

Исследование характеристик встречно-штыревых GaAs структур при комбинированном протонном, гамма- и нейтронном облучении

С.В.Оболенский¹, А.Г.Фефелов, Е.В.Киселева

*Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского
проспект Гагарина 23, Нижний Новгород 603950, Россия*

А.В.Мурель

*Институт физики микроструктур РАН,
ГСП-105, Нижний Новгород 603950, Россия*

Исследованы характеристики встречно-штыревых GaAs структур при комбинированном протонном, гамма- и нейтронном облучении. Для измерения параметров глубоких уровней радиационных дефектов использован метод оптически стимулированной токовой спектроскопии PICTS, концентрация носителей заряда в полупроводнике и высота барьера Шоттки определялись с помощью измерений зависимости ВАХ от температуры. На основании измерений спектральных зависимостей фоточувствительности структур показано, что при энергии оптических квантов, близких к ширине запрещенной зоны, фоточувствительность протонированных структур устойчива к воздействию гамма-нейтронного облучения, что позволяет предложить их для создания радиационно-стойких фотодетекторов.

1. Введение

Известно, что обработанные протонами области эпитаксиального GaAs используются для изоляции мезаструктур активных элементов в интегральных схемах, в том числе, работающих при повышенных уровнях радиационного излучения. В работе проведен анализ характеристик обработанных протонами эпитаксиальных GaAs структур с нанесенными встречно-штыревыми системами электродов при комбинированном гамма-нейтронном облучении спектра ядерного реактора.

2. Исследуемые образцы

Исследовались GaAs эпитаксиальные структуры с изготовленной на них встречно-штыревой системой электродов (рис.1). Эпитаксиальный слой был выращен на GaAs подложке марки АГЧП-10, имел толщину 0,6 мкм и концентрацию электронов порядка 10^{14} см^{-3} . В качестве металлизации использовалась стандартная эвтектика AuGe-Au. До нанесения металлизации структуры облучалась протонами с энергиями 30, 60 и 90 кэВ и дозами по $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ для каждой энергии. Для сравнения исследовались также контрольные структуры с аналогичной встречно-штыревой системой электро-

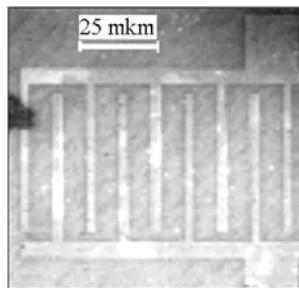


Рис.1
Исследуемая структура

¹ Тел.: +7-8312-656032; Fax: +7-8312-656416; E-mail: obolensk@rf.unn.ru

дов, сформированной на полуизолирующей подложке без предварительной протонной обработки.

3. Эксперимент

Экспериментально исследовалось влияние радиационного воздействия на описанную структуру. Комплексное гамма-нейтронное облучение проводилось на ядерном реакторе с энергетическим спектром частиц и квантов от 10 кэВ до 10 МэВ и средней энергией 1 МэВ, а также на изотопном источнике Co^{60} (энергия гаммаквантов около 1 МэВ). Температура образцов при облучении не поднималась выше 320 К. Параметры облучения различных образцов приведены в табл.1

Табл.1

Вид облучения образцов	
Название образца	Вид облучения
Ф-1	Исходный образец
Ф-2	Гамма-облучение, доза 10^7 Рентген
Ф-3	Гамма-облучение, доза 10^6 Рентген
Ф-4	Гамма-облучение, доза 10^4 Рентген
Ф-5	Гамма-облучение, доза $3 \cdot 10^5$ Рентген + нейтронное облучение, флюенс 10^{14}см^{-2}
Ф-6	Гамма-облучение, доза 10^4 Рентген + нейтронное облучение, флюенс 10^{13}см^{-2}

В ходе работы исследовались зависимости ВАХ образцов от температуры. Неоднородности распределения темновой проводимости оценивались путем измерения сопротивления отдельных секций встречно-штыревой структуры. Контроль неоднородности распределения фотопроводимости в образцах осуществлялся при помощи сканирования световым пятном (фокусированное оптическое излучение от лампы накаливания) вдоль встречно-штыревой системы электродов.

