Solar Cells Using Poor-Quality Substrates.— Appl. Phys. Lett., 1975, vol. 27, N 8.
9. Кесаманлы Ф. П., Коваленко В. Ф., Лисовенко В. Д., Марончук И. Е. Фотолуминесценция гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$.— ФТП, 1975, т. 9, № 10.
10. Woodall J. M., Hovel H. J. An Isothermal Etchbackregrowth Method for High-Efficiency $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x - \text{GaAs}$ Solar Cells.— Appl. Phys. Lett., 1977, vol. 30, N 9.
11. Johnston W. D., Callahan W. M. Vapor-Phase-Epitaxial Growth and Performance of AlAs—GaAs Heterojunction Solar Cells.— In: Twelfth IEEE Photovoltaic Specialists Conference — 1976. Baton Rouge. La. Nov. 15—18, 1976. Conf. Rec. N. Y., 1976.
12. Vorobkalo F. M., Glinchuk K. D., Prochorovich A. V. Effect of Heat Treatment on the 0,93 eV Luminescence Band in p -GaAs.— Phys. Stat. Sol. (a), 1972, vol. 10, N 2.
13. Абдулаев А. и др. Эффективность излучательной рекомбинации в твердых растворах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, легированных германием.— ФТП, 1977, т. 11, № 2.
14. Queisser H. J., Panish M. B. Luminescence of Zinc Doped Solution Grown Gallium Arsenide.— J. Phys. and Chem. Solids, 1967, vol. 28, N 7.
15. Колесов Б. А., Аккерман З. Л., Борисова Л. А. О природе люминесцентной полосы 1,2 эВ в арсениде галлия.— ФТП, 1974, т. 8, № 4.
16. Мильвидский М. Г., Пелевин О. В., Сахаров Б. А. Физико-химические основы получения разлагающихся полупроводниковых соединений. М.: Металлургия, 1974.

Поступила в редакцию 25 ноября 1979 г.

УДК 621.382.3

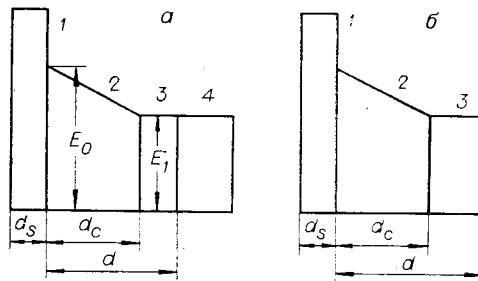
В. М. АНДРЕЕВ, Ю. М. ЗАДИРАНОВ, В. И. КОРОЛЬКОВ,
Т. С. ТАБАРОВ, В. С. ЮФЕРЕВ
(Ленинград)

ФОТОЭФФЕКТ В ПЛАВНЫХ ИЗОТИПНЫХ И АНИЗОТИПНЫХ AlGaAs-ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ОСВЕЩЕННОСТИ

В настоящее время наибольший коэффициент полезного действия как при обычном, так и при концентрированном солнечном освещении имеют преобразователи солнечной энергии на основе гетероструктур в системе GaAs—AlAs. Тем не менее вопросам повышения их КПД по-прежнему уделяется большое внимание. Определенные надежды на дальнейшее увеличение КПД связаны с использованием плавных гетероструктур, в кото-

Рис. 1. Профили распределения ширины запрещенных зон и геометрии рассматриваемых плавных гетероструктур:

a — анизотипная *p-n*-структура (1 — $p\text{-Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$, 2 — $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, 3 — $p\text{-GaAs}$, 4 — $n\text{-GaAs}$), *б* — изотипная *p-p*-структура (1 — $p\text{-Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$, 2 — $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, 3 — $p\text{-GaAs}$).



рых ширина запрещенной зоны увеличивается от *p-n*-перехода к освещаемой поверхности. В таких структурах наличие градиента ширины запрещенной зоны обеспечивает не только расширение области спектральной чувствительности в коротковолновую область солнечного спектра, но и при определенных условиях дает возможность увеличения ЭДС холостого хода за счет добавки объемной ЭДС градиента ширины запрещенной зоны [1—3].

В данной работе приведены результаты расчета и экспериментального исследования влияния уровня освещенности и температуры, толщины и уровня легирования области переменного состава на величины объемной фото-ЭДС в изотипных $p\text{-GaAs}$ — $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и ЭДС холостого хода в анизотипных $n\text{-GaAs}$ — $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ плавных гетероструктурах.

