

**В Е С Т Н И К  
ТОМСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА**

**ОБЩЕНАУЧНЫЙ ПЕРИОДИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ**

№ 285

Январь

2005

Серия «Физика»

Свидетельства о регистрации: бумажный вариант № 018694, электронный вариант № 018693  
выданы Госкомпечати РФ 14 апреля 1999 г.

ISSN: печатный вариант – 1561-7793; электронный вариант – 1561-803X  
от 20 апреля 1999 г. Международного Центра ISSN (Париж)

**СПЕЦИАЛЬНЫЙ ВЫПУСК,  
посвященный 50-летию организации в ТГУ научного и образовательного направлений  
по физике полупроводников**

**СОДЕРЖАНИЕ**

**ПРЕДИСЛОВИЕ** ..... 2

**ИСТОРИЯ ФОРМИРОВАНИЯ  
НАУЧНОГО И ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО НАПРАВЛЕНИЙ**

<b>Вяткин А.П., Кривов М.А., Лаврентьева Л.Г.</b> История организации и становления научного направления по физике полупроводников в Томском университете и Сибирском физико-техническом институте .....	3
<b>Романова И.Д.</b> Научно-исследовательскому институту полупроводниковых приборов 40 лет.....	13
<b>Лаврентьева Л.Г., Ивонин И.В.</b> Основные этапы развития научного направления по эпитаксии полупроводников в СФТИ.....	17
<b>Воеводин В.Г.</b> Лаборатория полупроводникового материаловедения СФТИ.....	24
<b>Хлудков С.С.</b> Становление и развитие лаборатории физики полупроводников.....	28
<b>Вяткин А.П., Вилисов А.А.</b> Развитие физико-технологических основ создания полупроводниковых приборов .....	33
<b>Войцеховский А.В., Коханенко А.П.</b> Высокочувствительные приемники оптического излучения .....	39
<b>Мокроусов Г.М.</b> Физико-химические аспекты электронного материаловедения.....	43
<b>Войцеховский А.В., Гаман В.И., Гермогенов В.П., Ивонин И.В., Лаврентьева Л.Г., Мокроусов Г.М.</b> Подготовка специалистов в области физики и техники полупроводников в Томском госуниверситете.....	47

**НАУЧНЫЕ СТАТЬИ (ОБЗОРЫ)**

<b>Караваев Г.Ф., Гриняев С.Н., Чернышов В.Н.</b> Исследование электронных процессов в наноструктурах.....	53
<b>Воеводин В.Г., Чалдышев В.А.</b> Исследование тройных полупроводников $A^2B^4C_2^5$ .....	63
<b>Лаврентьева Л.Г., Вилисова М.Д., Ивонин И.В.</b> Газофазовая эпитаксия арсенида галлия .....	74
<b>Хлудков С.С.</b> Диффузия примесей в арсениде галлия, диффузионные структуры и приборы .....	84
<b>Брудный В.Н.</b> Радиационные эффекты в полупроводниках.....	95
<b>Гермогенов В.П.</b> От сплавных контактов к эпитаксиальным гетероструктурам.....	103
<b>Гаман В.И.</b> Электронные процессы в полупроводниковых диодах и структурах металл – диэлектрик – полупроводник.....	112
<b>Вяткин А.П., Максимова Н.К., Филонов Н.Г.</b> Электрофизические свойства структур с барьером Шоттки на GaAs .....	121
<b>Божков В.Г., Лукаш В.С.</b> Полупроводниковые СВЧ-приборы .....	129
<b>Криворотов Н.П., Изаак Т.И., Ромась Л.М., Свинолулов Ю.Г., Щеголь С.С.</b> Микроэлектронные сенсоры давления .....	139
<b>Вилисов А.А.</b> Светоизлучающие диоды .....	148
<b>Толбанов О.П.</b> Детекторы ионизирующих излучений на основе компенсированного арсенида галлия.....	155
<b>Войцеховский А.В., Несмелов С.Н.</b> Фотоэлектрические инфракрасные детекторы с управляемой спектральной характеристикой .....	164

**КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ** ..... 172

**РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ НА РУССКОМ И АНГЛИЙСКОМ ЯЗЫКАХ**..... 174

## ДИФФУЗИЯ ПРИМЕСЕЙ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ, ДИФФУЗИОННЫЕ СТРУКТУРЫ И ПРИБОРЫ

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №04-02-17486)

Приведен обзор результатов по исследованию диффузии примесей в арсениде галлия, диффузионным структурам и приборам, полученным сотрудниками Сибирского физико-технического института и НИИ полупроводниковых приборов за период с 1959 по 2004 г. Систематизированы данные по диффузии в GaAs примесей элементов II, IV, VI групп и переходных элементов периодической системы. Изложены результаты исследования характеристик  $p-n$ -переходов и нетрадиционных  $\pi-v-n$ -структур на основе GaAs с глубокими центрами. Приведены параметры разработанных GaAs-приборов на основе  $p-n$ -перехода: выпрямительного диода, диодного датчика температуры, биполярных транзисторов и  $\pi-v-n$ -структур: лавинных  $S$ -диодов и триодов, фотоприемников, детекторов высокоэнергетических заряженных частиц, рентгеновского и гамма-излучения.

Исследования по диффузии примесей и диффузионным  $p-n$ -переходам в арсениде галлия были начаты в лаборатории физики полупроводников СФТИ в 1959 г., а с 1965 г. по настоящее время работа проводится совместно коллективами СФТИ и НИИПП. Исследования были инициированы В.А. Пресновым.

На начальном этапе работы исследована диффузия примесей, создающих в GaAs центры с мелкими энергетическими уровнями. Со второй половины 60-х гг. основное внимание было уделено изучению закономерностей диффузии примесей с глубокими энергетическими уровнями. В результате были созданы принципиально новые приборные структуры ( $\pi-v-n$ -структуры) и ряд новых приборов на их основе: высокоскоростные переключающие лавинные  $S$ -диоды и триоды, не имеющие прямых аналогов и по совокупности основных параметров превосходящие все известные полупроводниковые переключающие приборы; высокочувствительные фотоприемники широкого спектрального диапазона; координатные радиационноустойчивые детекторы высокоэнергетических заряженных частиц, рентгеновского и гамма-излучения.

### 1. ДИФФУЗИЯ ПРИМЕСЕЙ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Первая работа в мировой практике по диффузии примесей в арсениде галлия (диффузия цинка) была опубликована в журнале Nature в 1958 г. [1]. К настоящему времени число опубликованных работ составляет несколько сотен, большая часть которых систематизирована в монографиях [2 – 6]. Наши результаты по диффузии примесей и диффузионным  $p-n$ -переходам в GaAs публикуются с 1961 г. [7].

На начальном этапе нами исследовались примеси, создающие в арсениде галлия центры с мелкими энергетическими уровнями: акцепторные примеси – Zn и Cd, донорные – элементы IV и VI групп периодической системы элементов (Ge, Si, Sn, S, Se, Te). По диффузии донорных примесей в GaAs нами проведены систематические исследования.

Позднее были начаты и детально проведены исследования по диффузии примесей с глубокими энергетическими уровнями – элементов переходной группы железа периодической системы элементов. Детально была изучена диффузия в GaAs примесей Fe, Cr, Cu и Mn. Интерес к изучению диффузии в GaAs примесей с глубокими уровнями в первую очередь был обусловлен потребностью получения данных, необходимых для создания  $\pi-v-n$ -структур и приборов на их основе.

Диффузия примесей в GaAs изучена в зависимости от температуры, давления паров мышьяка, концентрации примеси, состояния электронно-дырочного равновесия в кристалле. Исследования проводились с целью установления физических закономерностей процесса диффузии и получения данных, необходимых для разработки технологии создания  $p-n$ - и  $\pi-v$ -переходов,  $n^+$ - и  $p^+$ -слоев и, в конечном итоге различных типов приборов на основе GaAs-диффузионных структур. Установлено, что температурная зависимость коэффициента диффузии примеси ( $D$ ), как правило, описывается уравнением Аррениуса:  $D = D_0 \exp(-E/kT)$ , где  $D_0$  – предэкспоненциальный множитель,  $E$  – энергия активации процесса диффузии, а зависимость  $D$  от давления паров мышьяка степенной зависимостью с показателем  $m$ . Определены параметры  $D_0$ ,  $E$  и  $m$  в широком интервале условий диффузии. Для примесей переходных металлов изучена зависимость  $D$  от электронно-дырочного равновесия в кристалле при температуре диффузии, что важно для установления механизма диффузии примеси и открывает новые технологические возможности при создании многослойных приборных структур.

#### 1.1. Диффузия примесей с мелкими энергетическими уровнями

**Диффузия акцепторных примесей.** Несмотря на значительное количество работ, опубликованных в начале 60-х гг. по диффузии цинка в GaAs, не было данных, отражающих закономерности диффузии цинка в широком интервале поверхностных концентраций примеси. Этот пробел был восполнен в наших работах. В них диффузия примесей цинка и магния изучалась, прежде всего, с практической целью получения диффузионных слоев с малой поверхностной концентрацией [8, 9, 11, 16 – 18]. Определены зависимости коэффициента диффузии и поверхностной концентрации примесей от температуры (в интервале 700 – 1200 °C), давления паров мышьяка (в интервале  $10^{-7} \div 1$  атм), концентрации примеси в паре. Были получены диффузионные слои  $p$ -типа с малой ( $\sim (1-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) поверхностной концентрацией, что важно при изготовлении биполярных транзисторов и других приборов.