Изучение характеристик радиационных дефектов проводилось с помощью фотоиндуцированной токовой нестационарной спектроскопии (PICTS). Образец помещался в измерительную камеру и поддерживался при фиксированной температуре (300-360 К) и постоянном напряжении смещения. При этом образец периодически облучался импульсами света с длиной волны, соответствующей преобладанию межзонной генерации носителей. Результирующий фототок усиливался быстродействующим усилителем и оцифровывался.

Экспериментальные ВАХ образцов приведены на рис.2. Аномальное поведение образца Ф3, ВАХ которого после облучения из первоначально симметричной по отношению к смене знака напряжения стала несимметричной, видимо, связано с технологическими различиями контактов. В дальнейшем для анализа характеристик этого образца использовалась правая ветвь ВАХ, соответствующая большей проводимости образца, то есть минимизирующая паразитные контактные явления за счет прямого включения деградировавшего контакта.

Разброс значений темновой проводимости встречно-штыревых структур составлял 5-8 % от величины проводимости. При сканировании пятном светового излучения неоднородности распределения проводимости в структурах колебались в пределах 17 %.

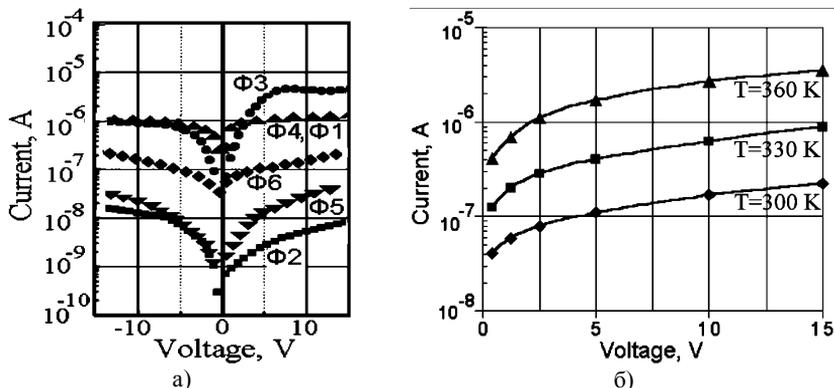


Рис.2

Темновые ВАХ образцов: а) Сравнение ВАХ образцов, облученных различными видами облучения; б) Зависимость ВАХ образца Φ6 от температуры

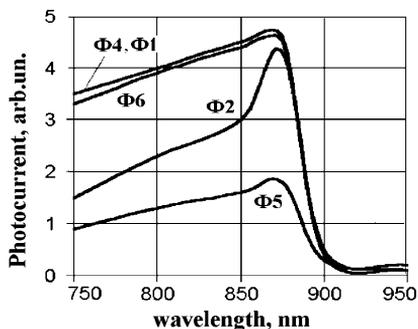


Рис.3

Зависимость фототока образцов от длины волны излучения

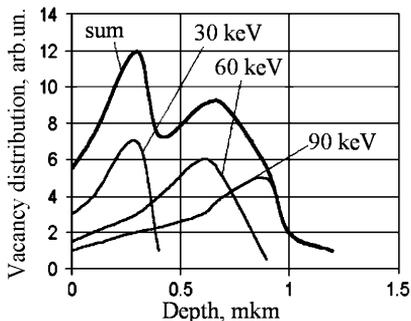


Рис.4

Рассчитанное методом Монте-Карло распределение по глубине концентрации дефектов, возникших при протонной обработке встречно-штыревой структуры

Результаты измерений спектральной фоточувствительности образцов изображены на рис.3. В ходе измерений выявлены две группы образцов: в первой группе образцов (Ф1, Ф4, Ф6) фоточувствительность, начиная от максимального значения, соответствующего красной границе фотоэффекта, монотонно снижается по мере уменьшения длины волны оптического излучения, во второй группе (Ф2 и Ф5) при длинах волн 850-870 нм скорость уменьшения фоточувствительности заметно выше, чем в диапазоне 750-850 нм.

