

06;12

©1994 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ GaAs СТРУКТУР СО ВСТРОЕННЫМ $\pi - \nu$ -ПЕРЕХОДОМ ДЛЯ СОЗДАНИЯ КООРДИНАТНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

*А.П.Воробьев, В.Б.Чмиль, А.В.Чунтонов, А.В.Корецкий, А.И.Потапов,  
О.П.Толбанов, С.С.Хлудков*

Приведены результаты систематических исследований GaAs образцов для создания на их основе радиационнстойких координатных детекторов. Проведена оптимизация технологии изготовления высокоомных слоев детектора. В результате получены образцы с эффективностью сбора заряда  $> 80\%$ , для 2 МэВ электрона и временем сбора заряда  $< 10$  нс. Исследования радиационной стойкости показали, что при достижении величины интегрального потока нейтронов  $1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  основные характеристики образцов деградируют не более чем на 20%, а при поглощенной дозе  $\gamma$ -частиц 110 кГр практически не ухудшаются.

### Введение

Для проведения экспериментальных исследований в области физики высоких энергий на ускорителях со встречными пучками (LHC, SSC, УНК) необходимы трековые детекторы, которые сохраняют свою работоспособность в течение примерно десяти лет эксплуатации экспериментальных установок в больших радиационных полях с интегральным потоком нейтронов  $10^{15} \text{ н/см}^2$  и поглощенной дозой гамма-квантов и заряженных частиц до 200 кГр [1].

Высокая светимость пучков строящихся коллайдеров приводит к большой частоте считывания информации до 67 МГц [2], что накладывает определенные требования на быстродействие и временное разрешение координатных детекторов.

Арсенид галлия (GaAs) как базовый материал для изготовления координатно-чувствительных детекторов привлекает своей на несколько порядков большей по сравнению с кремнием (Si) радиационной стойкостью. Подробный сравнительный анализ свойств GaAs и Si можно найти в работах [3-5].

Выполненные к настоящему времени разработки прототипов координатно-чувствительных детекторов основаны на использовании собственного арсенида галлия в  $p-i-n$ -структурах либо на использовании свойств перехода металл-полупроводник, диодов с барьером Шоттки [3,6].

В данной работе приводятся результаты продолжения исследований [7,8] свойств  $n^+ - \pi - \nu - n$ - и  $p - \pi - \nu - n$ -структур GaAs с целью создания на их основе микрополосковых координатных детекторов.

### Типы исследуемых структур

С целью оптимизации различных параметров GaAs-структур было исследовано несколько десятков образцов, содержащих  $\pi - \nu$ -переход. В качестве основы использовались GaAs, полученный в лабораторных условиях по методу Бриджмена в магнитном поле, и промышленный материал, полученный методом Чохральского.

Исследуемые образцы представляют собой пластины низкоомного GaAs  $n$ -типа площадью от  $2 \times 2$  до  $5 \times 10$  мм, толщиной 200 мкм, на которых диффузией, газофазной либо жидкофазной эпитаксией сформирован высокоомный слой толщиной  $100 \pm 50$  мкм с удельным сопротивлением  $10^5 - 10^7$  Ом·см. Внутри высокоомного слоя путем управляемого легирования примесями переходной группы железа (Fe, Gr) сформирован  $\pi - \nu$ -переход, глубина залегания которого  $50 \pm 10$  мкм. За счет заданного в процессе легирования градиента концентрации примесей в  $\pi$ - и  $\nu$ -областях, не занятых областью пространственного заряда (ОПЗ), создается внутреннее электрическое поле. Средняя напряженность электрического поля в структуре без внешнего смещения равна 350 В/м, а в области пространственного заряда  $\pi - \nu$ -перехода  $10^4$  В/м.

В качестве контактного слоя использовался GaAs  $n^+$ - и  $p$ -типа и металл (Ni). Энергетические зонные диаграммы исследовавшихся образцов приведены на рис. 1.

Типичная вольт-амперная характеристика (ВАХ) для образцов с контактным слоем  $n^+$ -типа приведена на рис. 2,3.

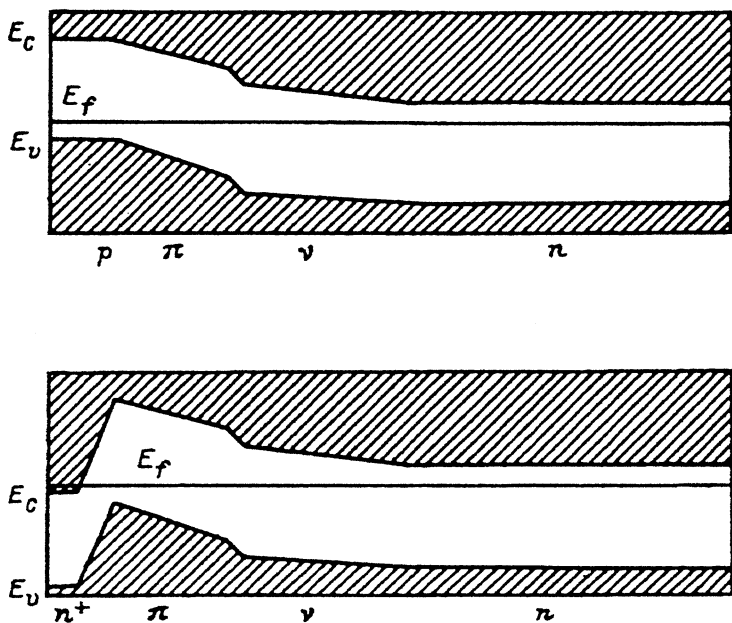


Рис. 1. Энергетические зонные диаграммы исследуемых структур.

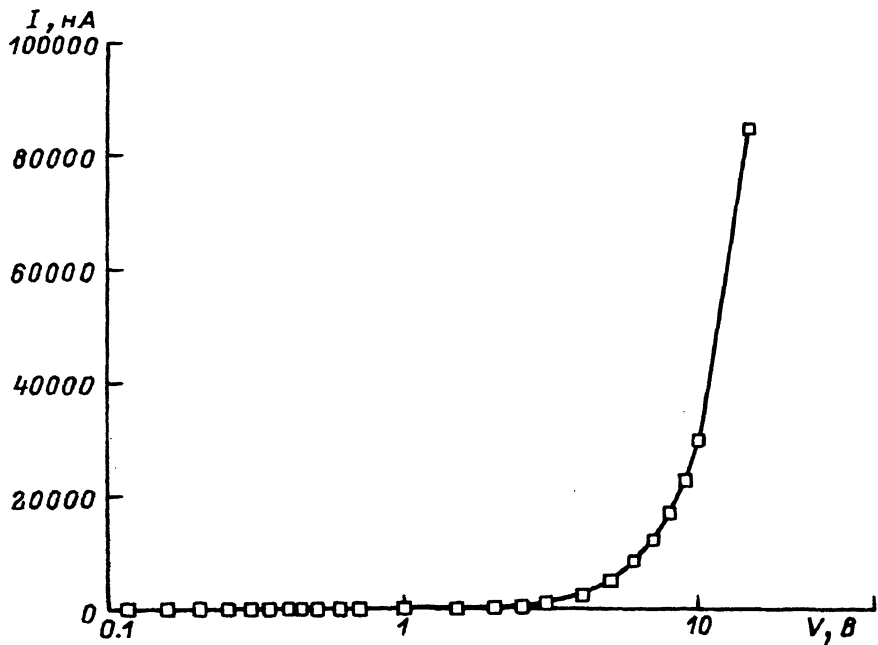


Рис. 2. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики образца  $n^+ - \pi - n$  структуры.

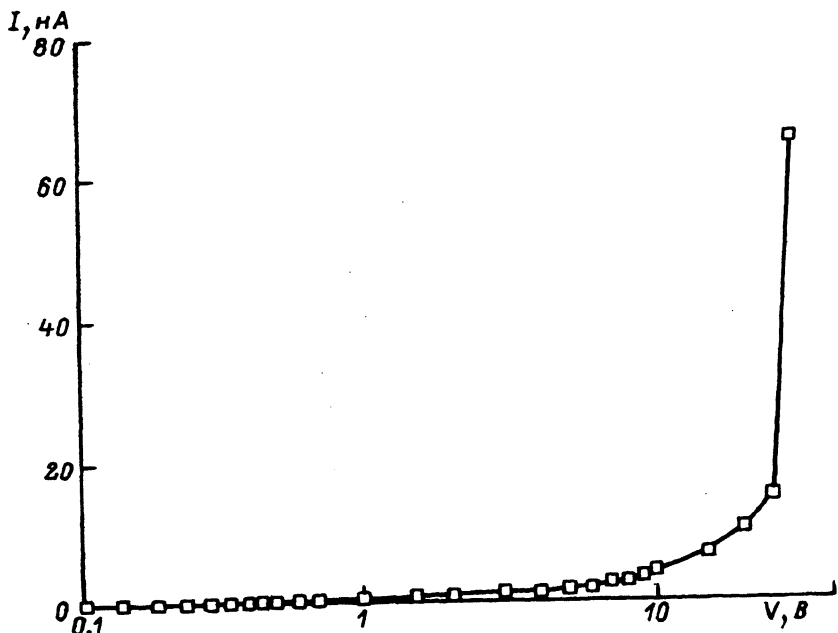


Рис. 3. Обратная ветвь вольт-амперной характеристики образца  $n^+ - \pi - n$  структуры.

