

**СОДЕРЖАНИЕ**

**ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР**

*К.т.н. В. М. Чмиль*

**РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ**

*Д.т.н. Н. М. Вакив* (г. Львов)  
*Д.т.н. В. Н. Годованюк* (г. Черновцы)  
*К.т.н. А. А. Даиковский* (г. Киев)  
*Н. В. Кончиц* (г. Киев)  
*Д.ф.-м.н. В. Ф. Мачулин* (г. Киев)  
*Д.т.н. Г. А. Оборский* (г. Одесса)  
*В. А. Проценко* (г. Киев)  
*Е. А. Тихонова* (г. Одесса)

**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ**

*Д.т.н. С. Г. Антошук* (г. Одесса)  
*Д.т.н. А. А. Ащеулов* (г. Черновцы)  
*Д.т.н. В. В. Баранов* (г. Минск)  
*К.т.н. Э. Н. Глушеченко*,  
зам. гл. редактора (г. Киев)  
*Д.т.н. В. В. Данилов* (г. Донецк)  
*К.т.н. И. Н. Еримичой*,  
зам. гл. редактора (г. Одесса)  
*К.т.н. А. А. Ефименко*,  
ответственный секретарь (г. Одесса)  
*Д.ф.-м.н. Д. В. Корбутяк* (г. Киев)  
*Д.т.н. С. Ю. Лузин* (г. С.-Петербург)  
*Д.т.н. В. П. Малахов* (г. Одесса)  
*К.т.н. И. Л. Михеева* (г. Киев)  
*Д.т.н. И. Ш. Невлюдов* (г. Харьков)  
*Д.т.н. Ю. Е. Николаенко* (г. Киев)  
*К.ф.-м.н. А. В. Рыбка* (г. Харьков)  
*К.т.н. В. В. Рюхтин* (г. Черновцы)  
*Д. ф.-м. н. М. И. Самойлович* (г. Москва)  
*Д.т.н. В. С. Ситников* (г. Одесса)  
*Д.х.н. В. Н. Томашик* (г. Киев)  
*Д.т.н. В. М. Шокало* (г. Харьков)  
*Д.ф.-м.н. О. И. Шпотюк* (г. Львов)

**УЧРЕДИТЕЛИ**

Министерство промышленной политики  
Украины  
Институт физики полупроводников  
им. В. Е. Лашкарёва  
Научно-производственное  
предприятие «Сатурн»  
Одесский национальный  
политехнический университет  
Издательство "Политехпериодика"

Одобрено к печати Ученым советом ОНПУ  
(Протокол № 10 от 28.10 2010 г.)

**Новые компоненты для электронной аппаратуры**

Диоды Ганна из InP с катодным контактом, инжектирующим горячие электроны. Часть 1. Межфазные взаимодействия в катодных контактах. *Болтовец Н. С., Иванов В. Н., Ковтонюк В. М., Раевская Н. С., Беляев А. Е., Бобыль А. В., Конакова Р. В., Кудрик Я. Я., Миленин В. В., Новицкий С. В., Шеремет В. Н.* 3

**Электронные средства: исследования, разработки**

Методика диагностики электронных пучков среднего уровня мощности по переходному излучению. *Воробьев Г. С., Дрозденко А. А., Шульга Ю. В., Барсук И. В.* 7

Повышение надежности контакта тонкопленочных резисторов. *Лугин А. Н., Оземша М. М.* 11

Оценка частотной границы допустимого использования приближенных моделей линий передачи при анализе цепей печатных плат. *Сиротко В. К.* 15

Автодинный спектрометр ядерного квадрупольного резонанса с равномерной частотной шкалой. *Самила А. П., Хандожко А. Г., Хандожко В. А.* 17

**Сенсоэлектроника**

Датчики интегральной поглощенной дозы ионизирующего излучения на основе МОП-транзисторов. *Перевертайло В. Л.* 22

**Функциональная микро- и наноэлектроника**

Физико-технологические аспекты создания низковольтных ограничителей напряжения на основе кремния. *Рахматов А. З., Скорняков С. Л., Каримов А. В., Ёдгорова Д. М., Абдулхаев О. А., Бузруков У. М.* 30

**Обеспечение тепловых режимов**

Влияние на теплопередачу в пульсационной тепловой трубе ее ориентации в пространстве. *Наумова А. Н., Кравец В. Ю.* 36

**Технологические процессы и оборудование**

Радиационная технология улучшения омических контактов к элементам электронной техники. *Конакова Р. В., Колядина Е. Ю., Матвеева Л. А., Нелюба П. Л., Шинкаренко В. В.* 40

Технология сборки микросхем на гибком полиимидном носителе. *Плис Н. И., Вербицкий В. Г., Жора В. Д., Волнистов В. Н., Грунянская В. П., Сергеева Н. Н.* 43

**Материалы электроники**

Молекулярная модель и химическая связь теллура. *Ащеулов А. А., Маник О. Н., Маник Т. О., Билинский-Слотыло В. Р.* 46

Электрические и топологические свойства пленок оксидов, термически выращенных на подложках InSe. *Катеринчук В. Н., Ковалюк З. Д., Хомяк В. В.* 51

Свойства и практическое применение нанокристаллических пленок оксида церия. *Максимчук Н. В., Шмырева А. Н., Борисов А. В.* 54

Свойства металлических контактов на пленках TiO<sub>2</sub>, изготовленных методом реактивного магнетронного распыления. *Брус В. В., Ковалюк З. Д., Марьянчук П. Д., Орлецкий И. Г., Майструк Э. В.* 60

Исследование стойкости слоев поликремния в КНИ-структурах при воздействии электронного облучения и сильного магнитного поля. *Ховерко Ю. Н.* 63

Зависимость диэлектрической проницаемости кристаллизующейся фазы стеклокерамики от времени спекания. *Дмитриев М. В., Еримичой И. Н., Панов Л. И.* 67

**Аннотации к статьям номера**

**Новые книги**

**Выставки. Конференции**

6, 21, 35, 39, 42, 50, 53, 62, 66  
14

# Нові компоненти для електронної апаратури

Діоди Ганна з InP з катодним контактом, що інжектує гарячі електрони. Частина 1. Міжфазні взаємодії в катодних контактах. *Болтовець М. С., Іванов В. М., Ковтонуков В. М., Раєвська Н. С., Беляєв О. Є., Бобиль А. В., Конакова Р. В., Кудрик Я. Я., Міленін В. В., Новіцький С. В., Шеремет В. М.* (3)

## Електронні засоби: дослідження, розробки

Методика діагностики електронних пучків середнього рівня потужності по перехідному випромінюванні. *Воробйов Г. С., Дрозденко О. О., Шульга Ю. В., Барсук І. В.* (7)

Підвищення надійності контакту тонкоплівкових резисторів.