5. Обработка экспериментальных данных

Распределение радиационных дефектов в образце

На первом этапе методом Монте-Карло теоретически исследовалось распределение по глубине дефектов, возникающих при протонной обработке встречно-штыревой структуры. Результаты расчетов приведены на рис.4.

При воздействии протонов указанных энергий в материале образуются лишь точечные дефекты (ТД) [1], основная часть которых содержится в слое, имеющем толщину около 1 мкм (рис.4). При этом вблизи поверхности наблюдается уменьшение концентрации дефектов, которое до некоторой степени может сгладиться за счет диффузии и рекомбинации при технологической операции вжигания омических контактов (300° С, 30 минут в атмосфере аргона).

Последующее гамма-облучение благодаря большой глубине проникновения (~1 см) создает практически равномерное распределение точечных дефектов. При этом концентрация последних при дозе гамма-квантов 10^7 Р составляет около 10 процентов от числа ТД, вводимых протонным облучением [1]. Нейтронное облучение, в отличие от двух предыдущих, помимо ТД формирует скопления точечных дефектов – кластеров (имеющие размеры 20-30 нм [1]), которые также равномерно распределены по объему материала (глубина проникновения нейтронов ~10 см для энергии нейтронов 1 МэВ). Средняя концентрация точечных дефектов при нейтронном облучении флюенсом 10^{14} см⁻² составляла 10-15 % от концентрации при протонном облучении. Отметим, что оценка концентрации стабильных радиационных дефектов проведена на основе данных [1] для случая их генерации в ненарушенном материале. Вместе с тем, как показано в [2], концентрация дефектов при комплексном облучении не может быть найдена простым суммированием и должна контролироваться с помощью независимых измерений, что и реализовывалось в работе с помощью метода PICTS.

Обработка ВАХ образцов

Результаты измерений как темновых, так фотоиндуцированных ВАХ при комнатной температуре показали, что сопротивление контрольных образцов (изготовленных на полуизолирующей подложке) до и после гамма-нейтронного облучения оказалось в несколько раз выше, чем протонированных образцов, соответственно, до и после гамма-нейтронного воздействия. Это позволяет сделать вывод о том, что ток в образцах, облученных протонами, протекал непосредственно внутри протонированного слоя, не проникая вглубь подложки.

Для обработки температурных зависимостей темновых ВАХ использовался метод, предложенный в [3]. Определим напряжение на образце:

$$V = V_1 + V_b + V_2 = V_1 + IR_b + V_2,$$

где V – приложенное напряжение, V_1, V_2 – падение напряжения на контактных областях металл-полупроводник, V_b – падение напряжения на объеме полупроводника, I – обратный ток и R_b – объемное сопротивление полупроводника.

С учетом того, что ток через контакт Шоттки в случае только термоэлектронной эмиссии определяется как $I = I_s [1 - \exp(-qV_1/kT)]$ получим:

$$V = IR_b - (kT/q) \ln(1 - I/I_s).$$

При небольших смещениях, когда I менее $0,9I_s$, падение напряжения V_1 очень мало (менее 0,6 В) и пренебрежимо по сравнению с приложенным напряжением. В этом режиме все приложенное смещение падает, в основном, на объемном материале GaAs, и его сопротивление определяет ток через всю структуру. В такой ситуации ВАХ следует закону Ома, т.е. $V = IR_b$. С другой стороны, при высоких напряжениях $I \rightarrow I_s$, член $|\ln(1 - I/I_s)|$ становится большим и определяет зависимость тока от напряжения.