Экспериментальные образцы, технология изготовления и методика исследования. Плавные гетероструктуры изготавливались путем последовательной кристаллизации широкозонного слоя $p^+ \text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0,8 - 0,95$) и слоя переменного состава с плавным уменьшением ширины запрещенной зоны от $E_g = 1,9-2,0$ до $1,4$ эВ на поверхности структуры. В качестве подложки использовался $p^+ \text{-GaAs}$ ($p = 3 - 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Концентрация акцепторов в широкозонном слое устанавливалась в интервале $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (легирующая примесь — цинк), а в слое переменного состава — $10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (легирующие примеси — цинк или германий). Изготавливались структуры двух типов — изотипные и анизотипные с *p-n*-переходом в узкозонной части слоя переменного состава. Для снижения контактного сопротивления и исключения возможности возникновения дополнительной ЭДС на контактах в изотипных *p-p*-структурах после кристаллизации слаболегированного слоя переменного состава изготавливался дополнительный слой $p^+ \text{-GaAs}$ ($p \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Для получения структур с *p-n*-переходом выращивался слой $n\text{-GaAs}$ ($n \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), легированный оловом.

После приготовления омических контактов (сплошного — к слою и полоскового — к подложке) в подложке вытравливались «окна» до первого широкозонного слоя и приборы освещались в эти окна со стороны подложки.

В рассмотренных структурах носители, генерированные в слое переменного состава вблизи его границы с широкозонным слоем, отделены от поверхности фотоэлемента потенциальным барьером, что обеспечивает снижение роли поверхностной рекомбинации. Кроме того, сильнолегированный широкозонный слой обеспечивает снижение сопротивления растекания, что необходимо для эффективного собирания носителей, генерированных в слаболегированном слое переменного состава при освещении концентрированным солнечным излучением.

Таким образом, исследуемые структуры представляли собой:

- 1) $p^+ \text{-Al}_{0,8-0,95}\text{Ga}_{0,2-0,05}\text{As} - p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - n\text{-GaAs}$.
- 2) $p^+ \text{-Al}_{0,8-0,95}\text{Ga}_{0,2-0,05}\text{As} - p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - n\text{-GaAs}$.

Освещение вводилось через широкозонное окно $p^+ \text{-Al}_{0,8-0,95}\text{Ga}_{0,2-0,05}\text{As}$. Схематическое изображение экспериментальных образцов показано на рис. 1.

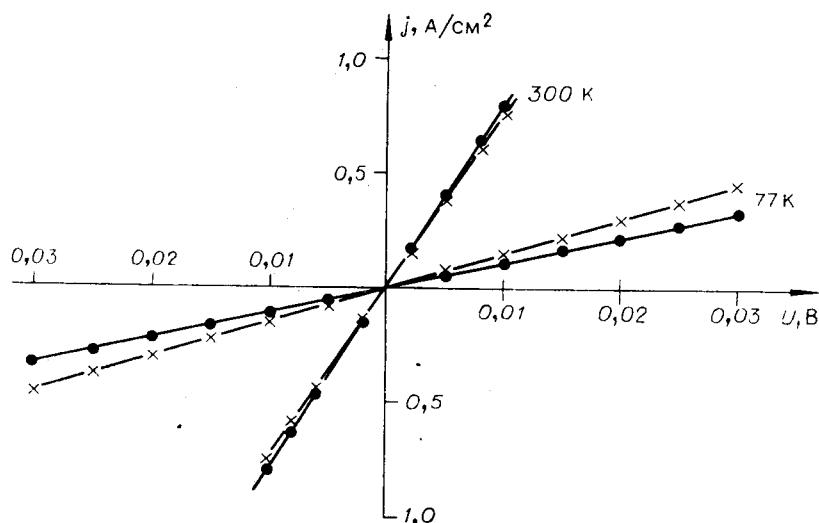


Рис. 2. Прямые ветви вольт-амперных характеристик двух плавных изотипных p - p -гетероструктур при 77 и 300 К.

Все исследованные изотипные p -GaAs — p -Al_xGa_{1-x}As плавные гетероструктуры обладали омической вольт-амперной характеристикой. Типичные зависимости тока от напряжения при 77 и 300 К для двух полярностей приложенного напряжения показаны на рис. 2. Наряду со структурами, заметно не изменяющими последовательного сопротивления при понижении температуры, на ряде образцов наблюдалось его увеличение в 10—20 раз, что, вероятно, связано с вымораживанием носителей на сравнительно глубокий акцепторный уровень германия в области больших x .

