

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИИ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ AlGaAs—(p—n)—GaAs-ГЕТЕРОСТРУКТУР

Андреев В. М., Гусинский Г. М., Калиновский В. С.,
Салиева О. К., Соловьев В. А., Сулима О. В., Хаммедов А. М.

Приводятся результаты исследований радиационной деградации фотоэлектрических параметров AlGaAs-гетероструктур при облучении протонами с энергией 6.7 МэВ. Определены значения коэффициента повреждения длины диффузионного смещения дырок в *n*-GaAs, составившие $\sim 2 \cdot 10^{-4}$. Показано, что повышенная радиационная стойкость обеспечивается в структурах с толщиной фотоактивного слоя *p*-GaAs в диапазоне 0.3–1.0 мкм, а также при пропускании в процессе облучения через структуру прямого тока.

На эксплуатационные характеристики солнечных элементов космического назначения с антирадиационными покрытиями существенное влияние оказывает облучение частицами высоких энергий [1]. Солнечные элементы на основе AlGaAs-гетероструктур представляют значительный интерес с точки зрения повышения радиационной стойкости солнечных батарей [2–4].

Выполненные ранее исследования влияния радиации на фотоэлектрические параметры гетероструктур типа *p*-AlGaAs—*p*-GaAs—*n*-GaAs позволили обнаружить увеличение радиационной стойкости при уменьшении толщины слоя *p*-GaAs в случае облучения электронами с энергией $E=1$ МэВ [5] и протонами с $E=52$ МэВ [3].

В настоящей работе выполнены исследования влияния параметров фотоактивной области и способа получения гетероструктур *p*-Al_{*x*}Ga_{1-*x*}As—*p*-GaAs—*n*-GaAs на темп их радиационной деградации при облучении протонами. Экспериментальные образцы различались способом получения и параметрами как *n*-, так и *p*-областей вблизи *p*—*n*-перехода.

Фотоактивная *n*-область [$n=(1\div 3) \cdot 10^{17}$ см⁻³] формировалась двумя способами: а) эпитаксиальным выращиванием *n*-GaAs из жидкой фазы, б) предварительным термическим отжигом (выполненным в отдельном технологическом процессе) под расплавом галлия с алюминием подложек арсенида галлия, полученных методом Чохральского.

Область *p*-GaAs формировалась также двумя способами: а) диффузией цинка из раствора-расплава в процессе эпитаксиального выращивания слоя твердого раствора [6], б) диффузией цинка из газовой фазы в предварительно выращенную из жидкой фазы изотипную гетероструктуру *n*-GaAs—*n*-Al_{*x*}Ga_{1-*x*}As [6]. Второй способ позволяет получать максимально высокие значения концентрации дырок ($p > 10^{19}$ см⁻³) и создавать в *p*-GaAs сильное встроенное электрическое поле градиента концентрации акцепторов.

Толщина d_p слоя *p*-GaAs варьировалась в диапазоне 0.3–2.1 мкм. При этом величина встроенного электрического поля изменялась от 0.5 кВ/см при $d_p = 2.0$ мкм до 4 кВ/см при $d_p = 0.3$ мкм. Толщина слоя широкозонного окна *p*-Al_{*x*}Ga_{1-*x*}As ($x=0.8\div 0.85$) составляла в исследованных образцах 1.5–3.0 мкм.

Облучение образцов осуществлялось потоками протонов ($E=6.7$ МэВ) дозой Φ от $3 \cdot 10^{10}$ до $4 \cdot 10^{12}$ см⁻². Исследовано влияние дозы облучения на основные фотоэлектрические параметры — спектральные характеристики фото-

ответа, величину интегрального фототока и напряжения холостого хода при облучении имитатором солнечного излучения АМО, а также на величину коэффициента повреждения (K_L) длин диффузионного смещения дырок (L_p) в слое n -GaAs.