Анализ экспериментальных данных показал, что измеренная ВАХ с хорошей степенью точности описывается линейной функцией в диапазоне напряжений 0-0,5 В; в этой области было определено объемное сопротивление R_b и его зависимость от температуры (рис.5а), которая вблизи комнатных температур хорошо аппроксимировалась выражением [3]: $R_b \sim T^{-2} \exp[-q(E_C - E_F)/kT]$. Последнее позволило определить положение уровня Ферми и концентрацию носителей в объеме полупроводника (табл.2). Из температурной зависимости тока насыщения барьера Шоттки (рис.5б) оценивалась его высота.

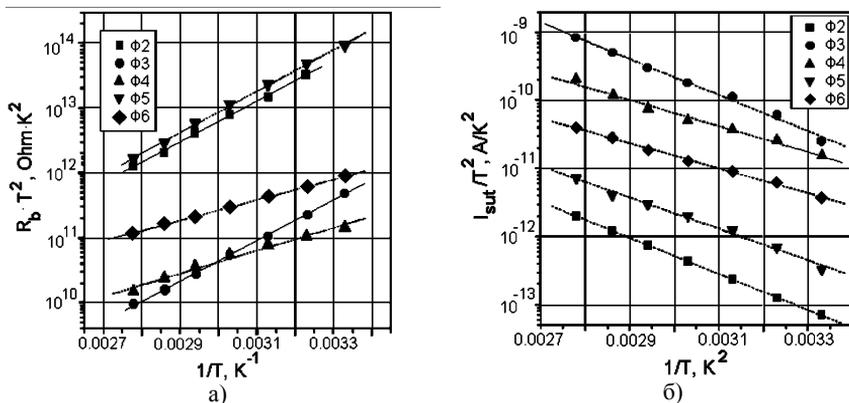


Рис.5

Температурные зависимости: а) объемного сопротивления образцов; б) тока насыщения барьера Шоттки

В табл.2 приведены соответствующие энергии активации и найденные по ним значения высоты барьера и концентрации носителей. Как следует из таблицы 2, при

увеличении дозы гамма-облучения высота барьера на границе металл-полупроводник растет. Возможно, это объясняется тем, что ТД начинают скапливаться у поверхности полупроводника на границе с металлом. Таким образом, введение небольшого числа (по сравнению с числом протонных дефектов) точечных дефектов гамма-облучением вызывает значительное изменение характеристик приповерхностных слоев полупроводника. Напротив, закрепление точечных радиационных дефектов в кластерах при нейтронном облучении до некоторой степени препятствует их стоку к поверхности.

Табл.2

Характеристики образцов,
полученные на основе анализа температурных зависимостей ВАХ.

№	Вид облучения	Высота барьера металл-полупроводник, эВ	Энергия активации по начальному участку – сопротивлению, эВ; (концентрация носителей, см ⁻³)	Объемное сопротивление образцов, Ом
Ф1	исходный	0.380	0.35 (6.2·10 ¹¹)	1.5·10 ⁶
Ф2	(γ) 10 ⁷ P	0.527	0.617 (2·10 ⁷)	3·10 ⁸
Ф4	(γ) 10 ⁵ P	0.380	0.35 (6.2·10 ¹¹)	1.5·10 ⁶
Ф5	(γ) 3·10 ⁵ P + (n) 10 ¹⁴	0.461	0.633 (1.1·10 ⁷)	1·10 ⁹
Ф6	(γ) 10 ⁴ P + (n) 10 ¹³	0.368	0.313 (2.6·10 ¹²)	1·10 ⁷

Сопротивление материала значительно увеличивается как при нейтронном, так и при гамма-облучении. Причины такого поведения будут обсуждаться ниже при анализе результатов PICTS и спектральной фоточувствительности. Некоторое увеличение концентрации носителей заряда при малых (10¹³ см⁻³) флюенсах нейтронного облучения возможно вызвано процессом формирования устойчивых кластеров радиационных дефектов, аккумулирующих точечные дефекты из окружающего пространства. Несмотря на этот процесс, проводимость образцов, видимо, будет уменьшаться монотонно из-за снижения подвижности носителей заряда, обусловленной рассеянием на области пространственного заряда кластеров дефектов.