ВАХ образцов имеет ярко выраженный диодный вид с отличающимися в  $10^4$  раз токами  $I$  в прямом и обратном направлениях при напряжениях смещения  $V$  порядка 100 В. Образцы имеют  $S$ -образную обратную ветвь ВАХ с задаваемым в процессе изготовления структурой напряжением переключения. Для исследуемых образцов напряжение переключения выбиралось выше 300 В. Подробнее об исследованиях вольт-амперных характеристик можно прочесть в работах [9–11].

Наличие встроенного  $\pi - \nu$ -перехода обеспечивает малые темновые токи исследуемых образцов на уровне 1–5 нА при подаче обратного напряжения смещения порядка 200 В, что отличает их от структур на основе  $p - i - n$ -перехода и барьера Шотки.

## Технические средства измерений

Исследование характеристик GaAs-структур проводилось на стенде, включающем в себя два независимых канала электроники.

I канал — зарядочувствительный усилитель (ЗЧУ) ПУ-Г-1К2, усилитель-формирователь с активным фильтром Polon 1101 и амплитудный пиковый аналого-цифровой преобразователь (АЦП) ADC 256. Результат калибровки измерительного тракта аппроксимируется зависимостью  $Q(N) = 229.38 \cdot N + 253.541$ ,  $Q$  — собранный заряд на входе усилителя,  $N$  — номер канала АЦП.

Оптимальное время формирования выходного сигнала усилителем Polon 1101  $t_{\phi} = 1$  мкс выбрано из условия минимизации шумов измерительного тракта, которые составили 1600 электронов (FWHM) с эквивалентной емкостью детектора на входе ЗЧУ.

II канал — токочувствительный усилитель “Гарантия” [12], аналого-цифровой преобразователь типа “стробируемый интегратор” Le CROY 2249A и триггерная электроника. Длительность строба для запуска АЦП 40 нс. Эквивалентный шумовой заряд на входе усилителя составил 3500 электронов (FWHM). Результат калибровки измерительного тракта аппроксимируется зависимостью  $Q(N) = 401.122 \cdot N + 4094$ , где  $Q$  — собранный заряд на входе усилителя,  $N$  — номер канала АЦП.

Вся электроника, кроме триггерной, промышленного производства и выполнена в стандарте САМАС. Считывание информации производилось IBM PC/AT через контроллер крейта САМАС.

## Исследование чувствительности образцов к ионизирующему излучению

В процессе многочисленных исследований различных типов структур, изменяя в широком диапазоне функцию легирования активных слоев примесями с глубокими уровнями (Fe, Cr), мы отобрали структуры  $n^+p - \nu - n$ - и  $p - \pi - \nu - n$ -типа с наилучшим отношением сигнал/шум и большой эффективностью сбора заряда.

На рис. 4 приведены спектры сигналов, полученные на зарядочувствительном тракте от воздействия на  $p - \pi - \nu - n$ -структуру полного спектра  $\beta$ -частиц источника  $Ru^{106}$  с верхним значением энергии электронов 3.55 МэВ. Сигнал от воздействия  $\beta$ -частиц хорошо отделяется от шумов даже при нулевом напряжении внешнего смещения. Видно, что при подаче напряжения смещения на образец эффективность сбора

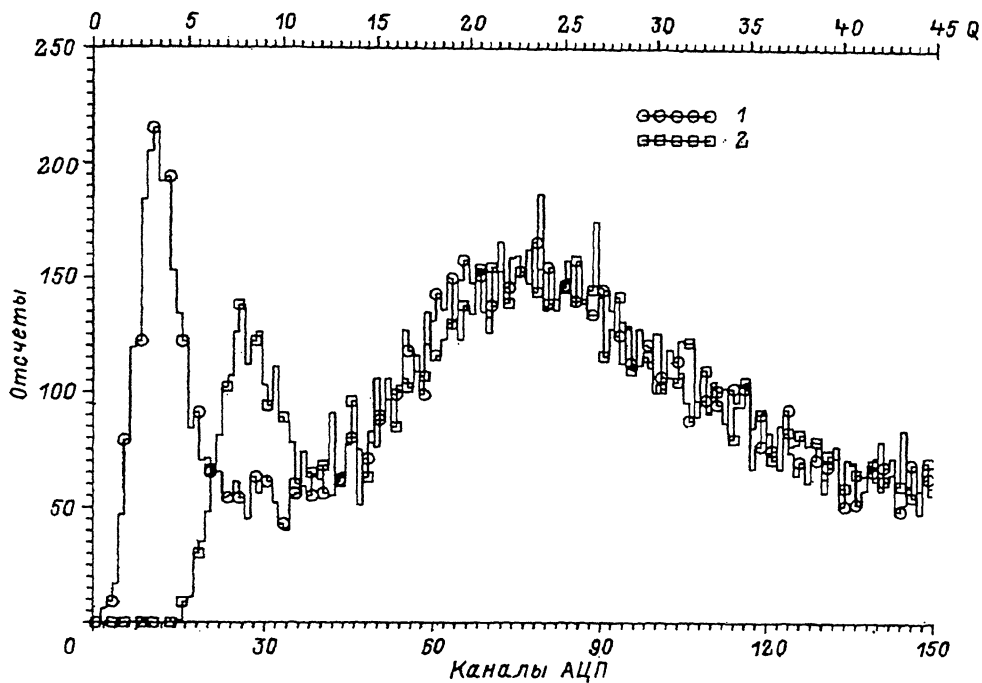


Рис. 4. Спектры сигналов с  $p-\pi-\nu-n$ -структуры, снятые на зарядочувствительном тракте при различных напряжениях смещения. 1 — без смещения; 2 — смещение 300 В. Заряд  $Q$  — в тысячах электронов, отсчеты — в произв. ед.

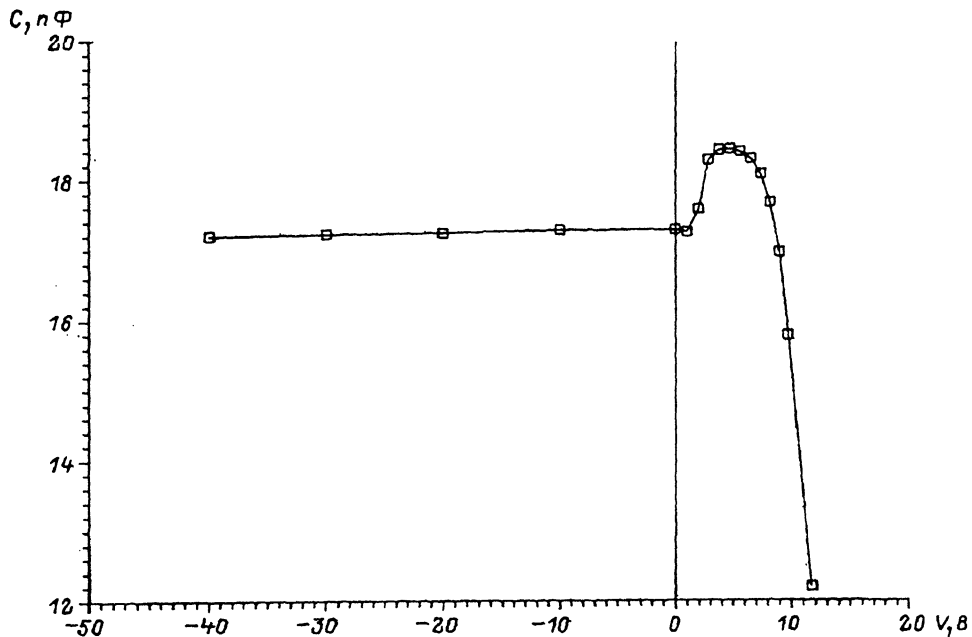


Рис. 5. Вольт-фарадная характеристика образца  $p-\pi-\nu-n$ -структуры. Измерение проводилось на частоте 1 МГц.