**Диффузия донорных примесей.** Нами проведены систематические исследования закономерностей диффузии в арсениде галлия элементов IV (Si, Ge, Sn) и VI (S, Se, Te) группы периодической системы. Были

определены коэффициенты диффузии в GaAs примесей и электрические характеристики диффузионных слоев в широком диапазоне вышеуказанных условий легирования [8, 9, 12, 19 – 24]. Показано, что наиболее вероятным механизмом диффузии примесей Ge и Sn в GaAs является миграция атомов примеси по узлам в комплексе с отрицательно заряженной вакансией галлия, а в случае диффузии Si при этом значительную роль играет миграция атомов по междоузлиям. Электрическая активность Si, Ge и Sn в GaAs объясняется с учетом амфотерного поведения примесей элементов VI группы в  $A^{III}B^V$ .

При больших парциальных давлениях в паре примесей элементов VI группы (S, Se и Te) имеет место реакционная диффузия с образованием слоев соединений типа  $A^{III}_2B^{VI}_3$  и гетеропереходов GaAs –  $Ga_2B^{VI}_3$ . При снижении парциального давления в паре ниже критического значения имеет место атомная диффузия примесей без образования химического соединения. Определены закономерности реакционной диффузии примесей VI группы в GaAs. Установлены критические концентрации S, Se и Te в паре, выше которых имеет место реакционная диффузия, а ниже – атомная. При изучении реакционной диффузии селена в GaAs обнаружен эффект Киркендалла – Френкеля.

Атомная диффузия элементов VI группы в GaAs была изучена в широком интервале температур (800 – 1200 °C), давлений паров мышьяка (от давления диссоциации до 2 атм), концентраций примеси в паре ( $10^{15} – 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) и различных скоростях охлаждения после проведения диффузионного отжига.

**Образование дислокаций при диффузии примесей в GaAs.** Проводились экспериментальные исследования зависимости структурного совершенства диффузионных слоев GaAs от условий диффузии элементов II (Zn и Mg), IV (Ge и Si), VI (S и Se) групп и групп переходных элементов (Cr, Fe, Mn, Cu) [8, 9, 25, 26].

Было обнаружено, что диффузия в GaAs элементов II, IV и VI групп (предельная поверхностная концентрация которых  $N_s$  составляет  $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) сопровождается образованием дислокаций плотностью до  $10^7 \div 10^8 \text{ см}^{-2}$ . При диффузии примесей Mn и Cu (имеющих  $N_s \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) плотность дислокаций достигает  $10^5 \div 10^6 \text{ см}^{-2}$ , а для примесей с  $N_s \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (Fe, Cr) дислокации при диффузии в условиях отсутствия конденсированной фазы на поверхности не образуются.

Основной причиной образования дислокаций при диффузии примесей являются механические напряжения в диффузионном слое, обусловленные градиентом концентрации примеси. В случае диффузии элементов VI группы существенную роль играют также локальные напряжения в окрестности микровыделений второй фазы при распаде твердого раствора примесь – GaAs. Путем выбора условий проведения диффузии плотность дислокаций в диффузионных слоях можно понизить от  $10^8$  до  $\sim 10^4 \text{ см}^{-2}$  (концентрации в исходном материале).

**Маскирующие свойства пленки SiO<sub>2</sub> при диффузии примесей в GaAs.** С использованием диффузии примесей через аморфную пленку SiO<sub>2</sub> были решены задачи получения планарных  $p - n$ -переходов,

слоев с малыми поверхностными концентрациями примеси и в конечном итоге изготовления биполярных транзисторов и других микроэлектронных приборов на основе арсенида галлия. Изучены закономерности диффузии в системе SiO<sub>2</sub> – GaAs примесей Zn, Mg, Mn, Fe и Cr в широком интервале условий диффузии, определены коэффициенты диффузии этих примесей в SiO<sub>2</sub> [9, 11, 27 – 30].

## 1.2. Диффузия примесей с глубокими энергетическими уровнями

Изучена диффузия в GaAs примесей переходной группы железа периодической системы элементов (Fe, Cr, Cu, Mn) [9, 13, 28 – 38].

**Диффузия железа из различных источников.** Изучение влияния типа диффузанта на процесс диффузии примесей с глубокими энергетическими уровнями было проведено нами на примере диффузии железа в GaAs. Диффузия Fe проводилась из газовой фазы, ионнолегированных слоев, напыленных слоев. Этим достигалось задание в широких пределах поверхностной концентрации примеси в диффузионном слое.

При диффузии железа из любого источника в  $n$ -GaAs в результате компенсации исходных доноров глубокими акцепторами происходит образование высокоомного слоя, включающего  $\pi$ - и  $\nu$ -области. Достоинством диффузии железа из газовой фазы, как метода получения высокоомных слоев, является сохранение гладкой поверхности GaAs. В процессе диффузии железа из напыленного слоя удается «перекомпенсировать» GaAs с высокой исходной концентрацией электронов до  $(3 - 5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . В случае диффузии железа в GaAs из ионно-легированных слоев (ИЛС) удается сохранять зеркально чистой поверхность GaAs, получать слои с высоким удельным сопротивлением и заданной толщиной [37].

**Температурная зависимость коэффициента диффузии Cr, Fe, Mn и Cu в GaAs** исследовалась нами в интервале температур от 600 до 1200 °C. Для случая диффузии примеси из напыленного слоя (неограниченного источника) температурная зависимость коэффициента диффузии рассматриваемых примесей в GaAs описывается уравнением Аррениуса, причем параметр  $E$  имеет значения 4,9; 3,8; 2,6 и 0,53 эВ, а параметр  $D_0 - 8 \cdot 10^9$ ;  $2 \cdot 10^5$ ; 4,5 и 0,03  $\text{см}^2/\text{с}$  соответственно для Cr, Mn, Fe и Cu [9, 13, 35, 36, 44, 45].

**Зависимость коэффициента диффузии примесей от давления паров мышьяка** изучена для примесей Fe, Cr и Cu в интервале давлений  $P_{As_4} = 10^{-5} \div 3,0 \text{ атм}$  [9, 13, 34, 35, 38, 105, 106]. Установлено, что для всех вышеуказанных примесей коэффициент диффузии уменьшается с ростом давления паров мышьяка по закону  $D \sim P_{As_4}^{-1/m}$ , где коэффициент  $m$  составляет  $2 \div 4$  для хрома и железа и  $\sim 2$  для марганца. Экспериментальная зависимость близка к теоретической:  $D \sim P_{As_4}^{-1/4}$ , ожидаемой для случая диссоциативного механизма диффузии [2].

**Диффузия меди в  $n$ -GaAs.** Диффузию меди проводили из тонкого слоя Cu при температуре 600 –

1000 °C,  $P_{As_4} = 1$  атм, в  $n$ -GaAs с концентрациями от электронов  $1 \cdot 10^{15} \div 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Обнаружено, что глубина проникновения Cu существенно выше в случае диффузии в собственном полупроводнике.

Электрические и фотоэлектрические свойства слоев GaAs, легированных примесями меди и марганца в процессе диффузии, исследованы в работах [40, 41].

**Влияние электронно-дырочного равновесия на процесс диффузии в GaAs примесей переходных металлов.** Влияние электронно-дырочного равновесия в GaAs на кинетику диффузии изучали для примесей Cr, Fe и Cu. Состояние электронно-дырочного равновесия определяется типом и концентрацией заряда в полупроводнике при температуре диффузии. Для определения скорости диффузии примеси в дырочном и сильно легированном  $n$ -GaAs, когда высокоомный слой не образуется, мы использовали методику, изложенную в [33]. Коэффициент диффузии примесей в  $n^+$ - и  $p^+$ - и собственном GaAs ( $D_n$ ,  $D_p$  и  $D^i$ ) рассчитывали по методике [33, 42]. Эксперимент показал, что имеет место значительное ускорение процесса диффузии примеси в  $p^+$ -GaAs и некоторое замедление в  $n$ -GaAs. Так, при температуре диффузии 1050 °C и  $p = 2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$   $D_p/D^i$  составляет около  $3 \cdot 10^3$ ,  $1 \cdot 10^3$  и 2 для Cu, Fe и Cr соответственно. Такой характер зависимости коэффициента диффузии в GaAs примесей переходных элементов от типа и концентрации носителей заряда может быть следствием влияния смещения электронно-дырочного равновесия в полупроводнике для случая диссоциативного механизма диффузии.

Для примесей, мигрирующих по диссоциативному механизму диффузии, имеет место динамическое равновесие между концентрациями заряженных атомов примеси, замещающих узлы ( $N_s$ ) и междоузлия ( $N_i$ ), которое смещается в зависимости от положения уровня Ферми [43, 44]. Для однократно заряженных состояний атомов примеси в электронном полупроводнике

$$N_s = N_s^i \frac{n}{n_i}, N_i = N_i^i \frac{n_i}{n}, \alpha = \alpha_i \left( \frac{n}{n_i} \right)^2, \quad (1)$$

в дырочном полупроводнике

$$N_s = N_s^i \frac{n_i}{p}, N_i = N_i^i \frac{p}{n_i}, \alpha = \alpha_i \left( \frac{n_i}{p} \right)^2, \quad (2)$$

где  $n_i$ ,  $n$  и  $p$  – концентрации носителей заряда в собственном, электронном и дырочном полупроводниках при температуре диффузии;  $N_s^i$ ,  $N_i^i$ ,  $\alpha_i = N_s^i/N_i^i$  – концентрации атомов примеси в узлах и междоузлиях и их отношение в собственном полупроводнике. В случае, когда процесс диффузии примеси не лимитируется миграцией вакансий, а поток атомов по междоузлиям существенно больше потока атомов по узлам, эффективный коэффициент диффузии атомов можно представить в виде [44]

$$D = \frac{D_i}{1 + \alpha}, \quad (3)$$

где  $D_i$  – коэффициент диффузии атомов примеси по междоузлиям.