Коэффициент повреждения L_p при облучении определяется следующим выражением:

$$K_L = \frac{1/L_{p\Phi}^2 - 1/L_{p0}^2}{\Phi},$$

где L_{p0} — L_p до облучения, а $L_{p\Phi}$ — после облучения. На рис. 1 изображены зависимости L_p (Φ) и K_L (Φ), полученные в данной работе как для эпитаксиального, так и для термоотожженного n -GaAs. Из приведенных на рис. 1 экспе-

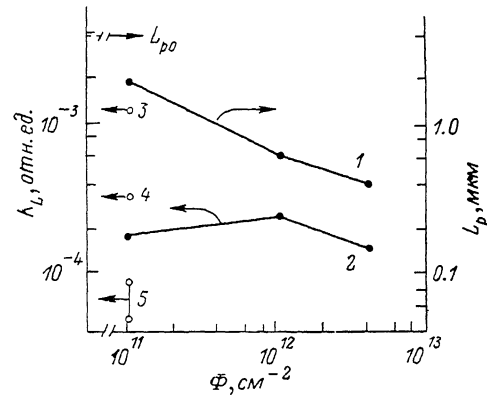


Рис. 1. Зависимости длины диффузионного смещения дырок (L_p) в n -GaAs (1) и коэффициента повреждения K_L (2) в n -GaAs от дозы облучения ($E=6.7$ МэВ).

3—5 — коэффициенты повреждения K_L в p -GaAs при различных значениях энергии протонов $E=0.5, 1, 2$ МэВ соответственно, взятые из [4].

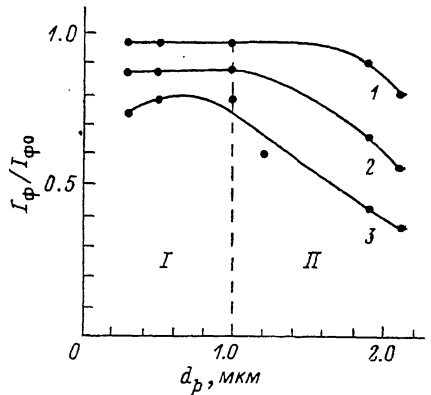


Рис. 2. Зависимость относительного изменения фототока при освещении имитатором АМО от толщины p -GaAs (d_p) при различных дозах облучения.

Φ , см^{-2} : 1 — $1 \cdot 10^{11}$, 2 — $1 \cdot 10^{12}$, 3 — $3 \cdot 10^{12}$.

риментальных значений K_L в p -GaAs, полученных в работе [4] при облучении протонами с $E=0.5$ и 2 МэВ, следует, что значения K_L для p -GaAs уменьшаются с ростом E . Можно предположить, что такая же зависимость существует и для n -GaAs. В этом случае при облучении протонами высоких энергий значения K_L для n -GaAs являются большими, чем для p -GaAs при равных значениях E . Аналогичное соотношение наблюдается для GaAs, облученного электронами [5] и γ -лучами [4].

Из рис. 1 следует, что коэффициент K_L в GaAs является функцией дозы облучения Φ . При этом наибольший рост K_L наблюдается в диапазоне $\Phi=10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Из этого можно сделать вывод, что в диапазоне $\Phi=10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-2}$ формируется основное число дефектов в n -GaAs, приводящих к уменьшению величины L_p .

Из-за отмеченного уменьшения L_p с ростом дозы облучения происходит снижение фототока (I_Φ). Исходные значения фототока составляли $I_\Phi = 27 \div 30 \text{ мА/см}^2$ (АМО). Очевидно, что на ход зависимости I_Φ (Φ) сильное влияние оказывает соотношение значений L_p и глубины залегания p - n -перехода. Из рис. 2 следует, что зависимости $I_\Phi/I_{\Phi 0}$ от толщины слоя p -GaAs (d_p) можно условно разделить на два участка: участок I с $d_p \leq 1 \text{ мкм}$, где наблюдается относительное постоянство $I_\Phi/I_{\Phi 0}$, и участок II с $d_p > 1 \text{ мкм}$ с более существенным уменьшением фототока относительно его максимального значения для данного Φ , причем различия в ходе зависимости I_Φ (d_p) на двух участках усиливаются с ростом Φ .

Объяснение полученных зависимостей может быть найдено из анализа спектров фототока гетероструктур с различной толщиной p -GaAs. При $d_p =$

≈ 0.5 мкм (рис. 3, а) снижение фототовета с увеличением дозы облучения наблюдается только в длинноволновой части спектра. Относительная «стабильность» спектров при $\lambda < 0.7$ мкм объясняется тем, что поглощение коротковолнового излучения, прошедшего через широкозонный слой, происходит в основном в слое p -GaAs, соби́рание носителей тока из которого происходит с меньшими потерями, чем из n -GaAs, поскольку: а) коэффициент повреждения L_n в p -области меньше коэффициента повреждения L_p в n -области; б) снижение L_n оказывает меньшее влияние на эффективность соби́рания носителей тока из p -области, так как фотоносители в p -области в отличие от n -области могут