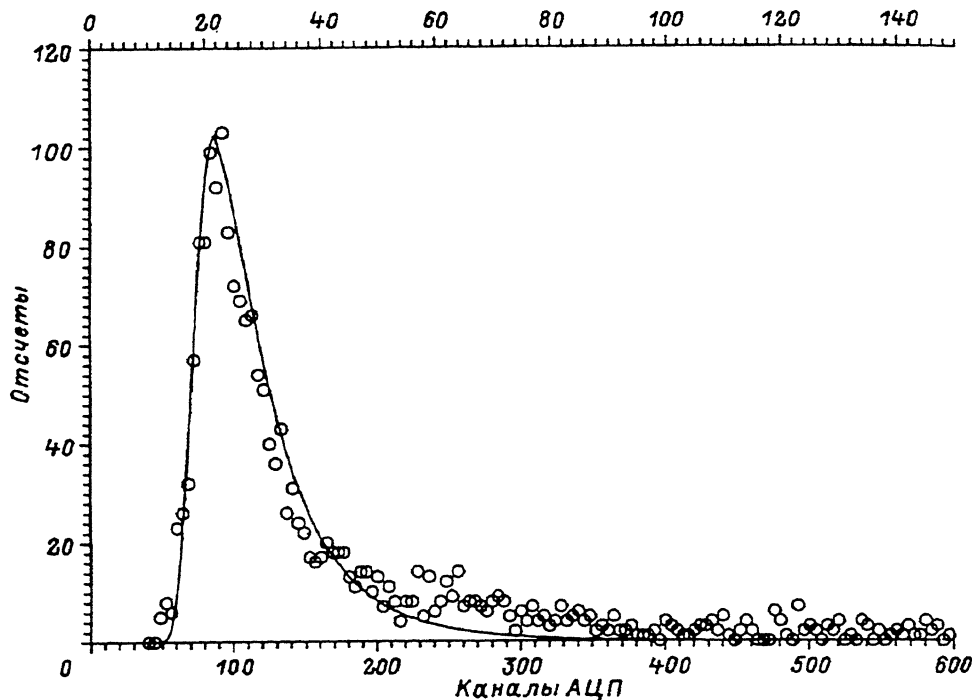


Рис. 6. Спектр сигналов с образца  $n^+ - \pi - \nu - n$ -структуры от воздействия  $\beta$ -частиц с энергией 2 МэВ, полученный на зарядочувствительном тракте и результаты аппроксимации экспериментальных данных (точки) распределением Ландау для ионизационных потерь в тонком слое. Обозначения те же, что и на рис. 4.

заряда не увеличивается. Это показывает, что ОПЗ  $\pi - \nu$ -перехода и области  $pi$ - и  $\nu$ -слоев полностью обеднены под действием встроенного электрического поля. Другим доказательством этого факта является слабая зависимость емкости структуры  $C$  от величины подаваемого обратного напряжения смещения  $V$  (рис. 5).

Отклик структур  $n^+ - \pi - \nu - n$ -типа на воздействие потоком моноэнергетических  $\beta$ -частиц с энергиями от 0.6 до 3.1 МэВ подробно исследовался в работе [7]. Наибольший интерес представляют результаты эксперимента по облучению образцов электронами с энергией 2 МэВ (минимально ионизирующая частица), которые хорошо аппроксимируются распределением Ландау [13] для ионизационных потерь в тонком слое вещества. Пример такого распределения для образца  $n^+ \pi - \nu - n$ -структуры с толщиной высокоомного чувствительного слоя 150 мкм приведен на рис. 6.

Наиболее вероятные энергетические потери на ионизацию в GaAs для минимально ионизирующей частицы составляют 7.44 МэВ/см. На образование одной пары электрон-дырка необходимо 4.2 эВ, следовательно, 26600 пар должно выделиться в 150 мкм активной области образца. Из рис. 6 видно, что наиболее вероятное значение собранного заряда составляет 22000 электронов, что соответствует эффективности сбора заряда более 80%. Эффективность сбора заряда в Si-детекторах

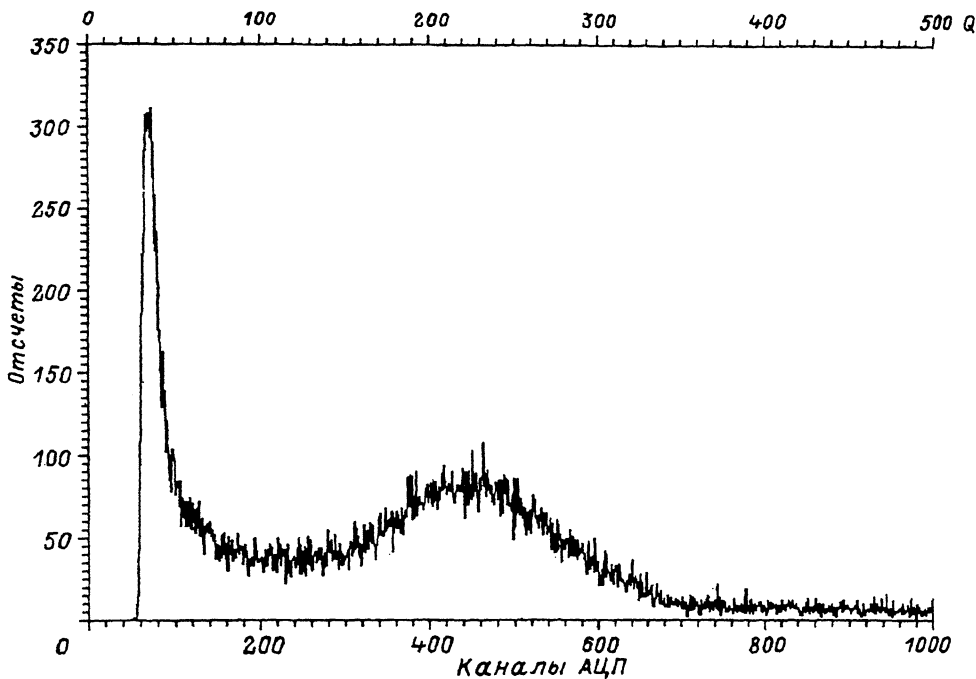


Рис. 7. Спектр сигналов с образца  $n^+ - \pi - \nu - n$ -структуры от воздействия  $\alpha$ -частиц источника  $\text{Am}^{241}$ , полученный на зарядочувствительном тракте. Обозначения те же, что и на рис. 4.

принято оценивать по  $\alpha$ -облучению, но ввиду каплеобразного зарядовыделения на глубине 5–10 мкм от  $\alpha$ -частиц с энергией 5 МэВ в GaAs возникает высокая плотность генерированных пар носителей заряда и, как следствие, сильная рекомбинация. Поэтому эффективность сбора заряда составляет всего 20%. Толщина верхнего контактного слоя, бомбардируемого  $\alpha$ -частицами, у некоторых образцов превышает 25 мкм, и тем не менее сигнал от ионизации  $\alpha$ -частицами наблюдается. На рис. 7 представлен спектр сигналов от ионизации образца  $n^+ - \pi - \nu - n$ -структуры  $\alpha$ -частицами от источника  $\text{Am}^{241}$ , снятый на зарядочувствительном тракте.

### Механизм формирования сигнала и исследование времени сбора заряда в $\pi - \nu - n$ -структурах

В работе [7] для рассмотрения механизма формирования импульса в полупроводниковой структуре нами были сделаны следующие допущения: задача одномерна; электрическое поле в образце постоянно; плотность ионизации трека постоянна; эффекты, связанные с диффузией и захватом носителей, пренебрежимо малы; плазменные эффекты отсутствуют; электроны и дырки разгоняются полем независимо.

Задача сводилась к движению колонки заряда в полностью обедненном слое объемного заряда  $p - i - n$ -структуры.