*Лугін А. Н., Оземша М. М.* (11)

Оцінювання частотної межі допустимого використання наближених моделей ліній передачі при аналізованні кіл друкованих плат. *Сиротко В. П.* (15)

Автодинний спектрометр ядерного квадрупольного резонансу з рівномірною частотною шкалою. *Саміла А. П., Хандоожко А. Г., Хандоожко В. А.* (17)

## Сенсоелектроніка

Датчики інтегральної поглинутої дози іонізуювального випромінювання на основі МОН-транзисторів. *Перевертайло В. Л.* (22)

## Функціональна мікро- і наноелектроніка

Фізико-технологічні аспекти створення низьковольтних обмежувачів напруги на основі кремнію. *Рахматов А. З., Скорняков С. Л., Карімов А. В., Йодгорова Д. М., Абдулхасєв О. А., Бузруков У. М.* (30)

## Забезпечення теплових режимів

Вплив на теплопередачу в пульсацийній тепловій трубі її орієнтації в просторі. *Наумова А. М., Кравець В. Ю.* (36)

## Технологічні процеси та обладнання

Радіаційна технологія покращення омичних контактів до елементів електронної техніки. *Конакова Р. В., Колядина Е. Ю., Матвєєва Л. А., Нелюба П. Л., Шинкаренко В. В.* (40)

Технологія складання мікросхем на гнучкому полімідному носії. *Пліс Н. І., Вербицький В. Г., Жора В. Д., Волністов В. Н., Грунянська В. П., Сергєєва Н. М.* (43)

## Матеріали електроніки

Молекулярна модель та хімічний зв'язок телура. *Ащеулов А. А., Маник О. М., Маник Т. О., Білінський-Слотило В. Р.* (46)

Електричні та топологічні властивості плівок оксидів, термічно вироциених на підкладах InSe. *Катеринчук В. Н., Ковалюк З. Д., Хомяк В. В.* (51)

Властивості та практичне застосування нанокристалічних плівок оксиду церію. *Максимчук Н. В., Шмирева О. М., Борисов А. В.* (54)

Властивості металічних контактів на плівках TiO<sub>2</sub>, виготовлених методом реактивного магнетронного розпилення. *Брус В. В., Ковалюк З. Д., Мар'янчук П. Д., Орлецький І. Г., Майструк Е. В.* (60)

Дослідження стійкості шарів полікремнію в КНІ-структурах при дії електронного опромінення та сильного магнітного поля. *Ховерко Ю. М.* (63)

Залежність діелектричної проникності кристалізованої фази скло-кераміки від часу спікання. *Дмитрієв М. В., Єрмічой І. М., Панов Л. І.* (67)

# New elements for the electronic equipment

InP Gunn diodes with a cathode contact injecting hot electrons. Part 1. Interactions between phases in the cathode contacts. *Boltovets N. S., Ivanov V. N., Kovtonyuk V. M., Rayevskaya N. S., Belyaev A. E., Bobyl A. V., Konakova R. V., Kudryk Ya. Ya., Milenin V. V., Novitskiy S. V., Sheremet V. N.* (3)

## Electronic means: investigations, development

Method of middle-intensive electron beams diagnostics by means of transient radiation. *Vorobyov G. S., Drozdenko A. A., Shulga Y. V., Barsuk I. V.* (7)

Reliability growth of thin film resistors contact. *Lugin A. N., Ozemsha M. M.* (11)

Estimation of the frequency border for tolerable use of the approximate models of transmission lines at the circuit analysis of printed circuit boards. *Sirotko V. K.* (15)

The continuous wave NQR spectrometer with equidistant frequency scale. *Samila A. P., Khandozhko A. G., Khandozhko V. A.* (17)

## Senselectronics

Sensors of absorbed dose of ionizing radiation based on MOSFET. *Perevertaylo V. L.* (22)

## Functional micro- and nanoelectronics

Physicotechnological aspects of low-voltage suppressors development on the silicon base. *Rakhmatov A. Z., Skorniakov S. L., Karimov A. V., Yodgorova D. M., Abdulkhayev O. A., Buzrukov U. M.* (30)

## Ensuring of thermal modes

Effect of orientation on heat transfer in pulsating heat pipe. *Naumova A. M., Kravets V. Yu.* (36)

## Technological processes and equipment

Radiation technology for improvement of ohmic contacts to the electronic device elements. *Konakova R. V., Kolyadina E. Yu., Matveeva L. A., Nelyuba P. L., Shynkarenko V. V.* (40)

The technology of microcircuit assembly on flexible polyimide substrate. *Plis N. I., Verbitsky V. G., Zhora V. D., Volnistov V. N., Grun'yanskaya V. P., Sergeeva N. N.* (43)

## Materials of electronics

Tellurium molecular model and chemical bond. *Azcheulov A. A., Manyk O. N., Manyk T. O., Bilynskiy-Slotylo V. R.* (46)

Electrical and topological properties of oxides films grown thermally on InSe substrates. *Katerynychuk V. M., Kovaluk Z. D., Khomiak V. V.* (51)

Properties and practical application of thin CeO<sub>x</sub> films. *Maksimchuk N. V., Shmyreva A. N., Borisov A. V.* (54)

The properties of metal contacts on TiO<sub>2</sub> thin films produced by reactive magnetron sputtering. *Brus V. V., Kovaluk Z. D., Maryanchuk P. D., Orletsky I. G., Maystruk E. V.* (60)

Investigation of the stability of polysilicon layers in SOI-structures under irradiation by electrons and hard magnetic field influence. *Khoverko Yu. N.* (63)

Dependence of crystallizing phase dielectric permittivity on time of glass-ceramics sintering. *Dmitriyev M. V., Yerimichoy I. N., Panov L. I.* (67)

К. ф.-м. н. Н. С. БОЛТОВЕЦ, В. Н. ИВАНОВ, В. М. КОВТОНЮК, Н. С. РАЕВСКАЯ,  
 д. ф.-м. н. А. Е. БЕЛЯЕВ, д. ф.-м. н. А. В. БОБЫЛЬ, д. т. н. Р. В. КОНАКОВА,  
 к. т. н. Я. Я. КУДРИК, к. ф.-м. н. В. В. МИЛЕНИН, С. В. НОВИЦКИЙ, В. Н. ШЕРЕМЕТ

Украина, г. Киев, НИИ «Орион», ИФП им. В. Е. Лашкарёва НАНУ;  
 Россия, г. Санкт-Петербург, ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН  
 E-mail: konakova@isp.kiev.ua

Дата поступления в редакцию  
 22.06 2010 г.