Начальный участок прямой ветви вольт-амперной характеристики анизотипных структур имел обычный вид: прямой ток экспоненциально зависел от приложенного напряжения $I = I_0 \exp(qU/\eta kT)$, где $\eta_1 = 2$ на начальном участке, а при плотностях тока $j > 10^{-3}$ А/см² $\eta_2 = 1,2 - 1,4$. Величина I_{01} лежала в пределах $10^{-10} - 10^{-12}$ А/см².

На рис. 3 представлены типичные спектральные кривые фоточувствительности для нескольких образцов с различной толщиной области переменного состава. Если длинноволновая граница фоточувствительности, как и в резких гетеропреобразователях, зависит в основном от ширины запрещенной зоны узкозонного материала, то коротковолновая граница определяется многими факторами: величиной градиента E_g , диффузионной длиной электронов, толщиной и шириной запрещенной зоны защитного покрытия — верхнего слоя AlGaAs постоянного состава.

Для изучения поведения плавных p - p - и p - n -гетероструктур в условиях высоких уровней освещенности использовались импульсная лампа ИСШ-100-3М, спектральный состав излучения которой близок к солнечному, и импульсный лазер ЛГИ-40 с $h\nu = 2,34$ эВ, $t_n = 350$ нс и мощностью в импульсе 500 Вт. Освещение осуществлялось таким образом, что световой поток был параллелен градиенту E_g , а почти вся световая мощность с помощью линзы фокусировалась на образец площадью $\sim 10^{-2}$ см².

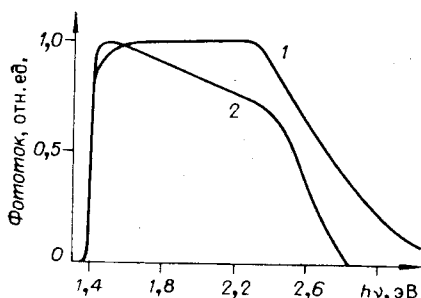


Рис. 3. Типичный вид спектральных характеристик фоточувствительности плавных анизотипных гетероструктур (мкм):
1 — $d_c = 0,5$; 2 — $d_c = 8$.

Результаты расчета и эксперимента. Известно, что падение напряжения в объеме p -области при отсутствии тока и в предположении квазинейтральности определяется выражением

$$U_{\Sigma} = \frac{kT}{q} \left\{ - \int_0^d \frac{bn}{(b+1)n+p_0} \frac{d}{dx} \frac{E_g}{kT} dx - \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{(b+1)n(d)+p_0}{(b+1)n(0)+p_0} \right\}. \quad (1)$$

Здесь p_0 — концентрация основных носителей, b — отношение подвижностей электронов и дырок, а d — толщина области переменного состава. Первое слагаемое в (1) описывает напряжение $U_{об}$, обусловленное градиентом ширины запрещенной зоны $E_g(x)$, а второе — напряжение Дембера $U_{д}$. Для вычисления напряжения холостого хода в p - n -структурах к (1) необходимо добавить падение напряжения на p - n -переходе U_{pn} .

Из (1) видно, что U_{Σ} существенно зависит от распределения концентрации неосновных носителей заряда (ННЗ) по толщине слоя с переменной шириной запрещенной зоны. При высоком уровне освещенности $U_{об}$ достигает максимальной величины

$$U_{об} = (|\Delta E_g|/kT)(b/(b+1)). \quad (2)$$

Однако суммарная объемная ЭДС может оказаться значительно меньше из-за наличия ЭДС Дембера.

Для вычисления распределения концентрации ННЗ необходимо решить уравнение переноса электронов

$$\frac{\partial J_n}{dx} - \frac{n}{\tau} + G = 0, \quad (3)$$

$$J_n = D_n \frac{2n+p_0}{(b+1)n+p_0} \frac{dn}{dx} + D_n \frac{n(n+p_0)}{(b+1)n+p_0} \frac{1}{kT} \frac{dE_g}{dx},$$

где D_n , τ — коэффициент диффузии и время жизни электронов, а G — скорость генерации ННЗ падающим внешним излучением. Для упрощения задачи D_n и τ считались постоянными, а эффекты, связанные с поглощением рекомбинационного излучения, не учитывались.