Численная оценка влияния смещения электронно-дырочного равновесия в полупроводнике на процесс

диффузии в GaAs примесей Fe, Cu и Cr проведена по формулам (1) – (3). Показано, что имеет место достаточно хорошее соответствие экспериментальных и расчетных значений коэффициента диффузии железа в GaAs. Были определены также значения  $\alpha_i$  и  $N_i^i$ :  $\alpha_i \cong 1$ ;  $10^4$  и  $10^7$ , а  $N_i^i \cong 3 \cdot 10^{18}$ ;  $2 \cdot 10^{14}$  и  $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  в ряду Cu, Fe и Cr (при сравнительно небольшом изменении  $N_s^i \cong 5 \cdot 10^{18}$ ;  $\cong 2 \cdot 10^{18}$ ;  $\cong 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Отметим, что для случая диффузии железа при этом не обнаружено зависимости коэффициента диффузии железа от природы примеси, определяющей величину и тип проводимости сильнолегированного GaAs (доноры – олово и сера, акцепторы – цинк, германий и марганец).

Можно считать, что при диффузии примесей переходных металлов в GaAs из какого-либо источника все атомы примеси, находящиеся в системе, распределяются по трем областям. Первая область – источник диффузанта. Вторая область – приповерхностный участок диффузионного слоя. В этом слое толщиной порядка 0,1 толщины объемного участка сосредоточена большая часть атомов примеси, так как концентрация примеси  $N_s$  на этом участке превышает  $N_s$  на объемном участке на два и более порядков. В приповерхностной области атомы примеси находятся, в основном, в связанном состоянии (в виде комплексов с собственными точечными дефектами, второй фазы и т.п.). Большое различие экспериментальных данных по  $N_s$  на этом участке (более чем на порядок) [2, 45] обусловлено разным состоянием поверхности полупроводника, прежде всего различием механической и химической обработки. Третья область – объемная часть диффузионного слоя. Здесь атомы примеси преимущественно расположены в узлах галлия, небольшая часть в связанном состоянии: на дефектах типа дислокаций.

Что касается механизма диффузии переходных элементов в GaAs, то анализ наших экспериментальных результатов по влиянию концентрации донорных и акцепторных примесей в исходном полупроводнике на коэффициент диффузии железа и меди в GaAs и по влиянию давления паров мышьяка на коэффициент диффузии железа, хрома и марганца в GaAs, а также литературных данных [2, 44, 45] показал, что практически все экспериментальные данные хорошо описываются в рамках диссоциативного механизма диффузии примесей в полупроводниках.

## 2. ДИФФУЗИОННЫЕ ПРИБОРНЫЕ СТРУКТУРЫ

Работа по созданию GaAs-диффузионных структур с  $p$  –  $n$ -переходом и изучению их характеристик были проведены в период с конца 50-х до конца 60-х гг. в лаборатории полупроводников СФТИ и затем в отделе 40 НИИПП. Была решена задача создания  $p$  –  $n$ -структур как на основе  $n$ -, так и  $p$ -GaAs, создана технология изготовления диффузионных  $p$  –  $n$ -переходов с оптимальными характеристиками, изучены физические процессы в  $p$  –  $n$ -переходах этого нового полупроводникового материала. Полученные результаты использованы для создания биполярных транзисторов и ряда диодов [87 – 90].

При этом были обнаружены нестандартные свойства  $p-n$ -переходов: на вольт-амперных характеристиках (ВАХ)  $p-n$ -переходов наблюдались участки отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) как при прямом, так и при обратном смещении. Было установлено, что это обусловлено наличием в  $p-n$ -структуре неконтролируемых примесей с глубокими энергетическими уровнями, которые вводятся в процессе высокотемпературной обработки GaAs, сопровождающей диффузию примесей с мелкими уровнями. Возникла и была реализована идея создания электронно-дырочных структур нетрадиционным способом – путем контролируемого введения в GaAs примесей с глубокими уровнями. Были созданы структуры, которые позднее получили название  $\pi-v-n$ -структур.

### 2.1. Структуры с $p-n$ -переходом

Исследованы характеристики диффузионных  $p-n$ -переходов на основе  $n$ - и  $p$ -GaAs в зависимости от условий формирования структуры – температуры, давления паров мышьяка, концентрации примеси в паре, скорости последидиффузионного охлаждения и свойств GaAs – концентрации носителей заряда, плотности дислокаций (введенных различными способами – ростовых, образованных пластическим изгибом и в процессе диффузии примесей), наличия неконтролируемых примесей;  $p-n$ -переходы получали в процессе диффузии донорных примесей элементов IV группы (Ge, Si, Sn), VI группы (S, Se, Te) и акцепторных примесей II группы (Zn и Mg) периодической системы элементов [6–9, 11, 12, 46–50].

Показано, что свойства диффузионных  $p-n$ -переходов существенным образом изменяются в зависимости от условий проведения диффузии, причем наиболее сильно изменяются участки ВАХ, соответствующие лавинному пробоя. Напряжение пробоя существенно уменьшается при увеличении концентрации примеси в паре, уменьшении давления паров мышьяка и скорости последидиффузионного охлаждения. Установлено, что основной причиной этого эффекта является наличие дислокаций в области объемного заряда (ООЗ)  $p-n$ -перехода и механических напряжений, возникающих в процесс диффузии примесей. Установлен механизм токопрохождения на отдельных участках ВАХ  $p-n$ -перехода. Определена зависимость критической напряженности электрического поля в  $p-n$ -переходе от его толщины. Обнаружено, что диффузионные  $p-n$ -переходы на основе GaAs с низкой концентрацией носителей заряда ( $n \cong 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $p = (0,2 - 2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) имеют в прямой ветви ВАХ участок ОДС  $S$ -типа, что обусловлено наличием фоновых, глубоких центров.

Детально изучено влияние дислокаций на свойства  $p-n$ -переходов. Плотность дислокаций в кристаллах GaAs изменялась в следующих пределах: ростовых – от  $3 \cdot 10^3$  до  $7 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ , введенных пластическим изгибом – от  $5 \cdot 10^4$  до  $2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ , введенных в процессе диффузии примесей – от  $\sim 10^4$  до  $10^8 \text{ см}^{-2}$ . Установлено, что наибольшее влияние дислокации оказывают на обратную ветвь ВАХ в области сильных электрических полей, приводя к возрастанию тока на предпробойном участке и уменьшению напряжения про-

боя. Определена критическая величина плотности дислокаций, равная  $(0,3 - 1) \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ , ниже которой ВАХ  $p-n$ -переходов и приборов от плотности дислокаций практически не зависит.

Впервые разработана технология изготовления и исследованы электрические характеристики планарных  $p-n$ -переходов на основе  $n$ - и  $p$ -GaAs [49]. Показано, что  $p-n$ -переходы на основе  $p$ -GaAs имеют малые токи утечки. Определена зависимость напряжения пробоя от кривизны  $p-n$ -перехода.

### 2.2. Структуры с глубокими энергетическими уровнями

В наших работах, проводимых на протяжении ряда лет в Сибирском физико-техническом институте и НИИ полупроводниковых структур и приборов, с 1965 г. развивается нетрадиционный подход к созданию полупроводниковых структур и приборов на основе GaAs. В результате созданы принципиально новые приборные структуры ( $\pi-v-n$ -структуры), формируемые в процессе контролируемого введения в исходный  $n$ -GaAs примесей с глубокими акцепторными уровнями, обладающие уникальными свойствами и на их основе были разработаны принципиально новые приборы [9, 10, 13, 53–64].

Созданы структуры двух типов: барьерного и резистивного. Схематически типы структур и распределение примесей в них показаны на рис. 1. Барьерная структура (рис. 1, а) изготавливается путем введения в  $n$ -GaAs, однородно легированный донорами до концентрации  $N_d$ , глубокой акцепторной примеси с градиентом концентрации  $dN_t/dx$ . Барьерная структура представляет собой расположенный на  $n$ -подложке высокоомный слой, включающий  $\pi$ -,  $v$ -области и ООЗ между ними. Такая структура получила название  $\pi-v-n$ -структуры. Резистивная структура (рис. 1, б) представляет собой высокоомный  $\pi$ -GaAs по всей толщине  $N_t > N_d$ , к которому создаются  $p^+$  ( $n^+$ ) или металлические контакты.

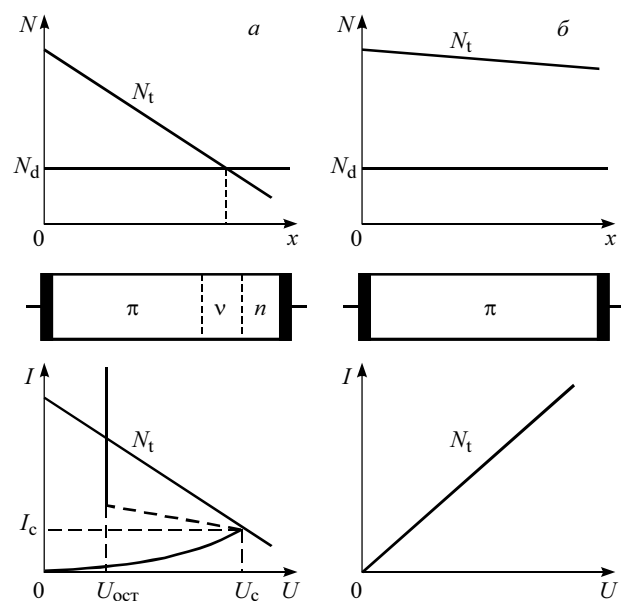


Рис. 1. Распределение примесей и ВАХ барьерных (а) и резистивных (б) GaAs-структур с глубокими примесными центрами

В качестве примесей с глубокими энергетически уровнями использованы Cr, Fe, Mn, Cu. Энергия активации этих примесей в GaAs перекрывает диапазон от  $E_g/2$  до 0,1 эВ, что позволяет в широких пределах управлять свойствами GaAs и приборных структур. Структуры получают, в основном, методом высокотемпературной диффузии. Для примеси Fe используются также процессы ионного легирования и газофазовой эпитаксии, для примесей Fe и Cr – процесс жидкофазовой эпитаксии [37, 65, 66, 83]. Структура типа  $\pi - v - n$  существенным образом отличается от известных как по устройству, так и по способу изготовления. Различные типы структур и способы их изготовления защищены большим пакетом авторских свидетельств.