Оппонент д. ф.-м. н. А. Ю. МИТЯГИН  
 (ИРЭ РАН, г. Москва)

## ДИОДЫ ГАННА ИЗ InP С КАТОДНЫМ КОНТАКТОМ, ИНЖЕКТИРУЮЩИМ ГОРЯЧИЕ ЭЛЕКТРОНЫ. ЧАСТЬ 1. МЕЖФАЗНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КАТОДНЫХ КОНТАКТАХ

*Предложена технология формирования низкобарьерного катодного контакта Au–Ge–InP, обеспечивающая такие же выходные параметры диодов Ганна как и катодные контакты, полученные по более сложной технологии.*

О возможности повышения эффективности арсенид-галлиевых и фосфид-индиевых диодов Ганна за счет использования инжектирующих горячие электроны катодных контактов сообщалось многими авторами [1–8]. Инжекция горячих электронов из обратнорасположенного катодного контакта, изготовленного в виде низкобарьерного диода Шоттки, существенно сокращает длину «мертвой зоны», — пространства, на котором электрон набирает энергию, достаточную для междолинного перехода и способствует повышению эффективности диодов Ганна. Сильное поле в области катода можно создать и другими методами, например используя в качестве контактов обратнорасположенный гетеропереход либо создавая контакты с тонким высокоомным слоем полупроводника в приконтактной области или туннельным  $p$ – $n$ –переходом [6, 9, 10]. Однако все эти методы весьма трудоемки и оставляют желать лучшего в части воспроизводимости параметров катодного контакта. Более предпочтительным в этом отношении является низкобарьерный контакт Шоттки, хотя создание такого контакта также проблематично, поскольку речь идет о формировании катодного контакта с высотой барьера Шоттки  $\phi_B \leq 0,4$  В к диодам Ганна на основе сравнительно широкозонных полупроводников GaAs и InP. Поэтому до настоящего времени остается актуальной задача создания низкобарьерного катодного контакта к  $n$ -GaAs(InP), инжектирующего горячие электроны. Особенно это существенно для InP-диодов Ганна, рабочий диапазон частот которых лежит в области  $\geq 100$  ГГц, где GaAs-диоды маломощны и малоэффективны [11].

Наиболее предпочтительным методом понижения высоты барьера является создание в приконтактной области  $n$ -InP тонкого  $n^+$ -слоя, обеспечивающего туннельное прохождение тока в контакте. При использовании в качестве контактообразующего слоя Ge или

его сплавов (например, AuGe) в процессе последующей термообработки  $n^+$ -слой формируется вследствие массопереноса Ge в InP [1, 8, 12, 13]. Такая технология изготовления катодного контакта весьма чувствительна как к режиму термообработки, так и к выбору материала диффузионного барьера, препятствующего межфазным взаимодействиям в контактной металлизации. В связи с этим целью данной работы было исследование межфазных взаимодействий в контактной металлизации и контактообразующем слое в зависимости от их состава и режима термообработки. Вторая часть работы будет посвящена изучению влияния указанных факторов на параметры катодного контакта и температурную зависимость контактного сопротивления.

### Образцы и методы исследования

Исследовались два типа образцов: тестовые структуры трех типов и диоды Ганна, изготовленные на основе  $n$ – $n^+$ – $n^{++}$ -структур фосфида индия с концентрацией носителей в  $n$ -слое  $(8\text{--}12) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и толщиной  $n$ -слоя 2,5–1,5 мкм. Толщина буферного  $n^+$ -слоя составляла 5–7 мкм, толщина  $n^{++}$ -подложки — 300 мкм. Концентрация носителей заряда в  $n^+$ InP и  $n^{++}$ InP составляла  $7 \cdot 10^{17}$  и  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , соответственно.

Тестовые структуры I типа имели двухслойную металлизацию Au–Ge– $n$ – $n^+$ – $n^{++}$ -InP с толщиной слоя Ge 300 Å, слоя Au 1000 Å.

Тестовые структуры II типа представляли собой также двухслойную металлизацию  $\text{TiB}_x$ –Ge– $n$ – $n^+$ – $n^{++}$ -InP с толщиной слоев Ge и  $\text{TiB}_x$  по 1000 Å каждый.

Тестовые структуры III типа имели трехслойную металлизацию Au– $\text{TiB}_x$ –Au– $n$ – $n^+$ – $n^{++}$ -InP с толщиной слоев по 1000 Å каждый.

Слои металлизации получали методом магнетронного напыления соответствующих материалов на подогретую до 100°C подложку InP.

До и после быстрой термической обработки (БТО) при температуре 400 или 500°C методом электронной Оже-спектроскопии измерялись профили распределения компонентов в слоях металлизации и на границе раздела с InP.

Диоды Ганна изготавливались на основе  $n$ – $n^+$ – $n^{++}$ -структуры InP с контактной металлизацией Au– $\text{TiB}_x$ –Au–Ge по технологии, описанной в [8]. СВЧ-пара-

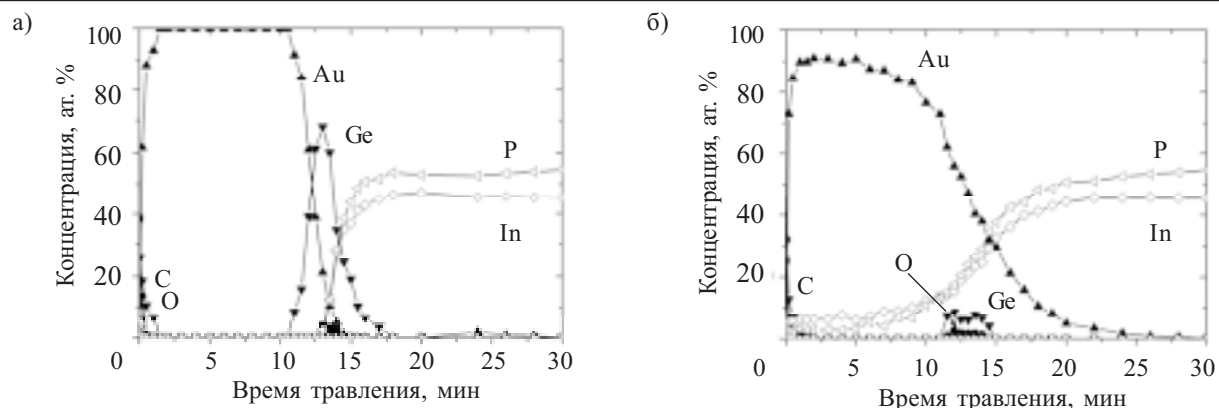


Рис. 1. Профили распределения компонентов в слоях Au-Ge- $n$ - $n^+$ - $n^{++}$ -InP до (а) и после БТО при 400°C в течение 60 с (б)

метры диодов измерялись на второй гармонике в температурном интервале  $-40...+60^\circ\text{C}$ .

#### Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены результаты Оже-профилирования контактной структуры, полученной напылением слоев Ge и Au на поверхность эпителки InP и подвергнутой отжигу при 400°C. Приведенные результаты отражают специфику влияния выбранного режима термообработки на распределение каждого из атомных компонентов структуры, что выражается в отличиях глубины проникновения Ge и Au в InP, и подтверждают известный факт о ключевой роли Au в протекании металлургических реакций в данной системе металлизации. Поскольку температура отжига превышает температуру разложения InP (325—365°C [14]) и, тем более, образования капель индия (температура плавления 156°C), а также температуру образования эвтектики Au-Ge (360°C [15]), сформированный контакт неоднороден по фазовому составу и, по всей вероятности, имеет зернистую структуру.

Как следует из данных рис. 1, при БТО имеет место селективное поглощение пленкой золота атомов In, что приводит к увеличению концентрации вакансий в решетке InP. Последние в свою очередь заполняются атомами германия, увеличивая концентрацию доноров в приповерхностной области полупроводника, аналогично тому, как это происходит в контактах AuGe- $n$ -GaAs. Детально механизм возникновения  $n^+$ -слоя был проанализирован в [16]. При этом могут быть реализованы два крайних случая:

а) с малой высотой потенциального барьера полупроводника;

б) с узкой областью пространственного заряда.