Краевые условия для уравнения (3) зависят от вида рассматриваемой структуры. Во-первых, наличие защитного широкозонного окна позволяет считать, что при $x=0$

$$J_n = 0. \quad (4)$$

Во-вторых, если при $x=d$ располагается p - n -переход, то, как обычно, на переходе используются соотношение Больцмана и условие непрерывности электронного тока, т. е. при $x=d$

$$n(n+p_0) = p(p+n_0), \quad J_n = J_{nn}. \quad (5)$$

Здесь p , n_0 , J_{nn} — концентрации дырок и основных носителей заряда и поток электронов в n -области. Для вычисления J_{nn} необходимо одновременно с уравнением (3) решать аналогичное уравнение в n -слое. При этом вместо (3) хорошим приближением может быть условие при $x=d$ $J_n = 0$.

Для p - p -структуры граничное условие при $x=d$ будет иметь вид

$$J_n = -sn. \quad (6)$$

Скорость генерации носителей G рассчитывалась по формуле

$$G(x) = \int_E i(E) \alpha(E, x) e^{-\int_0^x \alpha(E, x') dx'} dE,$$

где $i(E)$ — спектральная плотность падающего излучения, а $\alpha(E, x)$ — коэффициент поглощения, который задавался на основании работ [4, 5].

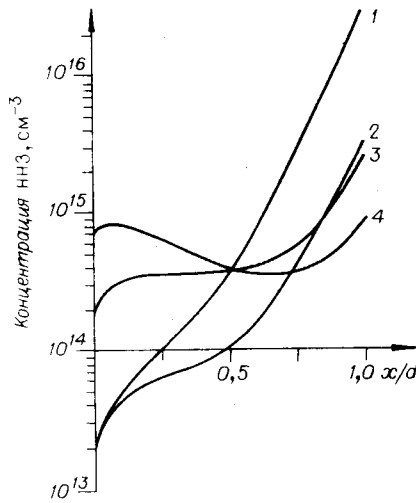


Рис. 4. Распределение концентрации ННЗ в p -области переменного состава ($p = 10^{15} \text{ см}^{-3}$) (мкм): анизотипный переход — 1, $d_c = 4$; изотипный переход — 2, $d_c = 4$; 3 — $d_c = 8$; 4 — $d_c = 16$.

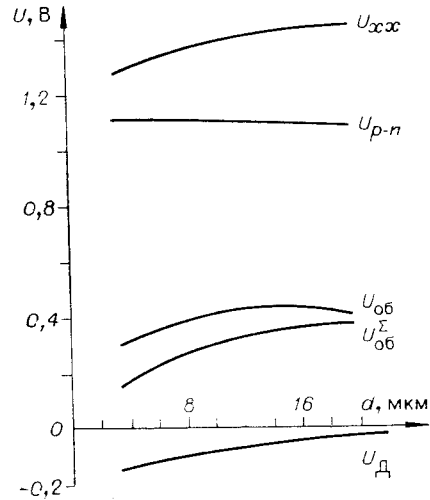


Рис. 5. Зависимость U_{xx} и составляющих его компонент от толщины области переменного состава при концентрированном солнечном освещении ($K_c \approx 10^3$).

Влияние ускоряющего поля, обусловленного градиентом ширины запрещенной зоны, на распределение ННЗ отчетливо видно в предельных случаях малого и большого уровней инжекции. Например, для p - n -структуры при $G = \text{const}$

$$n \approx (d^2 G / D) \{ z / E + (E / a^2) e^{-(1-z)E} \}. \quad (7)$$

Здесь $a = d / \sqrt{D\tau}$, $z = x/d$, а E и D для малого и высокого уровней инжекции соответственно равны

$$E = \Delta E_c / kT, \quad D = D_n \quad \text{и} \quad E = \Delta E_c / 2kT, \quad D = 2D_n / (b + 1).$$

Необходимо отметить, что формула (7) справедлива, если $a^2/E \ll 1$.

Выражение (7) показывает, во-первых, что распределение концентрации ННЗ характеризуется большой неравномерностью и около границы $z = 1$ имеет место резкое возрастание ННЗ до величины, определяемой скоростью объемной рекомбинации носителей. Во-вторых, ЭДС Дембера имеет знак, противоположный знаку $U_{об}$, и оказывается равной $U_д = -\Delta E_c / 2kT$, т. е. уменьшает максимальное значение напряжения холостого хода по сравнению с (2) в два раза.