При напряженности собственного поля структуры 350 В/м ожидаемое время сбора заряда, вычисленное по дрейфовой модели, не должно

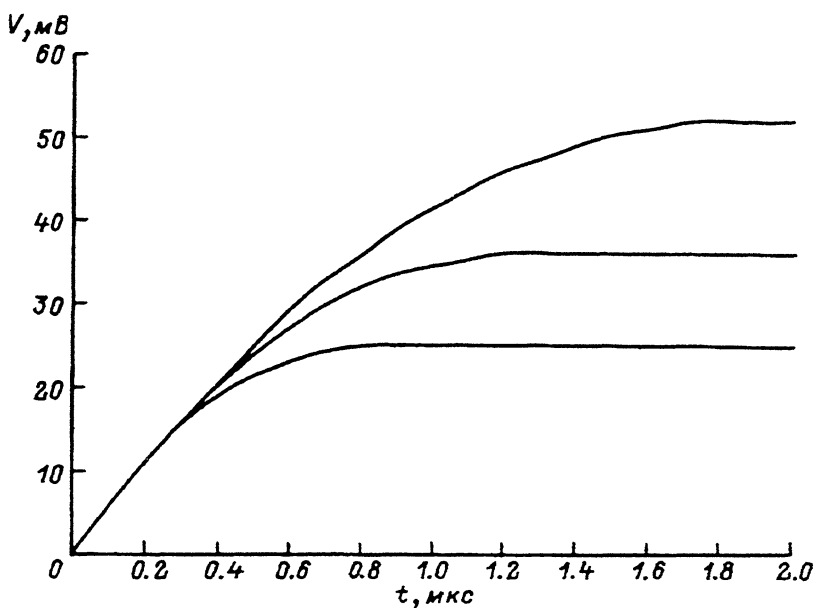


Рис. 8. Характерный вид сигналов на выходе зарядочувствительного усилителя с образца  $p-\pi-n$ -структуры при облучении  $\beta$ -частицами.

превышать 500 нс. Однако при рассмотрении отклика структур на воздействие  $\beta$ -частицами (рис. 8) наблюдались сигналы длительностью 800 нс и более, а при облучении  $\alpha$ -частицами  $\text{Am}^{241}$  время сбора заряда увеличивалось до 1 мкс, что превышает величину, рассчитанную по дрейфовой модели.

Для объяснения данного эффекта была привлечена плазменная модель, суть которой заключается в следующем: заряженная частица, в нашем случае электрон, создает в чувствительном слое высокую плотность генерируемых электрон-дырочных пар (примерно  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Если для диаметра трека взять значение 0.5 мкм, по порядку величины равное максимальному пробегу  $\delta$ -электрона в GaAs, то при плотности ионизации трека 177 пар/мкм выполняется условие существования плазмы в полупроводнике [14], так как при данной концентрации носителей глубина проникновения собственного электрического поля структуры в плазму меньше линейных размеров плазменного трека. Очевидно, что длительность сигнала со структуры будет увеличиваться на величину времени  $t_{\text{пл}}$  существования плазмы, т.е. на время от момента пролета частицы через детектор до момента распада плазменного состояния, когда все генерированные частицей носители тока включаются в движение под действием электрического поля.

Для оценки времени  $t_{\text{пл}}$  была выбрана модель [15], основанная на амбиполярном характере диффузии при истекании носителей из трека цилиндрической геометрии посредством тока, ограниченного пространственным зарядом

$$t_{\text{пл}} = \left( \frac{3Q_0 q_e n_l A}{32\pi^3 \mu (\epsilon \epsilon_0)^2 D_a^2} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{1}{E},$$



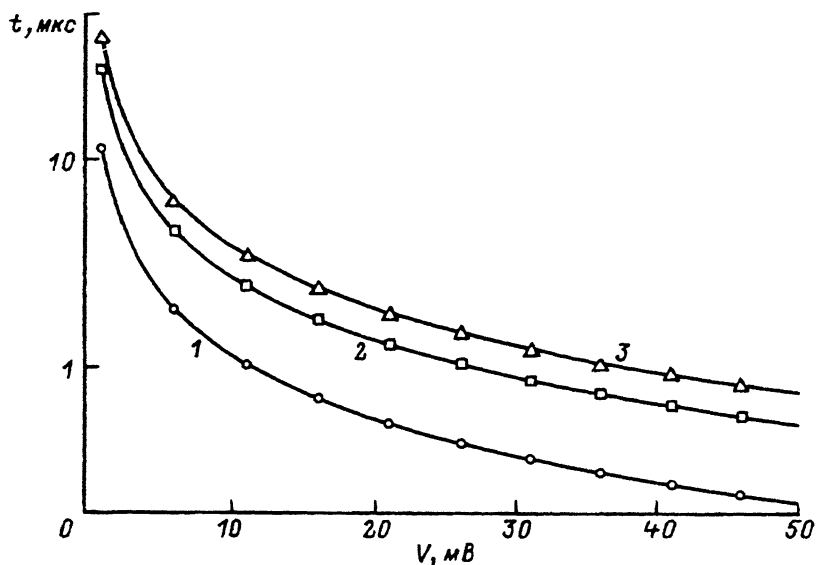


Рис. 9. Расчетная зависимость времени сбора заряда с учетом плазменного эффекта при зарядовыделении 50 тыс. электронов.

1 —  $t_{пл}$ , 2 — время дрейфа, 3 — время сбора.

$Q_0$  — заряд, образовавшийся в результате ионизации;  $q_e$  — элементарный электрический заряд;  $n_l$  — линейная плотность генерированного заряда;  $\mu$  — подвижность носителей заряда;  $\epsilon\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость;  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии;  $A$  — начальная площадь торцевой поверхности трека;  $E$  — напряженность электрического поля.

На рис. 9 представлены результаты расчета времени сбора заряда с учетом плазменного эффекта. Расчет производился для зарядовыделения 50 тыс. электронов (среднее значение в распределении Ландау) и встроенной разности потенциалов от 0 до 50 мВ при толщине чувствительной области 150 мкм. Технологически возможно создать разность потенциалов до 1 В, и тогда при зарядовыделении 50 тыс. электронов время сбора заряда уменьшится до 40 нс.

Исследуемые нами образцы имеют встроенное напряжение 40–50 мВ. Зависимость времени сбора заряда при данной разности потенциалов от величины выделившегося заряда приведена на рис. 10.

Для экспериментального подтверждения увеличения времени сбора заряда ( $> 500$  нс), обусловленного временем существования плазменного состояния в исследуемых структурах, проведен эксперимент по облучению образцов потоками моноэнергетических  $\beta$ -частиц с энергиями 2 и 0.6 МэВ при разной напряженности электрического поля в структуре. Для получения моноэнергетических электронов от радиоактивного источника использовалась установка, схема которой приведена в работе [7]. Эксперименты с моноэнергетическими пучками проводились с образцом  $p-\pi-\nu-n$ -структуры площадью  $5 \times 10$  мм, у которого контактный слой  $p$ -типа имеет сетчатую топологию.

На рис. 11 представлены спектры сигналов, полученные в результате облучения данного образца потоком моноэнергетических электро-

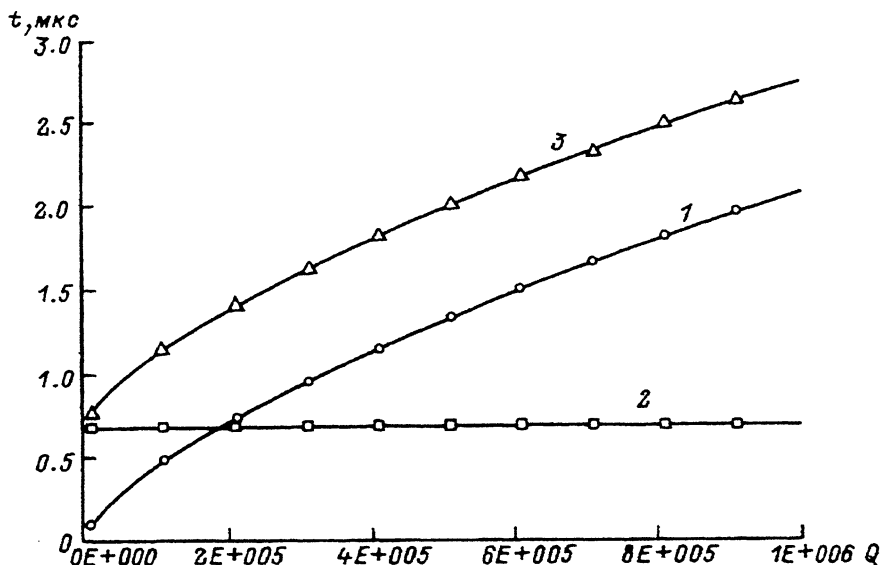


Рис. 10. Расчетная зависимость времени сбора заряда с учетом плазменного эффекта при встроенной разности потенциалов 50 мВ.

1 —  $t_{пл}$ , 2 — время дрейфа, 3 — время сбора,  $Q$  — число электронов.