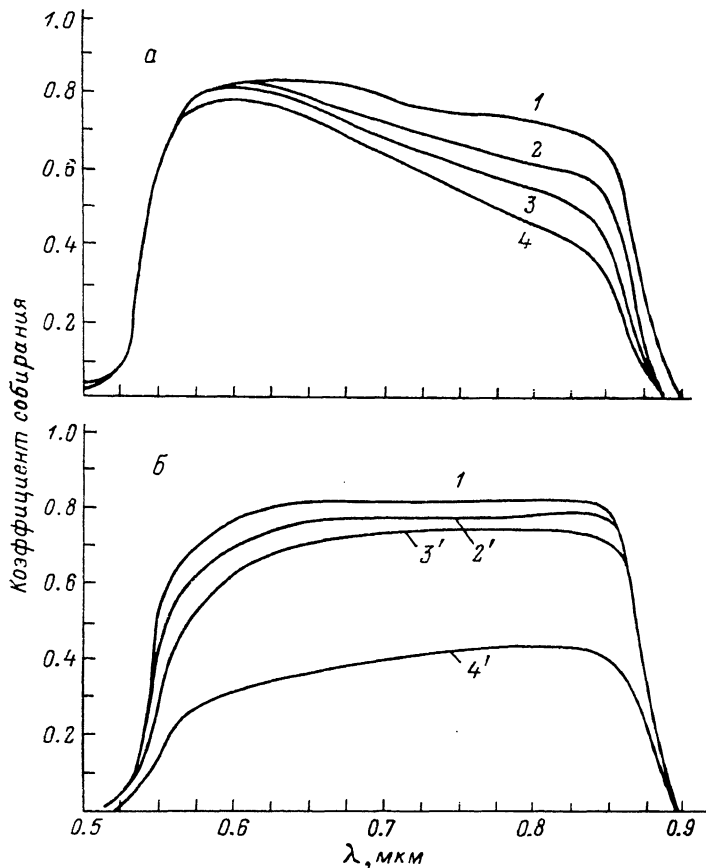


Рис. 3. Спектральное распределение фоточувствительности для двух структур с различной толщиной (d_p) слоя p -GaAs.

d_p , мкм: а — 0.5, б — 2.1; без облучения (1) и при дозах облучения, см^{-2} : 2 — $1 \cdot 10^{11}$, 3 — $1 \cdot 10^{12}$, 4 — $4 \cdot 10^{12}$, 2' — $3 \cdot 10^{10}$, 3' — $1 \cdot 10^{11}$, 4' — $3 \cdot 10^{12}$.

диффундировать только к p - n -переходу благодаря наличию потенциального барьера p - p -гетероперехода; в) в p -области имеется «тянущее» электрическое поле.

На спектральный диапазон с $\lambda < 0.7$ мкм приходится значительная часть заатмосферного солнечного излучения (АМО). Поэтому «стабильность» спектров фототовета структур с $d_p < 1$ мкм (рис. 3, а) при $\lambda < 0.7$ мкм и обеспечивает их высокую радиационную стойкость.

Увеличение толщины p -GaAs приводит к падению фоточувствительности облученных фотоэлементов во всем спектральном диапазоне (рис. 3, б), что связано с увеличением расстояния от области генерации фотоносителей до p - n -перехода, снижением величины тянущего электрического поля и увеличением вследствие этого потерь носителей на объемную рекомбинацию при радиационном повреждении L_n .

Вследствие слабого влияния облучения на коротковолновую фоточувствительность образцов с $d_p < 1$ мкм лучшей радиационной стабильностью фото-

тока обладают фотоэлементы на основе структур с меньшей толщиной широкозонного слоя $Al_xGa_{1-x}As$, имеющие лучшую чувствительность в коротковолновой области спектра.

В работе [7] было показано, что при инжекции неосновных носителей в облученных электронами ($E=1$ МэВ) фотоэлементах снижается концентрация радиационных дефектов. Аналогичная инжекция осуществлялась нами при пропускании прямого тока непосредственно в процессе облучения. Как видно из рис. 4 (кривые 3, 4), пропускание тока 1 А/см² в течение 30—60 мин (300 К) обеспечивает 2—3-кратное увеличение дозы, приводящей к эквивалентной деградации фототока, что свидетельствует об инжекционном отжиге радиационных дефектов.