Для p - p -структуры распределение концентрации будет иметь аналогичный характер, если p -слой GaAs достаточно толстый ($d - d_c > L_n$). Если же указанный слой тонкий, то электронный поток будет беспрепятственно выходить из области с переменной $E_g(x)$ и рекомбинировать на поверхности. В этом случае существенного накопления носителей не произойдет. Влияние ЭДС Дембера в p - p -структурах уменьшится, и ее знак в общем случае совпадает со знаком $U_{об}$, поскольку $n(d) \leq n(0)$.

Система уравнений (3)–(6) решалась численно при использовании консервативной разностной схемы и полной квазилинеаризации всех членов уравнений и граничных условий.

Все расчеты проведены для концентрации носителей в области переменного состава $p_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, так как в этом случае объемная ЭДС наблюдается уже при мощности падающего света $\sim 10^3$ солнц [6].

На рис. 4 показаны расчетные распределения концентрации ННЗ в изотипной (2–4) p - p - и анизотипной (1) p - n -структурах при освещении

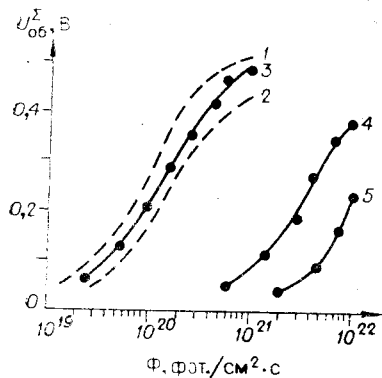


Рис. 6. Зависимость напряжения на области переменного состава ($U_{об}^{\Sigma}$) от интенсивности падающего света и геометрии $p-p$ -структуры:

расчет (1 — $d_c = 8$ мкм, 2 — $d_c = 4$ мкм, $p_0 = 10^{16}$ см $^{-3}$); эксперимент (3 — $p = 10^{15}$ см $^{-3}$, $d_c = 5$ мкм; 4 — $p = 2 \times 10^{16}$ см $^{-3}$, $d_c = 6$ мкм; 5 — $p = 10^{16}$ см $^{-3}$, $d_c = 5$ мкм).

структур эта неоднородность больше и при $d = 4$ мкм занимает всю область переменного состава. Такой характер распределения ННЗ в области переменного состава обуславливает появление значительной по величине ЭДС Дембера, знак которой противоположен знаку объемной фото-ЭДС.

На рис. 5 для концентрированного солнечного света показана зависимость U_{xx} и составляющих его компонент от толщины области переменного состава в $p-n$ -структурах. Видно, что при малых толщинах $Al_xGa_{1-x}As$ ЭДС Дембера может составлять до 50% от объемной ЭДС области переменного состава. С ростом толщины области переменного состава за счет уменьшения ЭДС Дембера U_{xx} растет.

Зависимость объемной ЭДС $U_{об}$ от интенсивности падающего монохроматического излучения показана на рис. 6. Штриховые кривые относятся к расчету, а сплошные — экспериментальные кривые для образцов с различным уровнем легирования $Al_xGa_{1-x}As$.

Из проведенного анализа фотоэлектрических свойств плавных гетероструктур видно, что с энергетической точки зрения фото-ЭДС, генерируемая в области переменного состава, существенна лишь при высоких уровнях освещенности, когда концентрация генерированных носителей превышает уровень легирования этой области.

Наглядно это проявилось при исследовании температурных зависимостей U_{xx} в $p-n$ - и $U_{об}$ в $p-p$ -структурах, в которых наблюдалось увеличение последовательного сопротивления при понижении температуры из-за вымораживания носителей, что приводило к резкому возрастанию объемной фото-ЭДС и напряжения холостого хода (рис. 7).

Тот факт, что для получения объемной ЭДС требуются невысокие уровни легирования области переменного состава, приводит к увеличению последовательного сопротивления фотоэлементов и тем самым к ухудшению нагрузочных характеристик при высоких уровнях освещенности. Поэтому, несмотря на экспериментальное обнаружение объемной фото-ЭДС, приводящей к заметному возрастанию напряжения холостого хода в фотоэлементах на основе плавных гетероструктур в системе GaAs—AlAs, выбор оптимальной конструкции фотоэлемента, способной реализовать повышенные значения U_{xx} при концентрированном освещении в увеличении КПД, еще не ясен и требует дальнейшего изучения.