**Характеристики  $\pi - v - n$ -структуры.** Барьерная емкость  $\pi - v - n$ -структуры благодаря процессу перезарядки глубоких центров на краю ООЗ обладает частотной и температурной зависимостями, а также релаксацией ее величины при подаче импульса напряжения смещения. Экспериментальные результаты частотной и температурной зависимостей емкости  $\pi - v - n$ -структуры [56] хорошо описываются теоретическими зависимостями, полученными в [69, 70].

**Прямая ветвь ВАХ  $\pi - v - n$ -структуры** включает следующие основные участки: I – омический участок (при  $U \leq 2kT/q$ ); II – первый участок экспоненциальной зависимости тока от напряжения с коэффициентом в показателе экспоненты, близким к 2 (при  $U \cong 0,1 \div 0,8$  В); III – второй экспоненциальный участок с коэффициентом в показателе экспоненты, принимающим значения до  $100 \div 300$  (при  $U \geq 1$  В); IV – один или несколько участков ОДС преимущественно S-типа (иногда N-типа) или участков «вертикального» роста тока; V – участок с положительным сопротивлением, следующий за участком ОДС. Омический и первый экспоненциальный участок ВАХ  $\pi - v - n$ -структуры хорошо описывается теорией Шокли – Нойса – Саа (ШНС) для ВАХ  $p - n$ -перехода [72], второй экспоненциальный – теорией Стафеева [73].

**Обратная ветвь ВАХ** имеет следующие основные участки: I – омический участок (до  $U \cong 2kT/q$ ); II – участок слабого роста тока (до  $U \cong 0,1U_n$ ); III и IV – участки резкого нарастания тока (от  $U \cong 0,1U_n$  до напряжения переключения  $U_n$ ); V – участок ОДС S-типа; VI – участок с положительным сопротивлением, следующий за участком ОДС (от тока  $\sim 10^{-2}$  до  $\sim 10$  А). I и II – участки ВАХ удовлетворительно описываются теорией ШНС, согласно которой обратный ток определяется процессом генерации носителей в ООЗ. Плотность тока на II участке равна:

$$I = \frac{qn_i w}{2\tau_0}, \quad (4)$$

где  $q$  – заряд электрона;  $n_i$  – концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике;  $w$  – толщина области объемного заряда;  $\tau_0$  – время жизни неосновных носителей.

Начало участка ОДС S-типа характеризуется величинами напряжения переключения ( $U_n$ ) и тока переключения ( $I_n$ ). Имеет место экспоненциальный рост тока переключения от обратной температуры с энергией активности, равной  $\sim 0,5$  эВ для структур, леги-

рованных железом, и  $\sim 0,7$  эВ – для структур, легированных хромом. Зависимость напряжения переключения от температуры имеет немонотонный характер.

Для структур, легированных медью, участок ОДС S-типа наблюдается в интервале температур  $77 \div 160$  К. Ток переключения растет с температурой по экспоненциальному закону, а напряжение переключения от температуры практически не зависит [74]. Для структур, легированных марганцем, наблюдается один или два участка ОДС S-типа в интервале температур  $77 \div 130$  К [57].

ВАХ S-диодов существенно зависят от плотности дислокаций в GaAs, особенно величины тока и напряжения переключения [85].

**Механизм формирования ОДС и высокоскоростного переключения  $\pi - v - n$ -структуры при обратном смещении.** Экспериментально наблюдаемые процессы, происходящие в GaAs  $\pi - v - n$ -структуре при обратном смещении, были объяснены нами на основе представлений, ранее изложенных в работах [67, 68].

Механизм формирования ОДС в  $\pi - v - n$ -структуре связан с перезарядкой глубоких центров в ООЗ  $\pi - v$ -перехода в условиях лавинного пробоя. Идея этого механизма формирования ОДС высказана в работе Хейтца [67], более детально данный механизм рассмотрен в [68]. Отметим, что механизм Хейтца был предложен для объяснения небольших перепадов напряжения при пробое кремниевых  $p - n$ -переходов с неконтролируемо вводимыми глубокими центрами. Согласно [68], напряжение и ток переключения в  $\pi - v - n$ -структуре можно записать в следующем виде:

$$U_n \cong U_{np} = f(N_d - f_0 N_t); \quad (5)$$

$$I_n \cong qv_s p_1 S(N_d - f_0 N_t)/N_t, \quad (6)$$

где  $p_1 = N_v \exp(-E_t/kT)$ ;  $U_{np}$  – напряжение пробоя  $\pi - v$ -перехода;  $f_0$  – функция заполнения глубоких уровней электронами при  $n = p = 0$ ;  $q$  – заряд электрона;  $v_s$  – скорость движения носителей в сильном поле;  $S$  – площадь  $\pi - v$ -перехода.

В соответствии с данным механизмом, при малых плотностях тока ( $I \leq I_n$ ) плотность заряда в  $v$ -части ООЗ определяется разностной концентрацией ионизованных доноров и глубоких акцепторов ( $N_1 = N_d - N_t$ ), а падение напряжения на ней, в соответствии с [39], определяется выражением

$$U_n = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E_{\max}^2}{q N_d - N_t}, \quad (7)$$

где  $\varepsilon\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость GaAs;  $E_{\max}$  – максимальная напряженность поля в ООЗ. При больших плотностях тока в условиях лавинного пробоя захват неравновесных дырок на отрицательно заряженные глубокие акцепторы и их нейтрализация приводит к увеличению плотности заряда в ООЗ до  $N_1 = N_d$ , а падение напряжения на ней уменьшится до

$$U_{\text{ост}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E_{\max}^2}{q N_d}. \quad (8)$$

При этом пробой носит микроплазменный характер. В результате пробоя  $v$ -части ООЗ большая часть внешнего напряжения перераспределяется на  $\pi$ -область и в условиях локального пробоя ООЗ  $\pi - v$ -пере-

хода происходит пробой  $\pi$ -области. В  $\pi - v - n$ -структуре образуется высокопроводящий «шнур» диаметром  $3 \div 10$  мкм, простирающийся от  $n$ -области до контакта к  $\pi$ -области. Это состояние структуры определяет окончание участка ОДС ( $I \cong 10^{-2}$  А). При дальнейшем увеличении тока высокопроводящий слой расширяется и заполняет большую часть сечения структуры.

Ожидалось, что время переключения  $\pi - v - n$ -структуры из высокоомного в проводящее состояние при подаче на нее ступеньки напряжения (без учета времени задержки) будет определяться временем дрейфа неравновесных носителей заряда через высокоомную область структуры с максимальной дрейфовой скоростью  $v_s$ :

$$t_{\pi} = d/v_s, \quad (9)$$

где  $d$  – суммарная толщина  $\pi$ -области и ООЗ. Однако реальная величина  $t_{\pi}$  оказалась в  $3 - 10$  раз меньше расчетного времени переключения, определенного по формуле (7), и составляет  $40 - 500$  нс (в зависимости от типа структуры и режима ее работы).

Переключение структуры осуществляется при напряженности электрического поля  $E$  в ООЗ  $\pi - v$ -перехода, при котором развивается ударная ионизация и лавинный пробой. Время установления распределения плотности заряда  $Q$  и напряженности поля  $E$  в  $\pi - v$ -переходе после подачи на структуру ступеньки напряжения  $U > U_{\pi}$  определяется временем диэлектрической релаксации в  $v$ -области  $\tau_m$ , которая составляет около  $10^{-14}$  с [78]. Наличие глубоких центров (ГЦ) в  $v$ -части ООЗ  $\pi - v$ -перехода приводит к тому, что процесс ударной ионизации сопровождается процессом захвата свободных дырок на отрицательно заряженные ГЦ в этом же слое, приводя к перезарядке центров, возрастанию плотности заряда и перераспределению поля. Время установления этого процесса составляет  $10^{-10} - 10^{-12}$  с [78]. При достижении некоторой критической величины плотности тока ( $J_{кр}$ ), когда плотность заряда создаваемая свободными носителями, начнет превышать плотность заряда ионов вблизи границы  $\pi$ - и  $v$ -областей, структура переходит в принципиально новое состояние – режим формирования и распространения волны ударной ионизации. Согласно [51], волна ударной ионизации распространяется со скоростью

$$v_z = \frac{J}{qN_d} = \frac{p}{N_d} \sigma_s, \quad (10)$$

где  $J$  – плотность тока через структуру;  $p$  – концентрация носителей заряда, соответствующая данному току;  $N_d$  – концентрация доноров в  $v$ -области структуры. Таким образом, волна ударной ионизации распространяется через высокоомную область структуры со скоростью  $v_z > v_s$ , заполняя ее высокопроводящей плазмой. В результате собственное время переключения  $\pi - v - n$ -структуры (переход ее в высокопроводящее состояние) будет определяться временем прохождения волны ударной ионизации через высокоомную область структуры. Следует подчеркнуть, что условия формирования волн ударной ионизации в  $\pi - v - n$ -структуре, содержащей глубокие центры, существенным образом отличаются от условий формирования в  $n^+ - n - p^+$ -структуре. Если необходимым условием формирования волн ударной ионизации в

$n^+ - n - p^+$ -структуре является высокая скорость нарастания поданного напряжения (более  $10^{12}$  В/с [52]), то для  $\pi - v - n$ -структуры этого не требуется. Благодаря перезарядке ГЦ (которая при развитом лавинном пробое происходит за  $t \cong 10^{-12}$  с) [81] быстрое нарастание напряженности поля в области умножения  $\pi - v - n$ -структуры осуществляется за счет внутреннего процесса и реализуется при малых скоростях подачи внешнего напряжения ( $10^9$  В/с и менее).