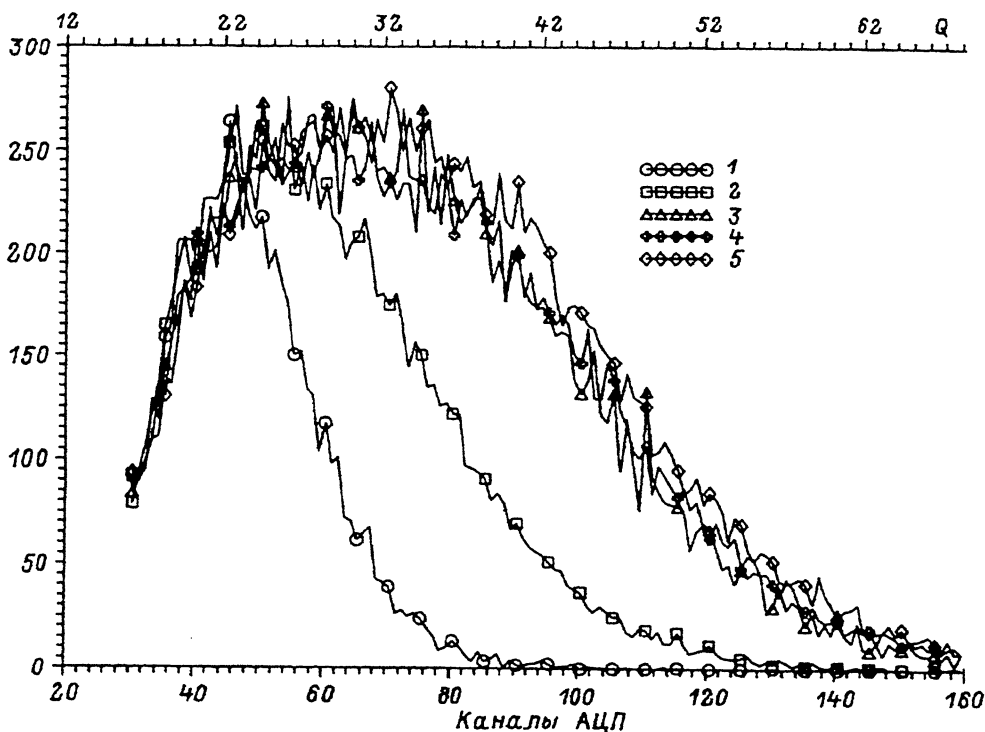


Рис. 11. Спектры сигналов с образца  $p-\pi-\nu-n$ -структуры от воздействия моноэнергетических  $\beta$ -частиц с энергией 0.6 МэВ при различных напряжениях смещения  $V$ .

1 — без смещения, 2 — 30, 3 — 100, 4 — 200, 5 — 300 В. Обозначения те же, что на рис. 4.

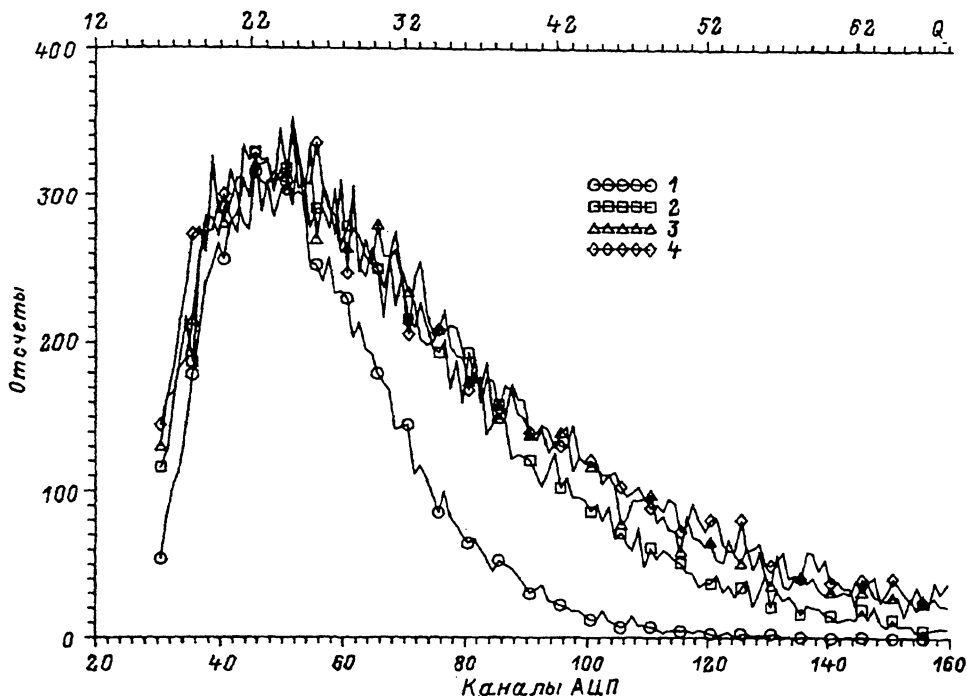


Рис. 12. Спектры сигналов с образца  $p-\pi-n$  структуры от воздействия моноэнергетических  $\beta$ -частиц с энергией 2 МэВ при различных напряжениях смещения.

Обозначения те же, что и на рис. 11.

нов с энергией 0.6 МэВ при напряжениях смещения от 0 до 300 В. Для электронов с энергией 0.6 МэВ характерны акты многократного рассеяния в 150 мкм чувствительной области детектора, спектр зарядовыделения этих частиц отличается от распределения Ландау для ионизационных потерь в тонком слое вещества наличием событий с большим зарядовыделением. Форма распределения практически перестает меняться при напряжении смещения свыше 100 В.

Электроны с энергией 2 МэВ, являясь для GaAs минимально ионизирующими частицами, создают линейную плотность ионизации треков, существенно меньшую по сравнению с ионизацией 0.6 МэВ электронами.

На рис. 12 представлены спектры сигнала со структуры при воздействии потока электронов с энергией 2 МэВ при различных напряжениях смещения от 0 до 300 В. Как видно из рис. 12, форма распределения практически не изменяется при напряжениях свыше 30 В, и ширина импульса по основанию на выходе усилителя перестает уменьшаться и становится равной 20 нс. Отдельно спектр сигнала при напряжении смещения 100 В и вид распределения Ландау (кривая) представлены в рис. 13.

Очевидно, что при увеличении линейной плотности носителей в треке время распада плазмы возрастает и, как следствие, требуется большая напряженность электрического поля, приложенного к струк-

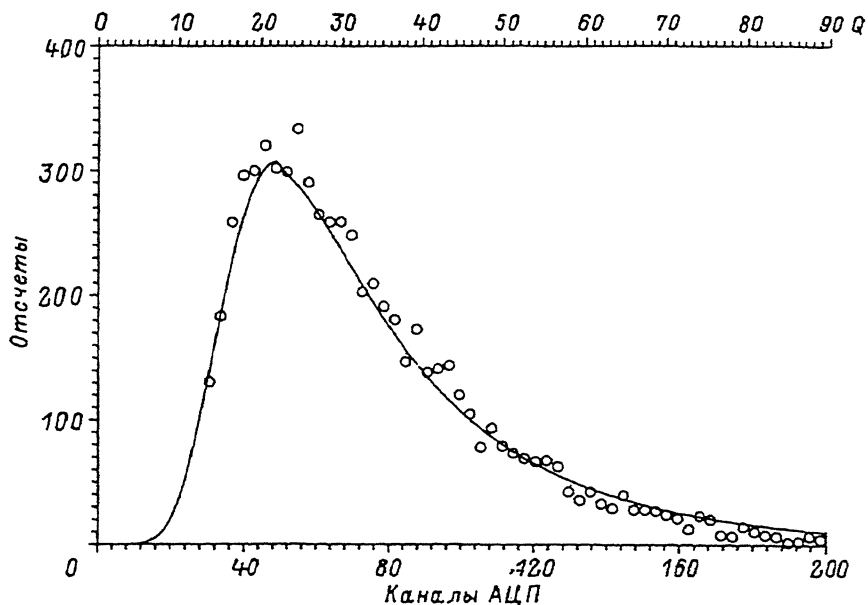


Рис. 13. Спектр сигналов с образца  $p-\pi-\nu-n$ -структуры от воздействия  $\beta$ -частиц с энергией 2 МэВ, полученный на токочувствительном тракте при смещениях 100 В. Обозначения те же, что и на рис. 4.

туре, чтобы время сбора заряда стало меньше длительности строба (40 нс) токочувствительного тракта.

Характерное возрастание времени сбора при увеличении линейной плотности выделившегося заряда и сильная зависимость от напряженности электрического поля подтверждают правильность выбранной модели влияния плазмы на процесс сбора заряда и расчет времени сбора заряда только на основе дрейфа носителей через обедненную область детектора дает заниженное значение.