Сформированный контакт обладает омическими характеристиками, а его сопротивление зависит от концентрации носителей заряда и коэффициента прозрачности области пространственного заряда [17].

Сильнолегированный  $n^+$ -слой может быть сформирован и в отсутствие эффектов, связанных с плавлением и рекристаллизацией, которые имеют место в контактных структурах на основе Au-Ge. Это возможно при реализации диффузионной модели формирования контакта, базирующейся на твердофазных взаимодействиях контактообразующего слоя с полу-

проводником. Такой механизм формирования контакта происходит эффективно при высокой температуре отжига, что требует включения в систему контактной металлизации термостойких слоев с низким коэффициентом диффузии атомов контактообразующих материалов, так называемых диффузионных барьеров [18]. В качестве диффузионного барьера нами были использованы аморфные пленки  $\text{TiB}_x$ , в химическом составе которых имеется кислород, обуславливающий формирование пленки оксибирида титана  $\text{Ti}_x\text{B}_{1-x}\text{O}_y$ .

Приведенные на рис. 2 результаты исследований контактной структуры, изготовленной напылением

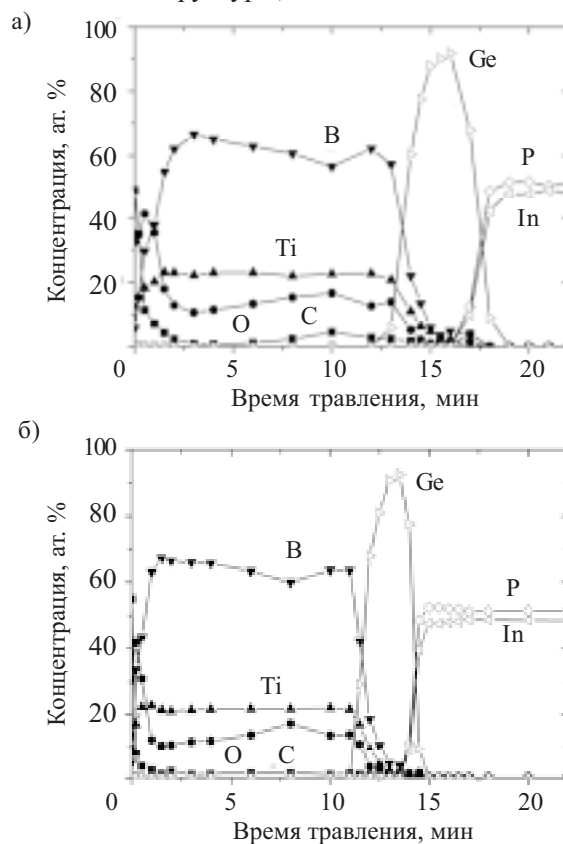


Рис. 2. Профили распределения компонентов в слоях  $\text{TiB}_x$ -Ge- $n$ - $n^+$ - $n^{++}$ -InP до (а) и после БТО при 500°C в течение 60 с (б)



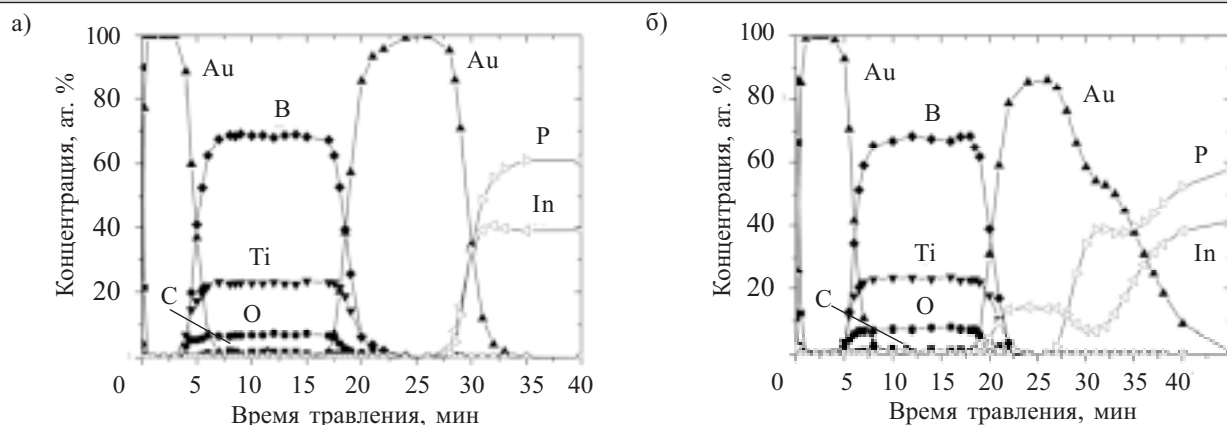


Рис. 3. Профили распределения компонентов в слоях Au-TiB<sub>x</sub>-Au-n-n<sup>+</sup>-n<sup>++</sup>-InP до (а) и после БТО при 400°C в течение 60 с (б)

Выходная мощность (в мВт) диодов Ганна при различной температуре для двух значений частоты

Частота, ГГц	Температура, °C										
	-40	-30	-20	-10	0	+10	+20	+30	+40	+50	+60
90	7,5	7,2	6,9	6,4	6,2	6,1	6,0	6,0	5,7	5,0	4,7
130	6,1	6,1	5,7	5,3	5,1	4,8	4,5	4,4	4,0	3,7	3,5

пленок германия и оксиборида титана на подложку InP, показали, что уже при нанесении контактообразующих слоев происходит некоторое размытие границы раздела Ge-InP, вызванное взаимодиффузией атомов Ge и компонентов полупроводника. Глубина диффузии Ge возрастает при проведении отжига, но протяженность легированного слоя не намного отличается от соответствующей величины в исходных образцах. По-видимому, это является следствием формирования на границе раздела слоя GeP<sub>2</sub>, как это отмечалось в [19], противодействующего диффузии Ge. Граница раздела «оксиборид титана — германий» является термически стабильной.

На основании данных рис. 2 можно заключить, что здесь имеет место легирование Ge приповерхностного слоя InP. Однако для увеличения протяженности легированного слоя необходимо использовать более высокую температуру отжига либо вводить в систему металлизации дополнительные материалы, способные повлиять на механизм формирования контакта, чтобы тем самым ослабить роль химического взаимодействия между Ge и P.

Из профилей распределения компонентов в слоях металлизации Au-Ti<sub>x</sub>B<sub>y</sub>O<sub>1-x-y</sub>-Au-n-n<sup>+</sup>-n<sup>++</sup>-InP, приведенных на рис. 3, видно, что граница раздела была размыта уже в исходном образце, а интенсивный массоперенос Au в InP с образованием сплавов In с Au в переходном слое Au-InP наблюдается после БТО при 400°C, о чем свидетельствует наличие полочек на профилях распределения Au и In. При этом граница раздела Au с оксиборидом титана и со стороны верхней металлизации, и со стороны контактообразующего

слоя остается термостабильной, как и в случае контакта оксиборида титана с германием.