**Структуры с охранным кольцом.** Была изучена возможность использования полуизолирующих слоев, образованных в процессе диффузионного и ионного легирования GaAs железом, для создания охранных колец, обеспечивающих защиту от поверхностного пробоя планарных  $p^+ - n$ -переходов в GaAs [82]. Этот метод имеет преимущество перед защитой слоями, полученными в процессе протонного облучения, так как «протонные» слои нельзя использовать в сочетании с такими основными технологическими операциями, как диффузия, ионное легирование, газозофазовая и жидкофазовая эпитаксия, проходящими при высоких температурах.

### 3. ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ ДИФФУЗИОННЫХ СТРУКТУР

Наиболее интересные новые результаты были получены при разработке приборов на GaAs-структурах с глубокими примесными центрами. Была создана серия приборов: переключающих лавинных  $S$ -диодов и триодов, превосходящих по совокупности основных параметров известные полупроводниковые переключающие приборы. В период 70 – 80-х гг. пять разновидностей  $S$ -диодов освоено опытным производством НИИПП. В последние десять лет на основе GaAs  $\pi - v - n$ -структур созданы высокочувствительные фотоприемники широкого спектрального диапазона, а также радиационно-стойкие с высоким пространственным разрешением полосковые и матричные детекторы заряженных частиц, рентгеновского и гамма-излучения.

#### 3.1. Приборы на основе $p - n$ -перехода

Ниже приведены результаты исследований и разработок ряда арсенидогаллиевых приборов с  $p - n$ -переходами, которые демонстрируют возможности арсенида галлия как материала для приборов с широким интервалом рабочих температур (от 4 до 600 К): диоды общего назначения, диодные датчики температуры и биполярные транзисторы. В основу разработки приборов были положены полученные нами результаты по диффузии примесей в GaAs и исследованию характеристик  $p - n$ -переходов, изложенные выше.

Была разработана конструкция и технология **арсенидогаллиевого выпрямительного диода** на основе диффузионных  $p - n$ -переходов, обеспечивающие его работоспособность при высоких температурах [87]. Конструктивно диод оформлен в металлическом корпусе,  $p - n$ -переход формируется в процессе диффузии цинка в GaAs с концентрацией электронов  $3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ . Прибор работоспособен в интервале температур 77 – 523 К, имеет в указанном интервале температур обратное напряжение 100 – 150 В, прямое падение напряжения при токе 300 мА – менее 2 В, об-

ратный ток при 250 °С – не более 15 мкА, рабочую частоту – до 1 мГц.

Были разработаны оптимальные конструкция и технология **арсенидогаллиевого диодного датчика температуры**, использующего прямую ветвь вольт-амперной характеристики. Термометрическая характеристика ( $U = f(T)$  при  $J = \text{const}$ ) и общий вид термодатчика приведен на рис. 2. Датчик внедрен в серийное производство на заводе НИИПП и нашел практическое применение. Его основными достоинствами является широкий рабочий диапазон температур, высокая чувствительность, хорошая стабильность и воспроизводимость показаний [88].

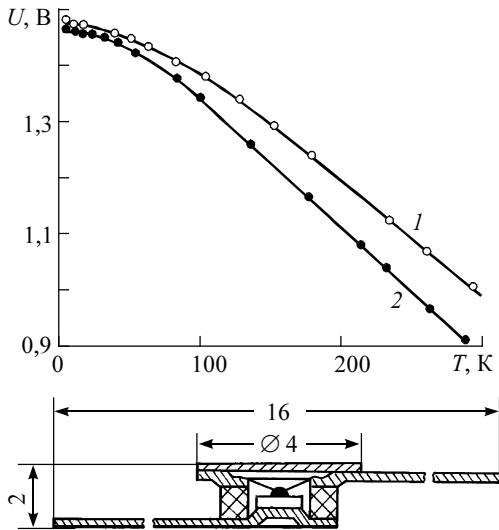


Рис. 2

Основные параметры промышленных диодных датчиков температуры (тип АД302): интервал рабочих температур – 4,2 – 373 К, рабочий ток – 10 – 50 мкА, чувствительность при 4,2 К – 0,65 мВ/град, при 77 К – 1,5 мВ/град, в интервале температур 273 – 373 К – 2,5 мВ/град, тепловая инерционность – 0,1 – 0,15 с.

Была создана промышленная технология, изготовлены первые отечественные **арсенидогаллиевые биполярные транзисторы** и изучены их электрические характеристики [89, 90]. Транзисторы имели структуру  $n-p-n$ - и  $p-n-p$ -типа. Базовая область и коллекторный переход транзисторов  $n-p-n$ -типа создавались диффузией магния или цинка через пленку  $\text{SiO}_2$  в GaAs с концентрацией электронов  $n = (2 - 5) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , эмиттер – диффузией олова. Толщина базовой области составляла 0,3 – 0,4 мкм. Типичное значение коэффициента усиления  $\alpha = 0,8 - 0,9$ . Планарные транзисторы со структурой  $p-n-p$ -типа изготавливали на объемном GaAs и меза-планарные транзисторы на эпитаксиальном GaAs. Коллекторный и эмиттерный переходы  $p-n-p$ -транзистора создавались локальной диффузией олова и цинка с использованием в качестве маски пленки  $\text{SiO}_2$ . Толщина базовой области составляла 0,1 – 0,2 мкм, коэффициент усиления по току  $\alpha = 0,6 - 0,8$ .

Таким образом, разработана меза-планарная и планарная промышленная технология изготовления GaAs-приборов с  $p-n$ -переходами и в НИИПП изготовлены первые отечественные биполярные транзи-

сторы, обладающие диапазоном рабочих температур от –196 до 350 °С. Биполярные транзисторы на GaAs не нашли практического применения, однако разработанная технология была использована для создания ряда приборов на GaAs: прежде всего импульсных и СВЧ-приборов.

### 3.2. Приборы на основе структур с глубокими центрами

Первым GaAs-прибором, который был создан на основе GaAs-диффузионных структур с глубокими центрами, был **лавинный S-диод** [53 – 64, 74 – 84]. Основой GaAs-лавинного S-диода является  $\pi-v-n$ -структура, работающая при обратном смещении. Структура формируется в процессе легирования  $n$ -GaAs примесями Cr, Fe, Mn или Cu (основные из них Fe и Cr).

Основными параметрами лавинного S-диода, предназначенного для формирования импульсов напряжения, являются: время переключения ( $t_n$ ), время задержки переключения ( $t_3$ ), напряжение ( $U_n$ ) и ток ( $I_n$ ) переключения (рис. 3).

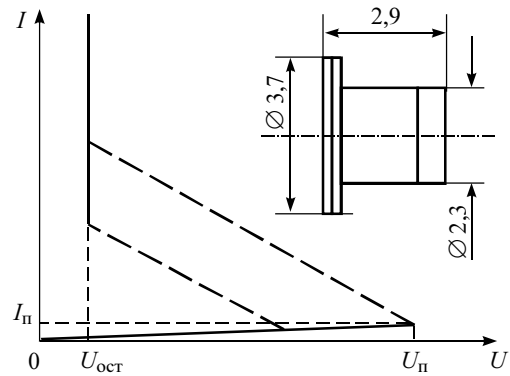


Рис. 3. Обратная ветвь вольт-амперной характеристики лавинного S-диода и его габаритные размеры, см

В высокоомном состоянии сопротивление диода составляет около  $10^{10}$  Ом, в проводящем – менее 10 Ом. При подаче на диод напряжения, превышающего  $U_n$ , после некоторого времени задержки  $t_3$  он за время переключения  $t_n$  переходит из высокоомного состояния в низкоомное. Разработаны лавинные S-диоды с  $U_n = 20 \div 1000$  В,  $U_{\text{сст}} < 0,1 U_n$ ,  $t_n = 40 \div 500$  пс,  $I_n = 10^{-7} \div 10^{-9}$  А, импульсным током – до 100 А.

При формировании импульсов в автоколебательном режиме, когда через структуру протекает ток небольшой плотности, время переключения определяется пролетным временем носителей заряда, движущихся с максимальной дрейфовой скоростью. В режиме обострения, когда реализуется большая плотность тока,  $t_n$  определяется временем прохождения через структуру волны ударной ионизации. Зависимость времени задержки переключения  $t_3$  от напряжения описываются выражением

$$t_3 = t_{30} \exp(B/U), \quad (11)$$

где  $B$  – константа, определяемая концентрацией ионов в  $v$ -слое структуры.

Разработаны серийные лавинные S-диоды. Их основные параметры приведены в таблице [80].

Основные параметры промышленных S-диодов при температуре окружающей среды (25 ± 10) °C

Параметры	Тип диода			
	AA732A, Б	AA742A, Б	3A801A-6	3Д530A, Б
Напряжение включения, В	100 – 180 (А) 150 – 200 (Б)	350 – 600 (А) 500 – 700 (Б)	50 – 210	100 – 180 (А) 150 – 210 (Б)
Остаточное напряжение, не более, В	0,2U <sub>п</sub>	0,3U <sub>п</sub>	0,2U <sub>п</sub>	0,2U <sub>п</sub>
Время переключения, не более, нс	0,5	0,6	0,2	0,5
Время восстановления обратного сопротивления, не более, мкс	40	1000	100	3,0
Максимальный средний ток, мА	1,0	0,1	0,5	13,5
Максимальный импульсный ток, А	20	50	3,0	15
Гарантированная долговечность, ч	5000	5000	10000	25000

Диоды AA801 изготовлены в бескорпусном исполнении и могут работать как с электрическим, так и с оптическим запуском от ИК-излучения. Оптическая мощность запуска составляет  $10^{-9} \div 10^{-10}$  Дж в импульсе. Диоды 3Д530 могут работать в более высоком частотном диапазоне, чем AA732, – до сотен кГц, и имеют более высокий срок службы. Более высокое быстродействие диода 3Д530 достигнуто за счет инжекции носителей заряда с *p-n*-перехода, встроенного в высокоомную область структуры методом газофазовой эпитаксии.