Обработки данных PICTS

Результаты обработки данных фотоиндуцированной токовой нестационарной спектроскопии приведены на рис.6, а параметры надежно фиксируемых глубоких уровней – в таблице 3.

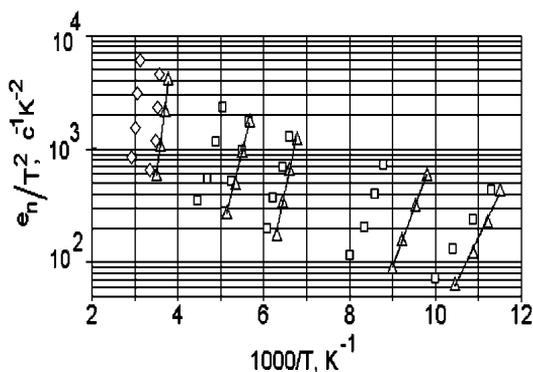


Рис.6

Зависимости Аррениуса дефектов, обнаруженных в образцах:

Ф1 – Δ ; Ф2 – \square ; Ф5 – \diamond

Табл.3

Характеристики глубоких уровней, полученные методом PICTS (E – глубина залегания уровня, σ – сечение захвата, A – амплитуда сигнала PICTS, пропорциональная концентрации дефектов).

Ф1	Ф2	Ф5
$E = 0,148 \pm 0,014$ эВ $\sigma = 5 \cdot 10^{-18}$ см ⁻² $A = 0.15$ отн.ед.	$E = 0,115 \pm 0,003$ эВ $\sigma = 5 \cdot 10^{-17}$ см ⁻² $A = 1.2$ отн.ед.	$E = 0,690 \pm 0,149$ эВ $\sigma = 3 \cdot 10^{-12}$ см ⁻² $A = 7.2$ отн.ед.
$E = 0,207 \pm 0,004$ эВ $\sigma = 2 \cdot 10^{-13}$ см ⁻² $A = 0.07$ отн.ед.	$E = 0,213 \pm 0,018$ эВ $\sigma = 2 \cdot 10^{-14}$ см ⁻² $A = 1.4$ отн.ед.	$E = 0,942 \pm 0,041$ эВ $\sigma = 4 \cdot 10^{-10}$ см ⁻² $A = 6.5$ отн.ед.
$E = 0,305 \pm 0,012$ эВ $\sigma = 2 \cdot 10^{-15}$ см ⁻² $A = 0.2$ отн.ед.	$E = 0,259 \pm 0,030$ эВ $\sigma = 1 \cdot 10^{-17}$ см ⁻² $A = 1.5$ отн.ед.	
$E = 0,323 \pm 0,028$ эВ $\sigma = 5 \cdot 10^{-13}$ см ⁻² $A = 0.3$ отн.ед.	$E = 0,272 \pm 0,016$ эВ $\sigma = 2 \cdot 10^{-16}$ см ⁻² $A = 1.1$ отн.ед.	
$E = 0,623 \pm 0,029$ эВ $\sigma = 7 \cdot 10^{-13}$ см ⁻² $A = 0.5$ отн.ед.	$E = 0,312 \pm 0,012$ эВ $\sigma = 1 \cdot 10^{-15}$ см ⁻² $A = 0.9$ отн.ед.	