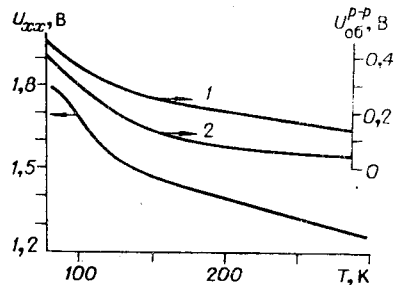


Рис. 7. Температурные зависимости U_{xx} и $U_{об}^{p-p}$ ($K_c = 10^3$):

1 — $d_c = 7$ мкм, 2 — $d_c = 5$ мкм.

монохроматическим светом ($h\nu = 2,34$ эВ) с интенсивностью $\Phi = 2,5 \times 10^{20}$ фот./см $^2 \cdot$ с. Наличие градиента ширины запрещенной зоны приводит к сильной неоднородности в распределении носителей, которая уменьшается с увеличением толщины области переменного состава. Для анизотипных

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Ж. И. Алферову за интерес к работе и неоднократное обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алферов Ж. И. и др. Фото-эдс в плавной гетероструктуре на основе твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.— Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 7.
2. Алферов Ж. И. и др. Фотоэлектрические преобразователи концентрированного солнечного излучения на основе AlGaAs -гетероструктур.— ФТП, 1979, т. 13, вып. 3.
3. Евдокимов В. М., Милованов А. Ф., Стребков Д. С. Использование излучения в полупроводниках с объемным фотовольтаическим эффектом.— ФТП, 1977, т. 11, вып. 11.
4. Casey H. C., Sell D. D., Wecht K. W. Concentration Dependence of the Absorption Coefficient for n - and p -GaAs between 1,3 and 1,6 eV.— J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, p. 250—257.
5. Monemar В., Shih K. K., Pettit G. D. Some Optical Properties of the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ System.— J. Appl. Phys., 1976, vol. 47, p. 2604—2613.
6. Именков А. Н. и др. Экспериментальное обнаружение варизонной фото-эдс.— ФТП, 1978, т. 12, с. 2377—2385.

Поступила в редакцию 10 февраля 1980 г.

УДК 621.315.595

А. Т. ГОРЕЛЕНКО, М. З. ЖИНГАРЕВ, В. В. МАМУТИЦ,
В. К. ТИБИЛОВ, А. С. УСИКОВ

(Ленинград)

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ ГЕТЕРОФОТОДИОДЫ $\text{InGaAsP} - \text{InP}$ В СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ 1,0—1,6 мкм

Большой интерес к изопериодическим гетероструктурам $\text{InGaAsP} - \text{InP}$ обусловлен тем, что излучающие и фотоприемные приборы на их основе позволяют перекрыть спектральный диапазон от 1,0 до 1,7 мкм [1]. На этот интервал длин волн приходится минимум потерь излучения и нулевая дисперсия в стекловолокне [2]. Поэтому изопериодические гетероструктуры $\text{InGaAsP} - \text{InP}$ перспективны для элементной базы волоконных оптических линий связи [3].

Ранее сообщалось о фотоприемниках на основе p - n -гомопереходов [4—6] и p - n -гетеропереходов [7—9] в системе InGaAsP , работающих в спектральном диапазоне 1,0—1,6 мкм. Особенностью таких фотоприемников являются малые темновые токи ($3 \cdot 10^{-6}$ А/см²) [6], высокая чувствительность (0,54 А/Вт) [7] в режиме лавинного умножения, большие коэффициенты умножения при достаточно низких темновых токах (3000 при $3 \cdot 10^{-6}$ А/см²) [6].

В данной работе приводятся результаты исследования фотоэлектрических свойств одиночных и двойных гетероструктур $\text{InGaAsP} - \text{InP}$ с чувствительностью в спектральном диапазоне 1,0—1,6 мкм.

Методика эксперимента. Изопериодические гетероструктуры $\text{InGaAsP} - \text{InP}$ создавались жидкостной эпитаксией по методике, приведенной в [10]. В качестве подложек использовался n - InP с $n = (2 - 7) \cdot 10^{17}$ см⁻³, ориентированный по кристаллографической плоскости $B(111)$ или (100). Создавались структуры двух типов: 1) n - InP (нелегированный толщиной ~ 5 мкм) — p - $\text{InGaAsP}:\text{Mg}$ (~ 2 мкм) с $E_g = 0,75 - 1,0$ эВ в