На основе лавинных S-диодов разработаны импульсные генераторы различного функционального назначения: импульсные источники питания твердотельных лазеров и диодов Ганна, генераторы формирования линейных разверток осциллографов и электронографов, кадров возбуждения антенн несинусоидальной локации [91 – 93]. В импульсных схемах S-диоды могут работать в двух режимах: обострения и релаксатора в автоколебательном режиме. Генераторы формируют импульсы напряжения величиной до 1000 В или импульсы тока до 100 А на низкоомной или емкостной нагрузке. Длительность фронта импульса составляет  $40 \div 500$  пс, длительность импульса –  $0,1 \div 100$  нс, частота следования – до сотен кГц. На рис. 4 представлены параметры импульсов, которые могут быть сформированы с помощью традиционных полупроводниковых элементов (данные [86]) и арсенидогаллиевых лавинных S-диодов (наши данные). Видно, что лавинные S-диоды превосходят традиционные полупроводниковые приборы как по быстродействию, так и по величине формируемой амплитуды импульса.

Характеристики лавинного S-диода существенным образом зависят от освещения, что позволило создать **лавинный S-диод с оптическим управлением**. При освещении S-диода происходит уменьшение напряжения переключения от  $U_n^r$  до  $U_n^c$ , причем величина  $\Delta U_n = U_n^r - U_n^c$  возрастает по мере увеличения интенсивности освещения и достигает  $0,3U_n^r$ . Импульсное освещение диода, на который подано обратное напряжение  $U \geq U_n^c$ , приводит к переключению его из высокоомного состояния в низкоомное. Как и при электрическом управлении, время переключения составляет  $10^{-9} \div 10^{-10}$  с. Переключение происходит в результате уменьшения  $U_n$ . Спектральная зависимость  $U_n$  имеет абсолютный максимум на длине волны  $\lambda \cong 0,92$  мкм. Запуск S-диодов можно осуществлять с помощью импульсных лазеров с длинами волн

0,69, 0,88 и 10,6 мкм. Пороговая энергия запуска составляет от  $\sim 10^{-9}$  до  $\sim 10^{-4}$  Дж в указанном интервале длин волн [9, 10, 13, 14].

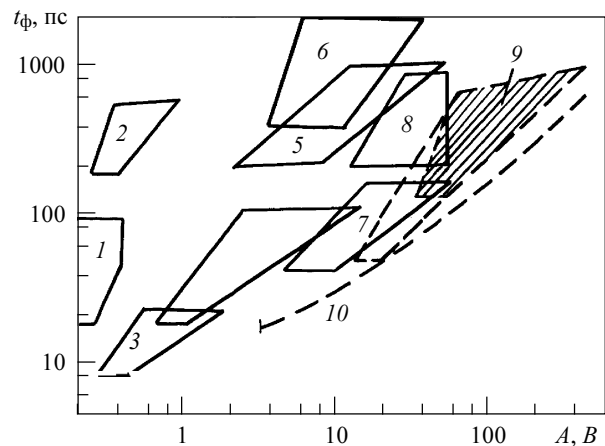


Рис. 4. Параметры импульсов ( $t_{\phi}$  – длительность фронта,  $A$  – амплитуда), которые могут быть сформированы с помощью традиционных полупроводниковых элементов (1 – 8) [101] и арсенидогаллиевых лавинных S-диодов [9, 10]: 1 – туннельные диоды; 2 – лавинные фотодиоды; 3 – диоды Ганна; 4 – диоды Шоттки; 5 – *p-n*-фотодиоды; 6 – транзисторы МДП и биполярные; 7 – диоды с накоплением заряда; 8 – транзисторы лавинные. Поле 9 – опытные (заштрихованная часть – промышленные) образцы; 10 – расчётные параметры S-диодов

**Излучатель ИК-диапазона на лавинном S-диоде.**

При переключении S-диода из высокоомного в проводящее состояние синхронно с электрическим импульсом формируется импульс ИК-излучения с максимумом  $\sim 0,92$  мкм [10, 13, 79]. Мощность излучения в импульсе составляет  $\sim 0,2$  мВт, коэффициент преобразования электрической энергии в световую  $\sim 10^{-4}$ . Длительности переднего фронта электрического и оптического импульсов практически совпадают, а длительность оптического импульса превышает длительность электрического импульса на  $\sim 10^{-8}$  с (время жизни неравновесных носителей заряда в GaAs). Излучение связано с рекомбинацией неравновесных носителей заряда, образованных в процессе лавинного пробоя  $\pi-v$ -перехода через центры с мелкими уровнями. Несмотря на малую мощность оптического излучения, оно может быть использовано в качестве синхрои импульса при построении схем на лавинных S-диодах.

Вышесказанное относится к обычным переключающим S-диодам на  $\pi-v-n$ -структуре. Наряду с

этим был создан специальный высокоэффективный  $S$ -диод, излучающий на длине волны  $\sim 0,92$  мкм. Основой такого прибора явилась  $\pi - \nu - n - p^+$ -структура. Мощность оптического излучения  $S$ -диода на  $\pi - \nu - n - p^+$ -структуре более чем на два порядка превышает мощность излучения  $S$ -диода на  $\pi - \nu - n$ -структуре и составляет  $\sim 30$  мВт в импульсе.

Арсенидогаллиевый лавинный  $S$ -диод на основе  $\pi - \nu - n$ -структуры обладает не только статическим, но и динамическим, отрицательным дифференциальным сопротивлением, что позволило создать **СВЧ-генератор на лавинном  $S$ -диоде** [10]. При подаче на  $S$ -диод, помещенный в резонатор, постоянного обратного смещения величиной  $U > U_n$  происходит формирование видеопульса, заполненного СВЧ-колебаниями. Мощность СВЧ-генерации составляет  $\sim 40 - 60$  мВт на частоте  $\geq 1$  ГГц. Длительность импульса составляет  $1 - 100$  нс.

**Лавинный  $S$ -диод с управляющим электродом** [10, 77]. Основу лавинного  $S$ -триода составили многослойные  $p - n - \pi - \nu - n - p^+$  и  $p^+ - \nu' - n^+ - \pi - \nu - n$ -структуры. Структура первого типа представляет собой последовательно включенную  $S$ -диодную  $\pi - \nu - n$ -структуру и светодиодную  $p - n$ -структуру и может рассматриваться как оптронная пара, содержащая излучающий  $p - n$ -переход и фоточувствительный ключ на основе  $\pi - \nu - n$ -структуры. ИК-излучение  $p - n$ -перехода с  $\lambda \cong 0,93$  мкм за счет эффекта Франца – Келдыша селективно поглощается в ООЗ обратно смещенного  $\pi - \nu$ -перехода, снижая величину напряжения переключения  $U_n$  последнего до 60%. Структура  $S$ -триода второго типа представляет собой последовательное соединение двух  $S$ -диодных  $\pi - \nu - n$ -структур, первая из которых имеет меньшее  $U_n$ . В такой структуре имеет место гальванический тип связи. Лавинный  $S$ -триод сохраняет временные характеристики лавинного  $S$ -диода.

На основе лавинного  $S$ -диода был создан пороговый датчик давления [75].

На основе  $\pi - \nu - n$ -структуры, сформированной в процессе диффузии в  $n$ -GaAs примеси железа или хрома, были созданы **фотоприемники** [94, 95]. Формирование проводящего  $p^+$ -слоя толщиной доли микрометра на поверхности  $\pi$ -слоя обеспечивало линеаризацию люкс-амперных характеристик фотоприемников. Фотоприемники обладают чувствительностью в диапазоне излучений от ближнего ИК до вакуумного УФ. Пороговая чувствительность структур к излучению с длиной волны  $\lambda = 210$  нм составляет  $(3 - 5) \times 10^{-15}$  Вт·Гц $^{-1/2}$ . Фотоприемники на  $\pi - \nu - n$ -структуре без  $p^+$ -слоя обладают более высокой пороговой чувствительностью, но имеют сублинейные люкс-амперные характеристики. Разработаны многоэлементные матричные фотоприемники для формирования изображений в УФ-свете.

Разработаны координатно-чувствительные **детекторы** полоскового и матричного типов на основе GaAs-структур с глубокими центрами, позволяющие регистрировать с высокой эффективностью единичные высокоэнергетические частицы и  $\gamma$ -кванты. Используются структуры двух типов: барьерные  $\pi - \nu - n$  и резистивные.

**Детекторы заряженных частиц** [96 – 99] представляют собой сложную трехуровневую интегральную схему, содержащую детектирующие полосковые элементы и пассивные  $RC$ -элементы. Структура типа  $\pi - \nu - n$  получена на основе GaAs, легированного хромом, с толщиной высокоомного чувствительного слоя  $150 - 200$  мкм. Размер кристалла составляет  $26 \times 23 \times 0,3$  мм $^3$ . На нем расположены 384 детектирующие полоски шириной 10 мкм и шагом 50 мкм. Детекторы имеют отношение сигнал/шум, равное 10, эффективность регистрации 98%, координатное разрешение 14 мкм, обладают высокой радиационной стойкостью. Испытания на радиационную стойкость проведены в Институте физики высоких энергий и Центре европейских ядерных исследований на пучках  $\pi$ -мезонов с энергией 0,3, 5 и 40 ГэВ, протонов с энергией с 1 и 70 ГэВ, нейтронов с энергией 1 МэВ. Детекторы сохраняют работоспособность при дозе нейтронов до  $2 \cdot 10^{15}$  см $^{-2}$  и заряженных частиц до  $2 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$ . Их радиационная стойкость выше, чем у детекторов, разработанных в центрах Западной Европы, на основе нелегированного полуизолирующего GaAs. Детекторы могут быть использованы для радиационного мониторинга, при термоядерных исследованиях и в области физики высоких энергий.