Влияние комплексного (протонного, гамма- и нейтронного) радиационного воздействия не аддитивно: по мере набора дозы γ -квантов дефекты и их комплексы, возникшие при протонном облучении, перестраиваются (возможно перераспределяются) так, что образуются *нехарактерные* для гамма-облучения уровни. Сопоставление полученных данных с результатами работ [4] показывает, что комплекс-

ное протонно-гамма воздействие приводит к генерации дефектов с более мелкими, имеющими меньшие сечения захвата, уровнями, которые не могут быть центрами эффективной рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда.

При воздействии быстрых нейтронов наблюдается классическая картина возникновения высокой концентрации дефектов, характеризующихся глубокими уровнями с большими сечениями захвата носителей заряда (так называемая U-полоса в спектре [5]), которые будут являться эффективными центрами рекомбинации.

Обработка результатов измерений спектральной фоточувствительности образцов

Высказанные в предыдущих пунктах предположения о характере процесса рекомбинации подтверждаются также при анализе изменения фоточувствительности образцов (рис.3).

В области максимума фототока образца (длины волн 840-870 нм) глубина поглощения оптического излучения составляет около 1 мкм [6]. Таким образом, на величину фототока будут оказывать влияние дефекты, содержащиеся во всем объеме протонированного материала. Напротив, при длинах волн менее 0,8 мкм поглощение фотонов происходит в приповерхностном слое образца (толщиной около 0,1 мкм) [6], т.е. существенное влияние на фототок оказывают дефекты, содержащиеся вблизи поверхности.

При увеличении флюенса нейтронного облучения (образцы Ф6 и Ф5) фототок исходного образца уменьшается практически одинаково во всем диапазоне поглощаемых длин волн (рис.3), т.к. кластеры радиационных дефектов, наиболее сильно влияющие на рекомбинацию носителей, распределены в материале относительно равномерно и практически неподвижны. Ловушки, соответствующие кластерам, лежат вблизи середины запрещенной зоны и имеют большое сечение захвата, что обуславливает существенное увеличение как поверхностной, так и объемной рекомбинации.

Из рис.3 видно, что для образца Ф2 слабое изменение фоточувствительности наблюдается только в диапазоне 840-870 нм, иными словами *влияние γ -облучения сказывается слабо при объемном поглощении и сильно - при поверхностном*. Данный факт не может быть объяснен увеличением эффективности рекомбинации точечных дефектов вблизи поверхности образца, т.к. спектроскопия глубоких уровней показывает, что концентрация и эффективность (сечение захвата) ловушек в образцах после гамма-облучения уменьшились.

Отметим, что максимум на зависимости фототока не может быть объяснен диффузией носителей из протонированного слоя в подложку из-за малого значения коэффициента диффузии в сильно дефектных образцах арсенида галлия. В [7] показано, что при подобных концентрациях дефектов в образцах время жизни составляет величину ~ 10 пс, что соответствует диффузионной длине $\sim 0,1$ мкм, в то время как глубина поглощения оптического излучения 0,1-1 мкм в зависимости от длины волны.

По-видимому, основной причиной наблюдаемого увеличения поверхностной рекомбинации является изменение поверхностного потенциала при гамма-облучении. Снижение тангенциальной компоненты электрического поля в припо-

верхностном слое до некоторой степени подавляет процесс разделения неравновесных носителей заряда и, тем самым, приводит к увеличению скорости рекомбинации. Косвенным подтверждением наличия такого процесса является зафиксированное изменение высоты барьера Шоттки (табл.2).

Рассматриваемые в работе дозы и флюенсы облучения значительно выше предельно допустимых для традиционных фотодетекторов. Фоточувствительность последних в результате радиационного облучения уменьшается на порядки (в первую очередь из-за снижения времени жизни носителей заряда) [1]. В нашем случае наблюдается незначительное (в определенном диапазоне длин волн оптического излучения) уменьшение фоточувствительности структуры при воздействии гамма-облучения и уменьшение лишь в два раза при воздействии нейтронного. Такое изменение может быть скомпенсировано за счет выбора радиотехнической схемы усилителя детектируемого сигнала “с запасом прочности”, что позволяет предлагать протонированные структуры для изготовления радиационно-стойких фотодетекторов.