На основе нашего рассмотрения можно заключить, что в структурах GaAs со встроенным  $\pi-\nu$ -переходом при увеличении внешнего электрического поля происходит уменьшение времени сбора заряда за счет уменьшения времени существования плазмы, при этом эффективность сбора заряда не увеличивается. Действительно, поскольку в высокоомном GaAs время жизни носителей  $\tau_0$  возрастает до  $10^{-4}$ , то практически все носители удается собрать и без внешнего смещения, так как  $\tau_0 > t_{пл}$  и  $\tau_0 > t_{др}$ , что подтверждается многочисленными измерениями, представленными в работах [7,8], проводившимися в отсутствие внешнего смещения на структуры.

Для корректного описания механизма сбора заряда необходимо также учитывать рекомбинацию носителей в плазменном канале вдоль трека частицы. При концентрациях порядка  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  возрастает вероятность излучательной рекомбинации носителей [16].

Как известно, GaAs — прямозонный полупроводник, в котором рекомбинация типа зона-зона происходит без участия фононов и сопровождается испусканием квантов света. Время жизни излучательной

рекомбинации, оцененное по модели Ван Русбрека и Шокли [17], составляет  $\tau_{изл} < 10^{-9}$ , а время жизни безызлучательной рекомбинации  $t_0 \sim 10^{-8}$  с, следовательно, рекомбинация в канале трека рождает спонтанное переизлучение с  $h\nu \leq E_g$  ( $E_g$  — ширина запрещенной зоны).

Если, как предполагалось в работе [7], рекомбинационное излучение селективно поглощалось в ОПЗ  $\pi$ - $\nu$ -перехода, то вновь рожденные пары возникали бы вне трека частицы, что приводило бы к снижению плотности неравновесных носителей в треке и рассматриваемый механизм наряду с электрическим полем и диффузией должен был приводить к дополнительному уменьшению времени существования плазмы. Однако, по-видимому, за счет резкого возрастания коэффициента поглощения оптического переизлучения в области сильного электрического поля (эффект Франца-Келдыша) [18] излучение селективно поглощается в области поля амбиполярной диффузии внутри плазменного канала, вновь образуя электрон-дырочные пары. Данный механизм переноса заряда за счет фотоэлектронных преобразований в GaAs проявляется при облучении образцов с толщиной верхнего контактного слоя, не относящегося к ОПЗ, порядка 20 мкм  $\alpha$ -частицами (рис. 7).

Из вышеизложенного следует, что структуры, у которых в качестве координатных детекторов в экспериментах с большой нагрузкой. Наблюдаемая в эксперименте длительность сигнала с этих структур при напряжении смещения 100 В меньше 20 нс и ограничивалась в нашем случае используемой электроникой.

Для случая облучения структуры  $\beta$ -частицами с энергией 2 МэВ (минимально ионизирующая частица) соотношение сигнал-шум составило 18.5 дБ, а эффективность регистрации близка к 100% при пороге срабатывания триггерной электроники 3 $\delta$  шума.

Структуры с контактным слоем  $n^+$ -типа можно использовать в качестве детекторов в экспериментах с малой нагрузкой, так как время сбора заряда в них колеблется от 150 до 1000 нс в зависимости от величины выделившегося заряда. Уменьшить время сбора внешним электрическим полем невозможно, поскольку данные структуры содержат встречно включенные  $n^+ - \pi$ - и  $\pi - \nu$ -переходы и подача внешнего напряжения смещения любой полярности может привести к резкому увеличению генерационных токов одного из переходов.

### Зависимость свойств $n^+ - \pi - \nu - n$ -структур от температуры

Для оптимизации характеристик полупроводниковых детекторов в рабочем диапазоне температур  $T = 10-70^\circ$ . С проведено уточнение режимов технологических процессов при изготовлении  $\pi - \nu - n$ -структур. Получены образцы структур, свойства которых оптимальны в заданном диапазоне температур. Проведены исследования влияния температуры на шумовые характеристики (рис. 14), эффективность сбора заряда (рис. 15) и отношение сигнал-шум при облучении образцов полным спектром  $\beta$ -частиц источника Ru<sup>106</sup> (рис. 16).

На рис. 14 приведена кривая температурной зависимости шумов  $n^+ - \pi - \nu - n$ -структур. При увеличении температуры от -10 до 40° С происходит уменьшение шумов за счет уменьшения удельного сопротивления  $\pi$ - и  $\nu$ -областей, вызванное термоионизацией атомов леги-

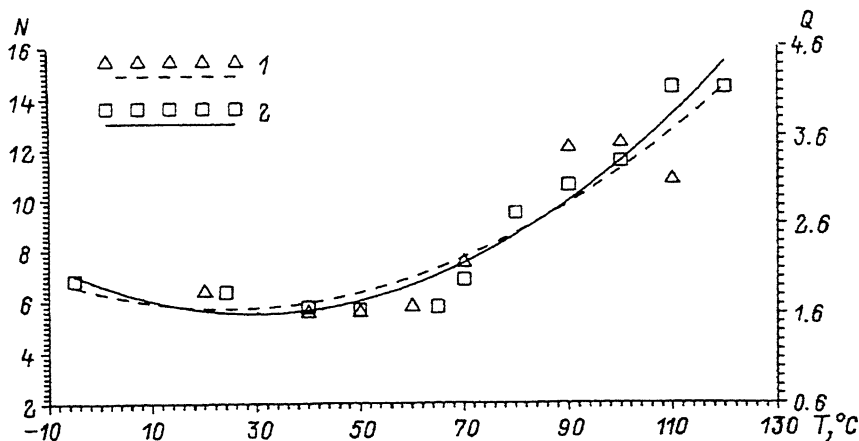


Рис. 14. Температурная зависимость шума GaAs образцов.  
 $N$  — среднее квадратичное значение шума (канал АЦП);  $Q$  — заряд (в тыс. электронов);  
 1, 2 — серии изменений.

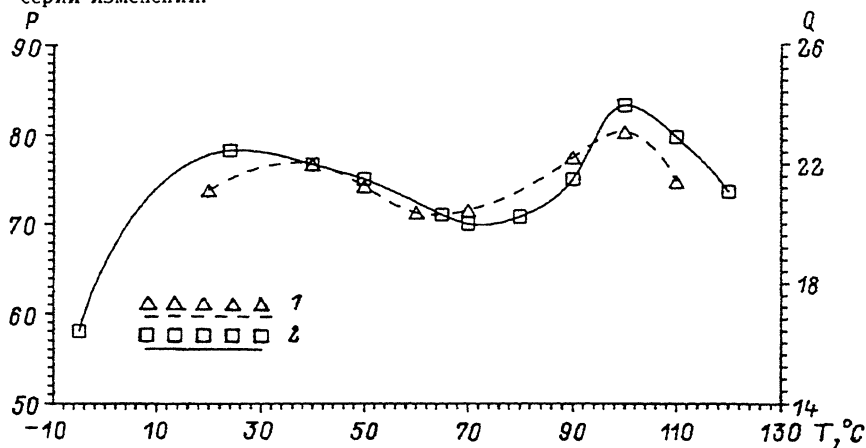


Рис. 15. Температурная зависимость эффективности сбора заряда GaAs образцов.  
 $P$  — положение пика (канал АЦП); 1, 2 — серии измерений.

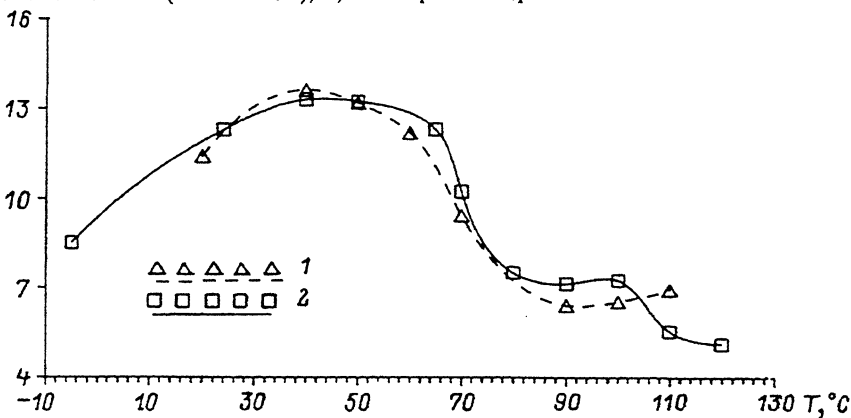


Рис. 16. Температурная зависимость отношения сигнал/шум GaAs образцов (произв. ед.)  
 1, 2 — серии измерений.