**Детекторы рентгеновского и гамма-излучения** [100 – 106]. Разработаны детекторы единичного счета квантов рентгеновских и гамма-лучей. Создана конструкция и технология детекторов резистивного типа на основе GaAs, легированного хромом в процессе диффузии. Структура не имеет мировых аналогов, обладает предельно высоким удельным сопротивлением (до  $1 \cdot 10^9$  Ом·см), толщиной чувствительного слоя более 1 мм, большим временем жизни неосновных носителей заряда. Эффективность регистрации рентгеновских фотонов медицинского диапазона энергий выше 90%. Структуры могут быть использованы в качестве детекторов рентгеновского и гамма-излучения с энергией фотонов от 10 – 20 до 120 – 140 кэВ.

Разработаны детекторы следующих конструкций: линейки единичных детекторов с размером элемента 100, 200 и 400 мкм; односторонние микрополосковые детекторы с  $RC$ -связью с шагом 50, 100 и 200 мкм; матричные детекторы с размером элементов 170  $\times$  170 мкм $^2$ .

На основе разработанных GaAs-детекторов созданы опытные образцы медицинских систем для визуализации изображений в рентгеновских лучах с высоким пространственным разрешением и значительно меньшими и дозовыми нагрузками на пациента по сравнению с функционирующими в настоящее время рентгеновскими аппаратами и гамма-камерами. Есть первый опыт создания на основе разработанных детекторов высокочувствительных систем безопасности и аппаратов промышленной томографии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены закономерности диффузии в GaAs примесей с мелкими и глубокими энергетическими уровнями: элементов II (Zn, Mg), IV (Ge, Si, Sn), VI групп (S, Se, Te) периодической системы и переходных металлов (Fe, Cr, Mn, Cu, Co), причем примесей Mg, Ge,

Sn, Se, Te, Fe, Cr, Co – впервые. По диффузии примесей Fe, Cr, Mn и Cu получен ряд принципиально новых результатов. Созданы диффузионные  $p - n$ -переходы и нетрадиционные  $\pi - v - n$ -структуры. Разработан ряд приборов на основе  $p - n$ -переходов: выпрямительный диод, датчик температуры, биполярный транзистор, – и на основе  $\pi - v - n$ -структур: лавинные  $S$ -диоды, фотоприемники, детекторы высокоэнергетических заряженных частиц, рентгеновского и

гамма-излучения. Лавинные  $S$ -диоды по совокупности параметров превосходят известные переключающие полупроводниковые, детекторы имеют более высокую радиационную стойкость и эффективность регистрации по сравнению с аналогичными приборами на GaAs.

Результаты получены коллективом лаборатории физики полупроводников СФТИ и сотрудниками НИИ полупроводниковых приборов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Allen I.W., Gunnell P.A. // Nature. 1958. V. 182. No. 4643. P. 1588.
2. Болтакс Б.И. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. Л.: Наука, 1972. С. 384.
3. Атомная диффузия в полупроводниках / Под ред. Д. Шоу. М.: Металлургия, 1974. С. 392.
4. Шишияну Ф.С. Диффузия и деградация в полупроводниковых материалах и приборах. Кишинев: Штиинца, 1978. С. 230.
5. Абдуллаев Г.Б., Джафаров Т.Д. Атомная диффузия в полупроводниковых структурах. М.: Атомиздат, 1980. С. 280.
6. Джафаров Т.Д. Дефекты и диффузия в эпитаксиальных структурах. Л.: Наука, 1978. С. 208.
7. Преснов В.А., Вяткин А.П., Новотный С.И. и др. // Тез. докл. совещ. по электронно-дырочным переходам в полупроводниках. Ташкент: ТашГУ. 1961. С. 25; Сб. Электронно-дырочные переходы в полупроводниках. Ташкент: Изд-во АН Уз.ССР, 1962. С. 259 – 265.
8. Хлудков С.С. Диффузия примесей и диффузионные  $p - n$ -переходы в арсениде галлия: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ, 1966.
9. Хлудков С.С. Диффузионные арсенидгаллиевые  $\pi - v - n$ -структуры с глубокими центрами и приборы на их основе: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ, 1989.
10. Толбанов О.П. Арсенид галлия, компенсированный примесями с глубокими уровнями (электронные свойства, структуры, применение): Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Томск: ТПУ, 1999.
11. Машинин С.В. Исследование электрических характеристик  $p - n$ -переходов и биполярных транзисторов на основе арсенида галлия: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ, 1970.
12. Лаврищев Т.Т. Диффузия доноров и электронно-дырочные переходы в арсениде галлия: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ, 1972.
13. Приходько Г.Л. Разработка и исследование быстродействующих диодов на основе компенсированного арсенида галлия: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МЭИ, 1980.
14. Толбанов О.П. Исследование и разработка арсенидгаллиевых лавинных  $S$ -диодов: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ, 1986.
15. Ардышиев М.В. Исследование радиационно-термических процессов формирования ионно-легированных слоев  $n$ -GaAs: Дис. канд. ... физ.-мат. наук. Томск: ТГУ, 2000.
16. Хлудков С.С., Преснов В.А. // Арсенид галлия. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1968. С. 304 – 308.
17. Хлудков С.С., Андриевский Э.И., Преснов В.А. // Арсенид галлия. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1968. С. 275 – 284.
18. Машинин С.В., Хлудков С.С., Преснов В.А. // Арсенид галлия. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1969. Вып. 2. С. 132 – 134.
19. Хлудков С.С., Преснов В.А. // Арсенид галлия. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1968. С. 296 – 303.
20. Лаврищев Т.Т., Хлудков С.С. // Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. 1971. Т. 7. № 2. С. 310 – 311.
21. Лаврищев Т.Т., Хлудков С.С. // Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. 1971. Т. 7. № 11. С. 2079 – 2080.
22. Лаврищев Т.Т., Хлудков С.С. // Арсенид галлия. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1974. Вып. 5. С. 57 – 60.
23. Карелина Т.А., Лаврищев Т.Т., Приходько Г.Л., Хлудков С.С. // Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. 1974. Т. 10. № 2. С. 228 – 230.
24. Хлудков С.С., Лаврищев Т.Т. // Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. 1976. Т. 12. № 7. С. 1163 – 1167.
25. Захаров Б.Г., Хлудков С.С. // Изв. вузов. Физика. 1966. № 6. С. 18 – 27.
26. Хлудков С.С. // Тез. докл. III Всес. совещ. «Дефекты структуры в полупроводниках»: Сборник / СО АН СССР. Новосибирск, 1978. С. 132.
27. Машинин С.В., Подольских А.И., Потанина И.Е., Хлудков С.С. // Электронная техника. Сер. 6. Материалы. 1972. Вып. 2. С. 158 – 162.
28. Боржун Л.П., Фукс Г.М., Хлудков С.С. // Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. 1974. Т. 9. № 4. С. 729 – 730.
29. Бабченко Г.А., Гордиенко А.И., Захарова Г.А. и др. // Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. 1981. Т. 17. № 12. С. 2269 – 2270.
30. Бабченко Г.А., Гордиенко А.И., Мелев В.Г., Хлудков С.С. // Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. 1983. Т. 19. № 3. С. 477 – 478.
31. Хлудков С.С., Приходько Г.Л., Карелина Т.А. // Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. 1972. Т. 8. С. 1044 – 1048.
32. Хлудков С.С., Тарасова А.К. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 5. С. 1319 – 1325.
33. Хлудков С.С., Чалдышева Н.В. // Изв. вузов. Физика. 1982. № 5. С. 115 – 117.
34. Хлудков С.С., Корецкий А.В. // Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. 1983. Т. 19. № 11. С. 1789 – 1792.
35. Хлудков С.С., Корецкая О.Б. // Изв. вузов. Физика. 1985. № 1. С. 107 – 111.
36. Хлудков С.С., Корецкий А.В. // Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. 1985. Т. 21. № 10. С. 1628 – 1631.
37. Азиков Б.С., Копылов В.В., Хлудков С.С. и др. // Электронная техника, сер. 2. 1981. Вып. 4. С. 61 – 65.
38. Будницкий Д.Л., Корецкая О.Б., Новиков В.А. и др. // Электронная промышленность. 2002. № 1 – 2. С. 108 – 114.
39. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Энергия, 1973. 656 с.
40. Каменская И.В., Кривов М.А., Малисова Е.В. и др. // Изв. вузов. Физика. 1979. № 7. С. 93 – 99.
41. Антонов В.В., Войцеховский А.В., Кривов М.А. и др. // Изв. вузов. Физика. 1981. № 3. С. 15 – 19.
42. Sah C.T., Sello H., Tremore D.A. // J. Phys. Chem. Sol. 1950. V. 11. P. 288.
43. Shockley W., Moll J.L. // Phys. Rev. 1969. V. 119. No. 5. P. 1480 – 1482.
44. Hall R.N., Racette I.H. // J. Appl. 1964. V. 35. No. 2. P. 379 – 397.
45. Болтакс Б.И., Куликов Г.С., Никулина И.Н., Шишияну Ф.С. // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1975. Т. 11. № 2. С. 348 – 350.
46. Хлудков С.С., Вяткин А.П., Гришин В.И., Преснов В.А. // Поверхностные и контактные явления в полупроводниках: Сборник. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1964. С. 446 – 456.
47. Хлудков С.С., Вяткин А.П., Преснов В.А. // Физика  $p - n$ -переходов: Сборник. Рига: Зинатне, 1966. С. 139 – 146.
48. Хлудков С.С., Машинин С.В., Лаврищев Т.Т. и др. // Арсенид галлия. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1968. С. 309 – 320.
49. Машинин С.В., Хлудков С.С. // Электронная техника. Сер. Микроэлектроника. 1971. Вып. 8 (34). С. 47 – 51.
50. Хлудков С.С., Машинин С.В. // Радиотехника и электроника. 1971. Т. 16. № 7. С. 1225 – 1229.
51. Clorfine A.S., Ikola R.I., Napoli L.S. // RCA Review. 1969. V. 30. No. 3. P. 397 – 421.
52. Грехов И.В., Кардо-Сисоев А.Ф., Смирнова И.А. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. Вып. 7. С. 1335 – 1337.
53. Хлудков С.С., Зяятинов Р.К., Машинин С.В. и др. // Тез. докл. 4-го Всес. совещ. по  $p - n$ -переходам. Одесса: Изд-во Одесск. гос. ун-та, 1970. С. 14; Физические явления в  $p - n$ -переходах: Сборник. Труды НИИПП. Томск, 1974. С. 309 – 314.