6. Выводы

- Наличие радиационных дефектов обуславливает уменьшение концентрации носителей заряда и увеличение сопротивления образцов на два порядка;
- накопление радиационных дефектов на границе металл-полупроводник обуславливает увеличение потенциального барьера, существенно влияющее на темновой ток насыщения структур;
- уменьшение фоточувствительности структур при больших флюенсах нейтронного облучения связано с захватом и быстрой рекомбинацией носителей заряда через дефектные уровни в окрестности кластеров радиационных дефектов, генерируемых быстрыми нейтронами;
- по мере набора дозы гамма-квантов разрушаются комплексы дефектов, возникшие при протонном облучении (уровни с температурой пиков PICTS $T=300-320$ K), и возникают мелкие уровни с характерной температурой порядка $100-200$ K и небольшим сечением захвата. В то же время, при комбинированном гамма-нейтронном облучении наоборот возникновение мелких уровней подавляется, а формируются характерные для нейтронного облучения уровни с температурой пиков PICTS $320-340$ K и высоким сечением захвата;
- при энергии оптических квантов, близких к ширине запрещенной зоны, фоточувствительность структуры устойчива к воздействию гамма-облучения, что объясняется особенностями дефектов, генерируемых гамма-излучением и объемным характером процесса рекомбинации.
- *Указанные результаты позволяют рекомендовать протонированные GaAs структуры для изготовления радиационно-стойких фотодетекторов.*

Работа выполнена при поддержке гранта SfP-973799 Полупроводники.

Литература

- [1] Аствацатурьян Е.Р., Громов Д.В., Ломако В.М. Радиационные эффекты в приборах и интегральных схемах на арсениде галлия. –Минск: Университетское, 1992.
- [2] Оболенский С.В. “Неаддитивность дефектообразования при последовательном протонном и нейтронном облучении GaAs” //ФизХОМ. 2001. № 2. С.5-6.
- [3] Luo Y.L., Chen T.P., Fang S., Beling C.D. “Reverse I-V characteristics of Au / semi-insulating GaAs”//SS Communications. 1997. № 9. P.715-720.
- [4] Ланг Д. “Радиационные дефекты в соединениях A^{III}B^V”//В кн.: НФТТ. Точечные дефекты в твердых телах.–М., 1979.
- [5] Новиков В.А., Пешев В.В. “Влияние неоднородного распределения радиационных дефектов в GaAs на спектры DLTS” //ФТП. 1998. №4. С.411-416.
- [6] Вавилов В.С., Ухин Н.А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. –М.: Атомиздат, 1969, 311 с.
- [7] Goodman S.A., Auret F.D., Ridgway M., Myburg G. “Proton irradiation of n-type GaAs” //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 1999. № 4. P.446-449.

Investigation of the proton, neutron and gamma irradiation influence on the properties of GaAs interdigital structures

S.V.Obolensky¹, A.G.Fefelov, E.V.Kiselyova,

Nizhni Novgorod State University, Gagarin Avenue 23, Nizhni Novgorod, 603950, Russia

A.V.Murel

Institute for Physics of Microstructures, GSP-105, Nizhni Novgorod, 603950, Russia

Characteristics of the interdigital GaAs structures affected by the proton, neutron and gamma irradiation are investigated. The structures are characterized in terms of I-V curves and by means of the PICTS technique. It is shown on the basis of the photosensitivity spectra measurements that, if the quanta energy is close to the band-gap value, the photosensitivity of proton-irradiated structures is resistive for gamma-neutron influence. The results obtained allow us to recommend these structures to be used for fabrication of radiation-hard photodiodes.

¹ Phone: +7-8312-656032; Fax: +7-8312-656416; E-mail: obolensk@rf.unn.ru