рующих примесей. При дальнейшем росте температуры происходит увеличение шумов образца, обусловленное увеличением сопротивления высокоомных слоев за счет истощения легирующих примесей и рассеяния фононов на узлах кристаллической решетки. Оптимизация положения минимума шумов относительно оси температур проведена путем изменения концентрации компенсирующей примеси. Таким образом, в диапазоне рабочих температур мы имеем максимальное отношение сигнал-шум (рис. 16).

### Радиационная стойкость тестовых GaAs-структур со встроенным $\pi - \nu$ переходом

Образцы  $p - \pi - \nu - n$ -структуры облучались интегральным потоком нейтронов  $\Phi = 10^{15} \text{ см}^{-2}$  с шагом  $\Delta\Phi = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Облучались четыре образца, два из них изготовлены на промышленном материале, высокоомная  $\pi - \nu$ -область получена диффузией хрома в GaAs, а два — на лабораторном материале, легированном железом. По одному образцу из “промышленных” и “лабораторных” во время облучения имели напряжение смещения для имитации реальных условий работы микровершинных детекторов.

При напряжении свыше 100 В работают механизмы миграции дефектов и образования более сложных вторичных дефектов. После каждого этапа облучения изучался отклик структур на воздействие  $\beta$ -частиц источника  $\text{Ru}^{106}$ . Измерения проводились на токочувствительном тракте, время стробирования 40 нс. Результаты обработки спектра сигналов с образца, облучавшегося с напряжением смещения 300 В, представлены на рис. 17–19, из которых видно, что вплоть до потоков  $10^{15} \text{ см}^{-2}$  отношение сигнал/шум удовлетворительно, эффективность сбора заряда при этом больше 95%.

При потоках нейтронов выше  $10^{15} \text{ см}^{-2}$  резко падает время жизни носителей заряда в GaAs и для полного сбора заряда, образовавшегося в результате ионизации  $\beta$ -частицами, необходимо увеличивать напря-

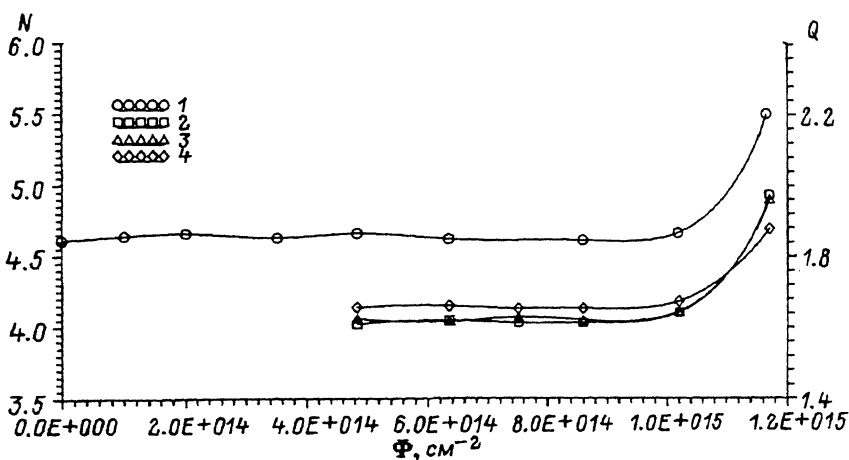


Рис. 17. Зависимость шума GaAs образцов от интегрального потока при облучении нейтронами конверсии. Смещение, В: 1 — 100, 2 — 200, 3 — 300, 4 — 400; обозначения те же, что и на рис. 14.

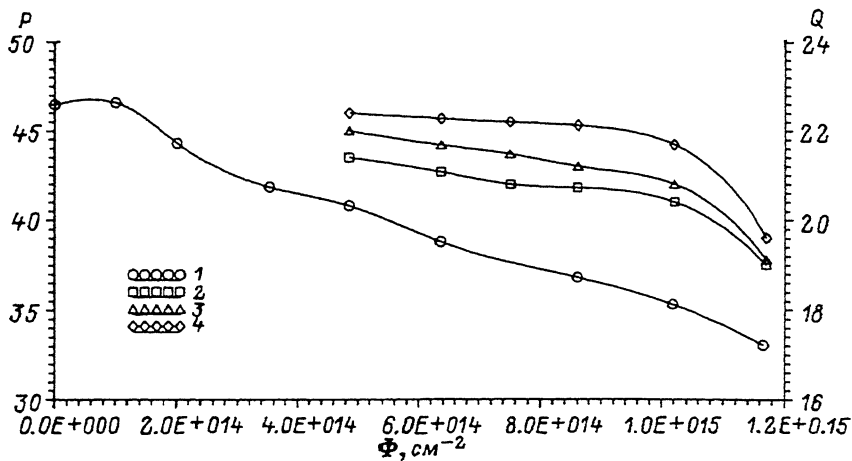


Рис. 18. Зависимость эффективности сбора заряда GaAs образцов от интегрального потока при облучении нейтронами конверсии.

Обозначения те же, что и на рис. 15.

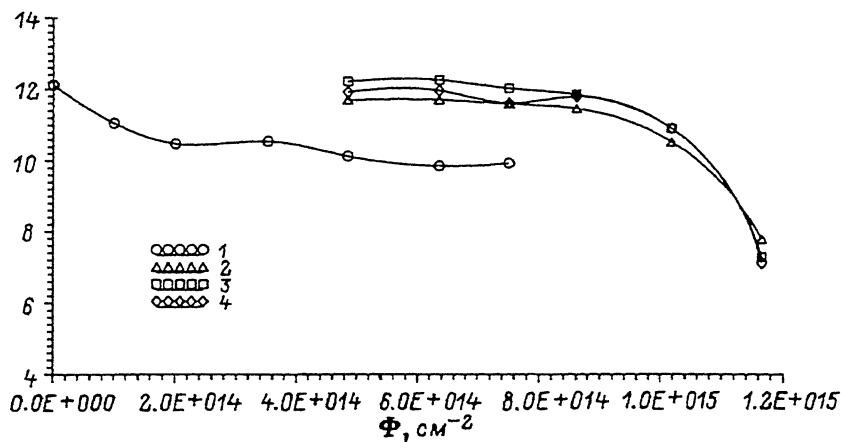


Рис. 19. Зависимость отношения сигнал/шум GaAs образцов (в произв. ед.) от интегрального потока при облучении нейтронами конверсии.

1-4 — то же, что и на рис. 18.

женность электрического поля в структуре, чтобы время сбора заряда не превышало время жизни носителей.

Облучение GaAs образцов проводилось на линейном ускорителе протонов. Пучок протонов с энергией  $E_p = 100$  МэВ взаимодействует с конверсионной мишенью полного поглощения (материал Al, толщиной 50 мм).

По активации алюминиевой фольги измерялся поток протонов на конверсионную мишень; зная коэффициент конверсии можно получить поток нейтронов с энергией в интервале  $0.2 < E_n < 6$  МэВ. Количество таких нейтронов в спектре около 60%. На рис. 17-19 приведены полные потоки нейтронов с энергией  $E_n > 0.2$  МэВ. Методика проведения



эксперимента и обсуждение полученных результатов более подробно будут представлены в отдельной работе.

Проведено облучение лабораторных образцов GaAs  $n^+ - \pi - \nu - n$  структуры  $\gamma$ -частицами от источника  $Cs^{137}$ ,  $E_\gamma = 661$  кэВ, мощность дозы  $P_\gamma = 6.074 \cdot 10^{-2}$  Гр/с. Накопление поглощенной дозы проводилось поэтапно с измерением параметров образцов: темнового шума и эффективности сбора заряда при облучении  $\beta$ -частицами полного спектра источника  $Ru^{106}$ . Результаты измерений представлены на рис. 20–22, из которых видно, что при увеличении поглощенной дозы до 11 происходит незначительное уменьшение эффективности сбора заряда, что не критично, так как отношение сигнал/шум при этом не ухудшается.

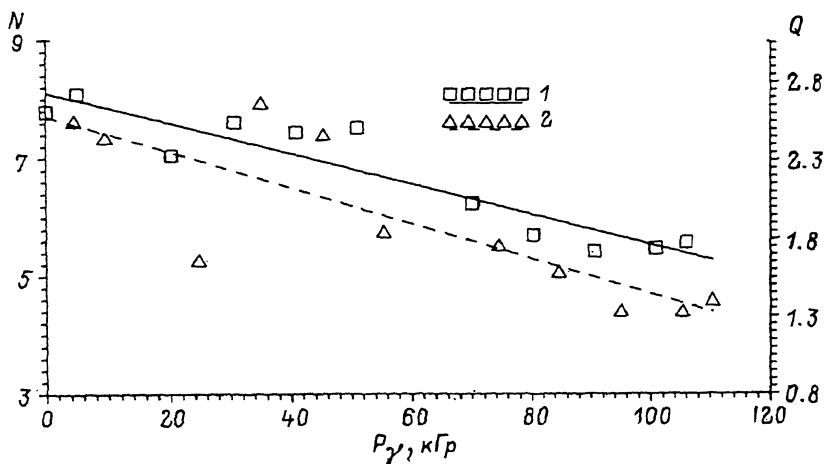


Рис. 20. Зависимость шума GaAs образцов  $N$  (канал АЦП) от поглощенной дозы  $P_\gamma$  при облучении  $\gamma$ -частицами от источника  $Cs^{137}$ .  $Q$  — в тыс. электронов; 1,2 — номера образцов.