54. Хлудков С.С., Тарасова Л.К., Лахтикова В.Г. // Материалы XVIII науч.-техн. конф. по радиоэлектронике. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1971. С. 98 – 107.
55. Хлудков С.С., Иванов Л.П., Тарасова А.К., Фукс Г.М. // Труды НИИПП. 1973. Вып. 3. Ч. 1. С. 158 – 167.
56. Хлудков С.С., Толбанов О.П., Лахтикова В.Г. // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18. № 19. С. 1893 – 1899.
57. Фукс Г.М., Хлудков С.С. // Арсенид галлия. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1974. Вып. 6. С. 229 – 233.
58. Иванов Л.П., Каримбаев Д.Д., Приходько Г.Л. и др. // Тез. докл. III совещ. по исследованию арсенида галлия. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1974. С. 159 – 341
59. Божикова Е.В., Иванов А.П., Каримбаев Д.Д. и др. // ПТЭ. 1978. № 3. С. 253.
60. Хлудков С.С., Толбанов О.П. // ФТП. 1980. Т. 14. № 8. С. 1624 – 1627.
61. Божикова Е.В., А.П., Каримбаев Д.Д., Приходько Г.Л. и др. // Электронная техника, сер. 2. 1980. Вып. 8. С. 59 – 85.
62. Хлудков С.С., Толбанов О.П. // ФТП. 1980. Т. 14. № 12. С. 14 – 16.
63. Хлудков С.С. // Тез. докл. II Всес. совещ. по глубоким уровням в полупроводниках. Ташкент: Изд-во Таш. ун-та, 1980. 4. II. С.150.
64. Хлудков С.С. // Изв. вузов. Физика. 1983. № 10. С. 67 – 88.
65. Болховитянов Ю.Б., Кравченко А.Ф., Чикичев С.И. // Изв. вузов. Физика. 1983. № 10. С. 18 – 30.
66. Байко И.Ю., Гермогенов В.П., Гуцин С.М. и др. // Электронная промышленность. 2002. № 2/3. С. 40.
67. Haits R.M. // Phys. Rev. 1965. V. 138. No. 1A. P. A260 – A267.
68. Хузьмин В.А., Кюрежан А.С. // Радиотехника и электроника. 1975. Т.20. № 7. С.1449 – 1456.
69. Перель В.И., Эфрос А.Л. // ФТП. 1967. Т. I. № 11. С. 1693 – 1701.
70. Schibli E., Milnes A. // Solid-State Electron. 1968. V. 11. No. 3. P. 325 – 331.
71. Хлудков С.С. // Арсенид галлия. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1975. Вып. 6. С. 181 – 178.
72. Sah C.T., Noyce R.N., Shockley W. // Proc. of the IRE. 1957. V. 45. No. 9. P. 1228 – 1243.
73. Стафеев В.И. // ЖТФ. 1958. Т. 28. № 8. С. 1631 – 1641.
74. Бабченко Г.А., Гордиенко А.И., Захарова Г.А. и др. // Изв. вузов. Физика. 1985. № 4. С. 97 – 98.
75. Диамант В.М., Криворотов Н.П., Толбанов О.П., Хлудков С.С. // Тез. докл. Всес. совещ. по детонации. Черногоровка, 1985. С. 121 – 122.
76. Хлудков С.С., Толбанов О.П., Корецкий А.В. // Изв. вузов. Физика. 1986. № 4. С. 54 – 58.
77. Гордиенко А.И., Голиков А.В., Толбанов О.П., Хлудков С.С. // Тез. докл. VII Всес. симп. «Плазма и неустойчивость в п/п». 28 – 30 сентября 1989. Паланга, 4.1. С. 66 – 68.
78. Хлудков С.С., Толбанов О.П. // ФТП. 1992. Т. 26. № 2. С. 386 – 389.
79. Толбанов О.П., Хлудков С.С., Целев Г.М. // Труды координационного совещ. соц. стран по физическим проблемам оптоэлектроники «Оптоэлектроника-89». Баку, 1989. Вып. 1. С. 65 – 69.
80. Каримбаев Д.Д., Корецкий А.В., Павлов Ю.Д. и др. // Электронная промышленность. 1993. № 9. С. 62 – 70.
81. Белобородов П.Ю., Толбанов О.П., Хлудков С.С. // ФТП. 1988. Т. 22. № 4. С. 575.
82. Приходько Г.Л., Хлудков С.С. // Электронная техника, сер. 2. 1976. Вып. 4. С. 95 – 100.
83. Вилсова М.Д., Иконникова Г.М., Толбанов О.П., Хлудков С.С. // Изв. вузов. Физика. 1981. № 11. С. 3 – 6.
84. Толбанов О.П., Хлудков С.С. // ФТП. 1986. Т. 20. № 11. С. 2072 – 2076.
85. Хлудков С.С., Тарасова А.К., Лахтикова В.Г. // Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19. С. 1917 – 1924.
86. Гитцевич А.Б. // Техника средств связи. Сер. Радиоизмерительная техника. 1981. Вып. 1. С. 100 – 104.
87. Каримбаев Д.Д., Коренман М.Е., Толбанов О.П. и др. // Арсенид галлия. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1974. Вып. 5. С. 171 – 175.
88. Иванов А.П., Коренман М.Е., Лахтикова В.Г. и др. // ПТЭ. 1976. № 2. С. 247.
89. Машинин С.В., Павлов Ю.Д., Преснов В.А., Хлудков С.С. // Труды НИИПП. 1973. Вып. 3. Часть 1. С. 266 – 271.
90. Жукова Н.А., Машинин С.В., Павлов Ю.Д. и др. // Труды НИИПП. 1973. Вып. 3. Часть 1. С. 72 – 277.
91. Легкий В.Н., Миценко И.Д., Приходько Г.Л., Каримбаев Д.Д. // ПТЭ. 1983. № 6. С. 145.
92. Введенский Ю.В., Зуев А.Б., Каримбаев Д.Д. и др. // ПТЭ. 1985. № 3. С. 123 – 125.
93. Лудиков В.В., Чевочкин В.К., Прохоров А.М. и др. // ПТЭ. 1990. № 6. С. 100 – 101.
94. Будницкий Д.Л., Толбанов О.П., Хлудков С.С. // Изв. вузов. Физика. 1995. № 8. С. 108 – 111.
95. Хлудков С.С., Толбанов О.П., Будницкий Д.Л. // Изв. вузов. Физика. 1998. № 8. С. 39 – 43.
96. Chmil V.V., Sergeev V.A., Vorobiev A.P., et al. // Proc. of the 6th European Simp. on Semicond. Detectors. Milano, Italy, Febr. 1992. P. 24 – 26.
97. Chmil V.V., Chuntopov A.P., Vorobiev A.P., et al. // Nuclear Instrum. and Methods in Phys. Research. 1994. V. A340. P. 328 – 336.
98. Воробьев А.П., Чмил В.Б., Чунтонов А.П. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 3. С. 73 – 91.
99. Khudkov S.S., Tolbanov O.P., Stepanov V.E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 1559 – 1567.
100. Айзенштат Г.И., Канаев В.Г., Корецкая О.Б. и др. // Электронная промышленность. 1998. № 1 – 2. С. 98 – 101.
101. Ayzenshtat G.I., Kanaev V.G., Khan A.V., et al. // Nucl. Instrum and Methods in Phys. Res. 2000. V. A448. P. 188 – 189.
102. Ayzenshtat G.I., Ardyshhev M.V., Budnitsky D.L., et al. // Proc. of 3<sup>rd</sup> Conf. On Nuclear and Particle Physics Conf. Cairo, Egypt, 20 – 24 oct. 2001) / Ed. by Egyptian Nuclear Phys. Association, Cairo, Sept., 2002. P. 364 – 376.
103. Хлудков С.С., Корецкая О.Б., Окаевич Л.С. и др. // Электронная промышленность. 2002. № 1 – 2. С. 56 – 60.
104. Воробьев А.П., Корецкая О.Б., Окаевич Л.С. и др. // Электронная промышленность. 2002. № 1 – 2. С. 60 – 65.
105. Толбанов О.П. // Наст. вып. С. 156 – 164.
106. Хлудков С.С. // Современные проблемы физики и высокие технологии: Сборник. Томск: Изд-во НТЛ, 2003. С. 112 – 115.
107. Хлудков С.С., Корецкая О.Б., Тяжес А.В. // ФТП. 2004. Т. 38. № 3. С. 274 – 277.