Сравнение приведенных на рис. 1—3 профилей распределения компонентов в исходных и прошедших БТО контактах показывает, что эффективность массопереноса Ge в InP возрастает в присутствии Au. Следовательно, если в состав рассмотренной на рис. 2 слоевой структуры контакта ввести дополнительно пленку Au (Ge-Au-Ti<sub>x</sub>B<sub>y</sub>O<sub>1-x-y</sub>), то при том же режиме термообработки можно существенно изменить характер межфазных взаимодействий. Модель формирования контакта в этом случае будет отличаться от выше рассмотренной, базирующейся на твердофазных взаимодействиях. Введение Au усиливает роль возникающих на поверхности InP легкоплавких эвтектик Au-In, которые обуславливают более глубокое проникновение Ge в полупроводник [19]. Диоды Ганна, изготовленные с такой контактной металлизацией, генерировали СВЧ-колебания на второй гармонике в температурном интервале -40...+60°C. Их выходная мощность на частотах 90 и 130 ГГц представлена в таблице, что близко выходным параметрам InP-диодов Ганна разработанных по более сложной технологии в [11], а также диодов фирмы Quinstar Technology Inc. [20].

Оптимизация режимов БТО и параметров контактообразующего слоя позволит улучшить выходные параметры диодов и создать достаточно простую и экономичную технологию фосфид-индиевых диодов Ганна, что будет предметом наших дальнейших исследований. Следует отметить, что рассматриваемый контактообразующий слой для катодного контакта к

InP-диодам Ганна формирует на границе раздела с InP низкобарьерный контакт Шоттки, который при включении в обратном направлении инжектирует «горячие» электроны непосредственно в верхнюю долину. Подтверждением этому являются приведенные в таблице данные.

\*\*\*

Таким образом, предложенная технология формирования низкобарьерного катодного контакта Au–Ge–InP обеспечивает такие же выходные параметры диодов Ганна как и катодные контакты, полученные по более сложной технологии.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Hariu T., Shibata T. Optimum Schottky height for high-efficiency microwave transferred-electron diodes // *Proc. IEEE*.— 1974.— Vol. 63, N5.— P. 823—824.
2. Krishnan C. N., Sharan R. Injection control in TED's by metal- $n^+$ (thin)- $n$  cathode structure // *IEEE—Trans. Electron. Dev.*, 1971.— Vol.24, N10.— P. 1264—1265.
3. Kayiyama K., Sakata S., Mizushima Z. Schottky-barrier devices with low barrier height // *Electron. Lett.*, 1974.— Vol.62, N9.— P. 1287—1288.
4. Брянцева Т. А., Любченко В. Е., Юневич Е. О. Диоды Шоттки с пониженным барьером на основе тонкопленочных контактов Au+Ge/GaAs // *Радиотехника и электроника*.— 1995.— Т. 40, №8.— С.1306—1310.
5. Дубровский В. Н., Карасев А. С., Киреев О. А. Экспериментальное исследование контактов с малой высотой барьера к  $n$ -GaAs // *Радиотехника и электроника*.— 1987.— Т. 32, №3.— С. 612—616.
6. Аркуша Ю. В. Катодные контакты для коротких диодов Ганна // *Матер. 6-й Междунар. крым. микроволн. конф. «КрымКо-96»*.— Украина, г. Севастополь.— 1996.— С. 325—327.
7. Касаткин Л. В., Чайка В. Е. Полупроводниковые устройства диапазона миллиметровых волн.— Севастополь: Вебер, 2006.
8. Иванов В. Н., Ковтонюк В. М., Раевская Н. С., Николаенко Ю. Е. Особенности технологии и конструирования InP диодов Ганна // *Техника и приборы СВЧ*.— 2009.— №1.— С. 31—33.
9. Аркуша Ю. В., Прохоров Э. Д., Стороженко И. П. Высоко-частотные физические процессы в диоде Ганна с туннельным катодом. // *Матер. 6-й Междунар. крым. микроволн. конф. «КрымКо-96»*.— Украина, г. Севастополь.— 1996.— С. 322—324.
10. Forster A., Stock J., Montanari S. et. al. Fabrication and characterization of GaAs Gunn diode chips for application at 77 GHz in automotive industry. // *Sensors*.— 2006.— N6.— P. 2371—2378.
11. Eisele H., Kamoua R., Submillimeter-wave InP Gunn devices // *IEEE Trans. MTT*.— 2004.— Vol. 52, N10.— P. 2371—2378.
12. Morais J., Fazan T. A., Landrs R., Sato E. A. S. Ohmic contacts formation on  $n$ -InP // *J. Appl. Phys.*— 1996.— Vol. 79, N9.— P. 7058—7061.
13. Dixon-Warren St. J., Zhang S., Kuchibhatla R. et.al. Sputtered full-wafer backside metallization for  $n$ -type InP: effect of temperature annealing // *Thin Solid Films*.— 2005.— Vol. 472, N1.—2.— P. 76—83.
14. Венгер Е. Ф., Конакова Р. В., Коротченков С. Г. и др. Межфазные взаимодействия и механизм диффузии в структурах металл—InP и металл—GaAs.— Киев: Научная книга, 1999.
15. Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. Т. 1 / Пер. с англ. под ред. И. И. Новикова и Н. Л. Рогельберга.— М.: Изд. Научн.-техн. инст. по черной и цветной металлургии, 1962.
16. Борковская О. Ю., Дмитрук Н. Л., Ермолович И. Б., Конакова Р. В., Миленин В. В. Влияние  $\gamma$ -облучения  $^{60}\text{Co}$  на формирование омических контактов в структурах металл—GaAs ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ) // *ЖТФ*.— 2004.— Т. 74, вып. 3.— С. 44—49.
17. Стриха В. И. Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник.— Киев: Наукова думка, 1974.
18. Агеев О. А., Беляева Б., Болтовец Н. С. и др. Фазы внедрения в технологии полупроводниковых приборов и СБИС.— Харьков: НТК Институт монокристаллов, 2008.
19. Wen Chang Huang, Tan Fu Lei, Chung Len Lee. AuGePt ohmic contact to  $n$ -type InP. // *J. Appl. Phys.*— Vol. 79, N 12.— 1996.— P. 9200—9205.
20. <http://www.quinsrar.com>

#### НОВЫЕ КНИГИ

#### НОВЫЕ КНИГИ

Акиншин Н. С., Быстров Р. П., Румянцев В. Л., Соколов А. В. Миллиметровая радиолокация: методы обнаружения негауссовских сигналов.— М.: Радиотехника, 2010.— 528 с.