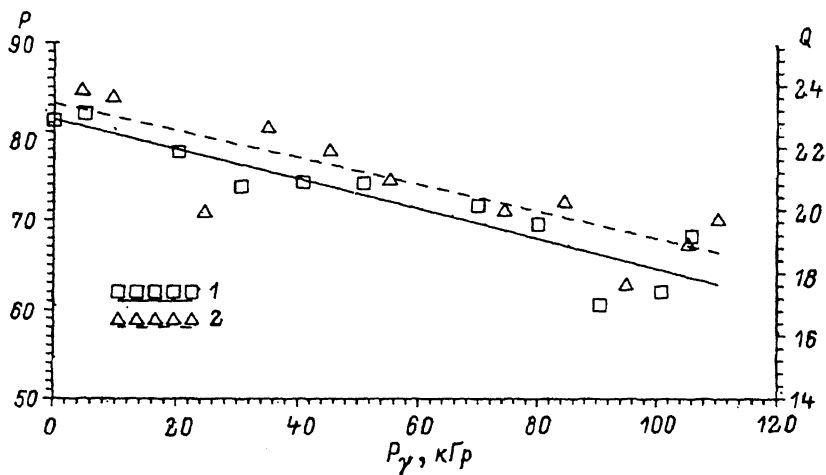


Рис. 21. Зависимость эффективности сбора заряда GaAs образцов от поглощенной дозы при облучении  $\gamma$ -частицами от источника  $Cs^{137}$ .  $P$  — положение пика (канал АЦП).

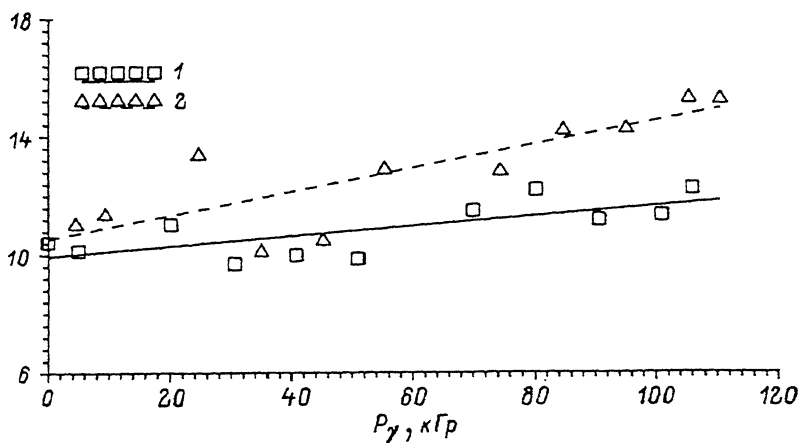


Рис. 22. Зависимость отношения сигнал/шум (произв. ед.) GaAs образцов от поглощенной дозы при облучении  $\gamma$ -частицами от источника  $Cs^{137}$ .

### Заключение

В результате проведенного систематического поиска и анализа структур на основе компенсированного GaAs, содержащих  $\pi - \nu$ -переход, найдена  $p - \pi - \nu - n$ -структура, наиболее полно соответствующая основным требованиям для создания радиационно стойких координатно-чувствительных детекторов.

Высокая эффективность сбора заряда ( $> 80\%$ ), не зависящая от величины внешнего напряжения смещения вследствие полного обеднения высокоомных чувствительных слоев, достигаемая за счет высокой степени компенсации исходного материала и наличия встроенного электрического поля, а также низкий уровень собственных шумов при наличии напряжения смещения, обуславливаемый  $S$ -образный обратной ветвью ВАХ  $\pi - \nu$ -перехода, выгодно отличают образцы детекторов на основе  $p - \pi - \nu - n$ -структур от существующих прототипов детектора, выполненных на основе  $p - i - n$ -перехода и барьера Шоттки с использованием собственного полужолирующего GaAs [3,6].

Исследования радиационной стойкости образцов показали, что основные характеристики прибора (эффективность сбора заряда, эффективность регистрации, отношение сигнал/шум) при достижении величины интегрального потока нейтронов до  $1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  деградируют не более чем на 20%, при поглощенной дозе  $\gamma$ -частиц 110 кГр практически не ухудшаются.

Изучение механизмов сбора заряда и процессов формирования импульса с детектора позволяет сделать вывод о том, что при напряжении внешнего смещения, большем 100 В, время сбора заряда перестает зависеть от величины выделившегося заряда и длительность импульса при этом не превышает 5 нс.

Необходимо подчеркнуть возможность создания детекторов на основе  $p - \pi - \nu - n$ - и  $n^+ - \pi - \nu - n$ -структур, работающих без подачи внешнего напряжения смещения за счет внутреннего электрического поля, однако при этом следует иметь в виду зависимость длительности импульса от величины выделившегося заряда.

К настоящему времени полностью отработана диффузионная технология формирования компенсированных высокоомных слоев GaAs на пластинах промышленного производства, обеспечивающих воспроизводимость электрофизических характеристик приборов и необходимую площадь поверхности для проведения планарной технологии по нанесению стрипов в условиях промышленного производства.

Следующим этапом создания радиационно стойкого координатно-чувствительного детектора на основе компенсированного GaAs является задача изготовления полномасштабных образцов микростриповых детекторов требуемой топологии и исследования работоспособности детекторов в пучках ускорителей частиц.

Авторы признательны А.В.Смолю за помощь в создании электроники считывания, а также С.П.Мисюре за полезные замечания по данной работе.

### Список литературы

- [1] Proc. Symp. on Detector Research and Development for the Superconducting Super Collider / Ed. Tom Dombek, Valerie Kelly, George P. Yost. Fort Worth (Texas), 1990.
- [2] Proc. Large Hadron Collider Workshop. Aachen, 1990. CERN 90-10, ECFA 90-133.
- [3] Berlin R. et. al. // Nucl. Inst. and Meth. 1990. Vol. A294. P. 211.
- [4] Borrego J.M. et. al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1976. Vol. NS-23. P. 1671.
- [5] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К.Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
- [6] Beaumont S. et. al. CERN/DRDC/90-58, DRDC/p13, 1990. Gallium Arsenide Microstrip Detector for Charged Particles. CERN-PRE/92-51. Nuclear Phys. 1991. B23A. P. 417-418. 3<sup>rd</sup> Int. Conf. on Particle Phys. and Advanced Technology. Como (Italy), 1992.
- [7] Воробьев А.П. и др. Препринт ИФВЭ № 91-192. Протвино, 1991.
- [8] Chmil V.B. et. al. IHEP Preprint. N 92-59. Protvino, 1992.
- [9] Толбанов О.П. // Физика и техника полупроводников. Т. 20. № 11. С. 2072.
- [10] Хлудков С.С. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. Т. 26. № 10. С. 67.
- [11] Гаман В.И. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. Т. 26. № 10. С. 79.
- [12] Головин В.М. и др. Препринт ИФВЭ № 89-231. Протвино, 1989.
- [13] RamanaMurthy P.V., Demeester G.B. // Nucl. Inst. and Meth. 1967. Vol. 56: P. 93.
- [14] Акимов Ю.К. и др. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике М.: Энергоатомиздат, 1989.
- [15] Seibt W., Sundstrom K.E., Tove P.A. // Nucl. Inst. and Meth. 1973. Vol. 113. P. 317-324.
- [16] Ван Русбрек, Шокли. Проблемы физики полупроводников. М.: ИЛ, 1958.
- [17] Van Roosbroeck W. // Phys. Rev. 1953. Vol. 91. P. 282.
- [18] Келдыш Л.В. // ЖТЭФ., 1958. Т. 34. С. 1138.

Институт физики высоких энергий  
Протвино  
Московская область  
Сибирский физико-технический институт  
Томск

Поступило в Редакцию  
23 февраля 1993 г.  
В окончательной редакции  
10 июня 1993 г.