В работе исследовано также влияние облучения на величину напряжения холостого хода на структурах, различающихся способом получения n -GaAs:

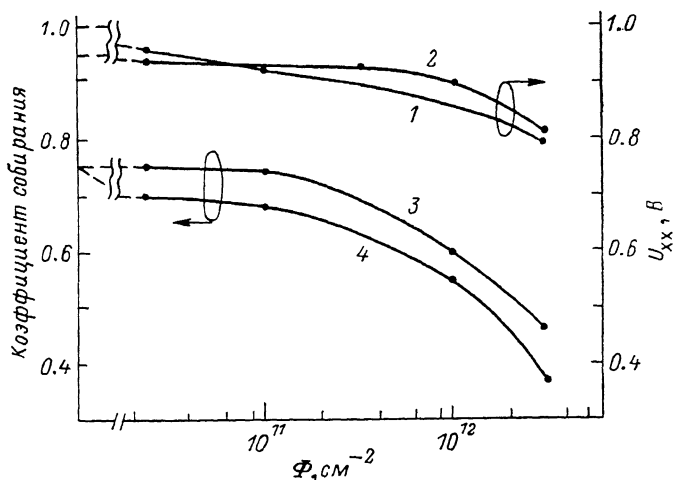


Рис. 4. Зависимость напряжения холостого хода от дозы облучения для структур с эпитаксиальным (1) и термоотожженным (2) n -GaAs; зависимость коэффициента собирания от дозы облучения при пропускании тока $j=1$ А/см² (3) и без тока (4).

эпитаксиальным выращиванием n -GaAs из жидкой фазы (рис. 4, кривая 1) и высокотемпературным термоотжигом подложек n -GaAs (рис. 4, кривая 2). Сравнение приведенных на рис. 4 кривых показывает, что при меньших исходных значениях U_{xx} (1 В для кривой 1 и 0.95 В для кривой 2) структуры с n -областью, полученной термоотжигом подложек, обладают лучшей стабильностью напряжения холостого хода, что обеспечило получение в этих образцах более высоких абсолютных значений U_{xx} при дозах $\Phi > 10^{11}$ см⁻².

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Коэффициенты радиационного повреждения длины диффузионного смещения дырок в n -GaAs составляют $K_L \approx 2 \cdot 10^{-4}$ при облучении n -GaAs протонами с $E=6.7$ МэВ, что превышает значения K_L в p -GaAs, облученном протонами с $E \geq 2$ МэВ.

2. Минимальная радиационная деградация фототока в исследованных структурах обеспечивается при толщине слоя p -GaAs в диапазоне $0.3 \div 1.0$ мкм за счет получения высокой стабильности фотоответа в коротковолновой части спектра.

3. Пропускание прямого тока через структуру в процессе облучения снижает темп радиационной деградации. При этом доза, приводящая к эквивалентной деградации фототока, увеличивается в 2—3 раза при $j \approx 1$ А/см².

В заключение авторы выражают признательность М. Б. Кагану, Т. А. Нуллер, Г. М. Григорьевой за полезные обсуждения, В. Д. Румянцеву, А. В. Никитину и Л. А. Рассадину за помощь в эксперименте, Ж. И. Алфёрову и В. О. Найденову за внимание к данной работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Крейнин Л. Б., Григорьева Г. М. Итоги науки и техники. Серия «Исследование космического пространства», т. 13. Солнечные батареи в условиях воздействия космической радиации. М., 1979. 126 с.
- [2] Григорьева Г. М., Звягина К. Н., Каган М. Б., Любашевская Т. Л. — Гелиотехника, 1983, № 5, с. 14—17.
- [3] Yoshida S., Mitsui K., Oda T., Yukimoto Y. — Japan. J. Appl. Phys., 1982, v. 21 (Suppl.), N 24-2, p. 27—31.
- [4] Yamaguchi M., Yamamoto A., Shibukawa A. — Japan. J. Appl. Phys., 1983, v. 22, N 11, p. 1727—1733.
- [5] Yamaguchi M., Amano S. — J. Appl. Phys., 1985, v. 57, N 2, p. 537—544.
- [6] Андреев В. М., Сулима О. В. — Письма ЖТФ, 1982, т. 8, в. 7, с. 429—432.
- [7] Stievenard D., Bourgojn J. C. — In: 17 IEEE Photovoltaic Spec. Conf. Kissimmee, 1984, p. 1103—1107.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 25.09.1987
Принята к печати 5.02.1988