Освещены вопросы распространения радиоволн миллиметрового диапазона, характеристики отражения наземных объектов, а также потенциальные возможности радиолокационных систем в короткой части миллиметрового диапазона радиоволн. Показаны альтернативные варианты построения и оценены параметры активных РЛС обнаружения наземных объектов. Рассмотрено понятие информационных возможностей РЛС обнаружения наземных объектов, охарактеризованы перспективные методы обработки радиолокационных сигналов. Особое внимание при этом уделено моделированию отраженного негауссовского радиолокационного сигнала и методам обнаружения негауссовских сигналов. Приведен анализ состояния элементной базы радиолокационной техники миллиметрового диапазона. Для научных работников, инженеров, преподавателей и студентов вузов по общетеоретическим и прикладным вопросам радиотехники и радиофизики.



Д. ф.-м. н. Г. С. ВОРОБЬЕВ, к. ф.-м. н. А. А. ДРОЗДЕНКО,  
Ю. В. ШУЛЬГА, И. В. БАРСУК

Украина, Сумский государственный университет  
E-mail: vp@sumdu.edu.ua

Дата поступления в редакцию  
12.04 2010 г.

Оппонент к. т. н. И. А. ДАНОВИЧ  
(НИИ «Орион», г. Киев)

## МЕТОДИКА ДИАГНОСТИКИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ СРЕДНЕГО УРОВНЯ МОЩНОСТИ ПО ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

*Обобщена методика диагностики ленточных и аксиально-симметричных электронных пучков по переходному излучению, возникающему при падении электронов на металлическую мишень. Проанализированы характеристики трех типов приемников излучения.*

В настоящее время электронные пучки (ЭП) широко используются для физических исследований, в различных промышленных технологических установках и разнообразных электровакуумных приборах СВЧ. В связи с этим требуется максимум информации о пространственной конфигурации и микро-структуре ЭП при эксплуатации электрофизических устройств различного вида.

Проведенный в [1, 2] анализ показывает, что по сравнению с традиционными методами диагностики пучков перспективным является метод использования переходного излучения, возникающего при падении электронов на металлическую мишень. При его использовании, в отличие от наиболее распространенного метода диафрагмы [3], отсутствуют ограничения на геометрические размеры анализатора. Наиболее отработанным и широко распространенным при

регистрации переходного излучения с поверхности мишени является фотометод [1]. Однако наряду с высокой разрешающей способностью он имеет низкую оперативность обработки экспериментальных данных, что в ряде случаев затрудняет его применение. Поэтому задача обобщения полученных ранее результатов исследования ЭП по переходному излучению и сравнительного анализа средств его регистрации с целью выбора оптимального является актуальной. Ее решению и посвящена настоящая работа.

### Схемы регистрации переходного излучения

Экспериментальные исследования переходного излучения с поверхности металлической мишени подтвердили прямую пропорциональность его интенсивности на заданной длине волны величине энергии бомбардирующих электронов и слабую зависимость интенсивности от материала металлической мишени. Это послужило основой реализации фотометода для диагностики ленточных пучков [1], который получил дальнейшее развитие при исследовании статических характеристик аксиально-симметричных пучков [2, 4].

Рассмотрим структурные схемы регистрации переходного излучения, возникающего при падении электронов на металлическую мишень. Схема на рис. 1, а реализует диагностику ленточного ЭП, ко-

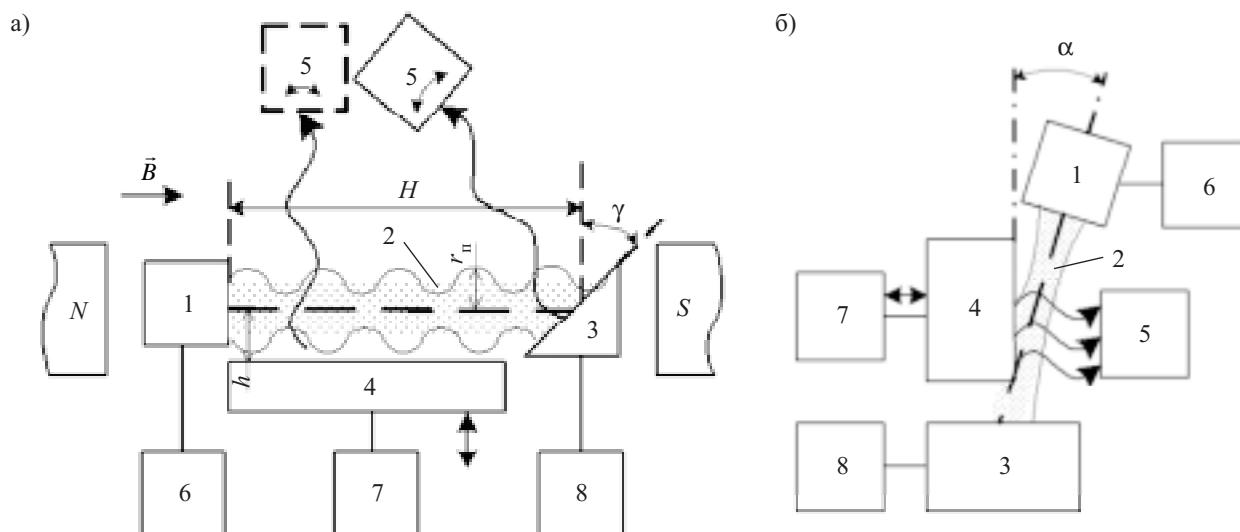


Рис. 1. Структурные схемы регистрации переходного излучения для ленточных (а) и аксиально-симметричных (б) ЭП: 1 — электронная пушка; 2 — ЭП; 3 — мишень; 4 — дополнительная подвижная мишень; 5 — приемник излучения; 6, 7, 8 — измерители тока

торый формируется, например, диодной пушкой в сопровождении магнитного фокусирующего поля. Схема на рис. 1, б предназначена для диагностики аксиально-симметричного сходящегося ЭП при его фокусировке электростатическими линзами [2].

В первом варианте (рис. 1, а) плоскопараллельный ЭП 2 формируется электронной пушкой 1 и сопровождается продольным магнитным полем с индукцией  $\vec{B}$ , которое определяет появление пульсаций пучка в пространстве движения. На расстоянии  $H$  от катода под углом к оси ЭП установлена полированная медная мишень 3 (значение угла  $\gamma$  определяется удобством вывода излучения из вакуумной камеры для последующей его регистрации и обработки информации, а также уровнем удельной мощности ЭП). Расстояние  $H$  — порядка 10—20 значений длины волны статических пульсаций пучка, что позволяет путем незначительного изменения анодного напряжения пушки или величины магнитного поля проследить на мишени все фазы пульсации ЭП в его поперечном сечении. Для регистрации излучения в процессе движения ЭП вдоль электродинамической системы установлена дополнительная подвижная мишень 4, которая в реальных приборах СВЧ может представлять собой, например, плоскую периодическую структуру различных модификаций. Если расстояние  $h$  от мишени 4 до оси ЭП больше радиуса  $r_n$  амплитуды пульсаций электронов в продольном магнитном поле (см. рис. 1, а), то электроны, не оседая на ее поверхности, полностью попадают на мишень 3 и возбуждают переходное излучение, интенсивность которого регистрируется приемником 5, установленным с возможностью углового перемещения. Радиус  $r_n$  определяется известным в электронной оптике [5, с. 55]

выражением  $r_n = \sqrt{\frac{2m}{e}} \frac{\sqrt{U}}{B} \text{tg}\gamma_0$ , где  $m$ ,  $e$  — соответственно масса и заряд электрона;  $U$  — ускоряющее напряжение;  $B$  — магнитная индукция;  $\gamma_0$  — угол влета электронов в магнитное поле на выходе из анода.

С уменьшением расстояния  $h$  до значений, меньших

$r_n$ , электроны начинают бомбардировать плоскость мишени 4, также вызывая переходное излучение под углом, который отличен от угла  $\gamma$ . При этом возможна регистрация реальной картины статических пульсаций ЭП в пространстве дрейфа, что показано в [1]. Фиксирование катодного тока пушки и токов на мишенях 3 и 4 производят измерителями 6, 7 и 8.

Во втором варианте (рис. 1, б) схема регистрации переходного излучения упрощается за счет осевой симметрии ЭП и отсутствия магнитного поля в области электродов пушки [2]. Сходящийся аксиально-симметричный ЭП 2 формируется пушкой 1, установленной с возможностью углового перемещения относительно плоскостей неподвижной 3 и подвижной 4 мишеней. Значение угла  $\alpha$  определяется из условия  $\alpha \geq \arcsin(L/R)$ , где  $L$  — длина рабочей поверхности мишени 4;  $R$  — характерный размер пучка в сечении. Для заданного режима работы пушки подвижную мишень устанавливают в исходное положение, определяемое равенством токов на ней и на неподвижной мишени, что свидетельствует о расположении нижней границы подвижной мишени на оси пучка. Устанавливая подвижную мишень в месте заданного сечения электронного пучка, производят фиксирование катодного тока и токов на обеих мишенях измерителями 6, 7 и 8, регистрируя интенсивность переходного излучения приемником 5. Подробное описание вакуумной системы макета анализатора ЭП, показанного на рис. 1, б, приведено в [4, 6].

Представленные на рис. 2 результаты фоторегистрации излучения ленточного и аксиально-симметричного ЭП наглядно демонстрируют качественное распределение плотности тока пучка в его поперечном сечении. Рис. 2, а, б показывают профиль пучка в минимуме и максимуме пульсаций, соответственно. Рис. 2, в соответствует режиму работы пушки с высокой неоднородностью эмиссии катода, которая может быть связана как с длительностью работы катода, так и с его дефектами. Рис. 2, г получен в процессе пульсаций ЭП на подвижной мишени при сопровождении его магнитным полем на металлической периодической структуре. Интенсивность свечения ак-

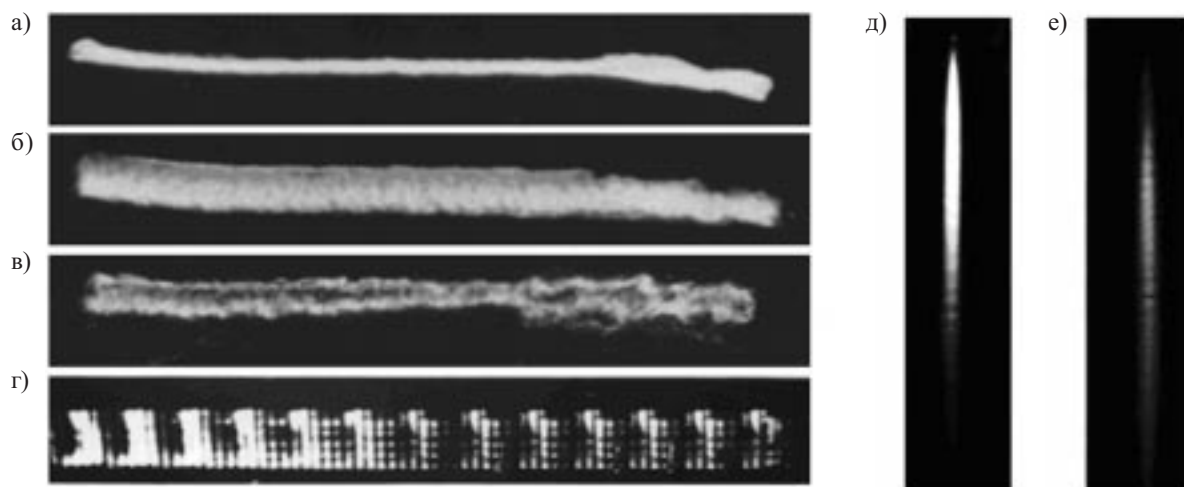


Рис. 2. Фоторегистрация свечения ленточного пучка на неподвижной и подвижной мишенях (а—г) и аксиально-симметричного пучка на подвижной мишени (д, е)



Характеристики основных типов приемников переходного излучения

Параметры	Фотокамера	Видеокамера	Цифровая фотокамера
Приемный элемент	фотопленка	ПЗС (CCD)-матрица	КМОП (CMOS)-матрица
Объектив	Микропланар	Микропланар	MP-E65 f/2.8 1-5x Macro
Увеличение	×5	×5	×5
Эффективное количество точек по сечению ЭП*	$10^4$ — $10^5$	$10$ — $10^2$	$10^2$ — $10^3$
Время обработки информации	несколько часов	реальное время исследований	несколько минут

\* Под эффективным количеством точек следует понимать количество точек, составляющих свечение ЭП (рис. 2), которое, как правило, не превышает 25% от разрешающей способности камеры.

сиально-симметричного ЭП на подвижной мишени показана для двух предельных расстояний от последнего анода пушки — в области кроссовера пучка (рис. 2, д) и в области его расфокусировки и уменьшения плотности (рис. 2, е).

Приведенные на рис. 2 фрагменты изображений следа свечения пучков были получены традиционной фотокамерой. Существуют и другие виды приемников излучения.

#### Анализ приемников излучения и методов обработки информации

Выбор типа приемника излучения определяется требованиями, предъявляемыми к точности анализа микроструктуры электронного пучка: погрешности измерений, скорости обработки данных, наглядности полученной информации и т. д. К настоящему времени для регистрации переходного излучения с поверхности мишени наиболее широкое применение нашли три типа приемников — фотокамера, видеокамера и цифровая фотокамера.

Основной задачей при измерении параметров электронного пучка фотокамерой является регистрация на фотопленке относительной интенсивности излучения, возникающего на полированной медной мишени. Для этого используются апробированные экспериментальные методы и специальная фотометрическая аппаратура [1, 2, 4, 6], что позволяет с максимальной точностью определить микроструктуру электронных пучков.

Телевизионный метод регистрации видеокамерой [7] позволяет исключить из процесса измерения промежуточный этап — специальную обработку фотопленки и расшифровку изображений на ней. Тем не менее, видеокамера зачастую не может удовлетворить требованиям точности измерений, особенно в сфере научных исследований. А если речь идет о слабых ЭП (т. е. о низкой интенсивности свечения пучка), то применение видеокамеры становится невозможным.

Скорость анализа интенсивности свечения при сохранении достаточно высокой точности измерений существенно увеличивается, если для регистрации излучения использовать цифровую фотокамеру, подключенную напрямую к современному высокопроизводительному компьютеру, управляющая программа которого позволяет проводить анализ изображения переходного излучения в автоматическом режиме и накапливать результаты измерений. Однако и у этого метода регистрации есть недостатки, связанные с вы-

бором типа цифровой камеры, которая должна иметь профессионально-качественную оптическую систему и линейную либо программируемую светочувствительность матрицы.

Сравнительный анализ изображений ЭП, полученных разными приемниками, показал, что максимальная точность достигается с помощью традиционной фотокамеры, что подтверждается данными из **таблицы**. Однако время обработки информации за счет проявления и сканирования фотопленки достигает нескольких часов. Видеокамера может обеспечить высокую оперативность получения информации, например, при визуальном контроле качества высокоинтенсивных пучков в поточном производстве электронных пушек. Цифровая камера обладает средним уровнем разрешающей способности и высокой оперативностью обработки информации, и ее использование может быть рекомендовано при проведении научно-исследовательских работ по разработке новых типов электронно-оптических систем.

#### Результаты экспериментальных исследований

Апробация методик диагностики ЭП с применением описанных выше трех типов приемников переходного излучения была проведена путем измерения статических параметров ленточных и аксиально-симметричных пучков, используемых в вакуумных СВЧ-приборах среднего уровня мощности.

Так, например, в устройствах типа генераторов дифракционного излучения и ламп обратной волны применяются ленточные электронные пучки, формируемые электронно-оптической системой диодной пушки с магнитным сопровождением потока [8, с. 14]. Поскольку такая электронно-оптическая система полностью помещается в магнитное поле, векторы скорости электронов в пучке под воздействием тех или иных причин уже на выходе из катода имеют составляющие, перпендикулярные магнитному полю, их движение происходит по винтовым траекториям, а контур электронного пучка периодически пульсирует относительно некоторого равновесного уровня. Поэтому информация о пучке важна как в максимуме, так и в минимуме статических пульсаций.

Аксиально-симметричные электронные пучки, в основном, используются в усилителях СВЧ-диапазона волн со спиральными замедляющими системами и на цепочках связанных резонаторов. В таких устройствах пучок формируется трехэлектродной пушкой со сходящимся потоком и вводится в замедляющую

систему, где фокусируется периодическим магнитным полем. Поскольку в таких устройствах для оптимальной фокусировки пучка ввод его в магнитную систему должен осуществляться в области кроссовера, информация о статических параметрах электронного пучка за вторым анодом является особенно важной при конструировании прибора.

Проведенные исследования распределения плотности тока электронных пучков на примере описанных выше систем их формирования показали, что плотность тока существенно неоднородна по площади поперечного сечения пучков. Причиной такой неоднородности является поперечная составляющая вектора скорости электронов, что может быть вызвано тепловыми эффектами, линзовыми эффектами анодного отверстия, силами пространственного заряда и перекосом электродов пушки.

Так, из приведенных на **рис. 3** графиков видно, что даже в случае использования катода, не имеющего дефектов (кривые 1 и 2), плотность тока существенно неоднородна, что особенно проявляется в максимуме статической пульсации. Подобное явление наблюдается как при работе катода в режиме ограничения тока пространственным зарядом, так и в режиме полного отбора тока. Следовательно, неоднородность распределения плотности тока по сечению пучка может быть обусловлена и неоднородностью эмиссии катода, и расслоением пучка в пространстве дрейфа, усиливающимся с ростом плотности тока. Этот факт указывает на то, что в тонких пучках с высокой плотностью тока одним из основных факторов, определяющих структуру пучка, являются силы пространственного заряда.

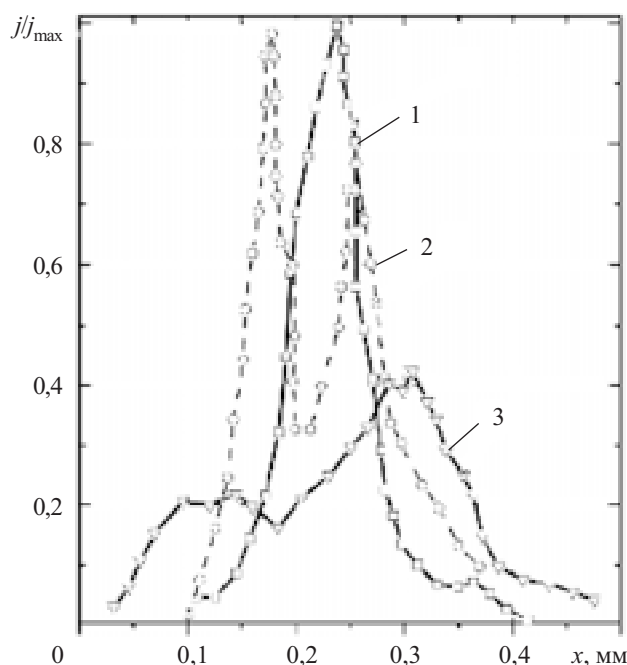


Рис. 3. Усредненные значения распределения плотности тока по толщине однородного ленточного пучка электронов в минимуме (1) и максимуме (2) статической пульсации, а также пучка при высокой неоднородности эмиссии в минимуме пульсации (3)

В значительно меньшей степени перечисленные факторы влияют на неоднородность плотности тока аксиально-симметричных электронных пучков, что связано со спецификой их формирования — наличием аксиально-симметричной оптики и отсутствием магнитного поля в области формирования пучка [2, 6, 7].

Реперное сравнение эксперимента с численным моделированием траекторий движения аксиально-симметричных ЭП, проведенное по методике, изложенной в [9], подтвердило достоверность полученных результатов.

### Заключение

Приведенные схемы регистрации переходного излучения при диагностике ленточных и аксиально-симметричных пучков при соответствующей модификации могут быть также использованы для диагностики ЭП других профилей. Наиболее высокую точность измерения обеспечивает фотокамера, позволяющая фиксировать излучение на фотографии с накоплением, через увеличение экспозиции. Нижний предел разрешающей способности фотокамеры обусловлен временем экспонирования, не превышающим минуты, и может быть существенно снижен за счет увеличения светосилы оптической системы. Применение цифровой камеры позволяет значительно ускорить и частично автоматизировать обработку изображений переходного излучения с достаточно высокой точностью результатов измерения. При использовании видеокамеры обработка информации происходит практически в реальном времени, однако при этом разрешающая способность уменьшается в несколько десятков раз по сравнению с цифровой камерой.

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Балаклицкий И. М., Белоусов Е. В., Корж В. Г. Фотометод исследования электронных пучков с высокой удельной мощностью // Изв. вузов. Радиоэлектроника. — 1982. — Т. 25, № 5. — С. 38—42.
2. Воробьев Г. С., Нагорный Д. А., Пушкарев К. А. и др. Фотометод диагностики аксиально-симметричных электронных пучков // Изв. вузов. Радиоэлектроника. — 1998. — № 6. — С. 59—64.
3. Александров Г. И., Заморозков Б. М., Калинин Ю. А. и др. Методы экспериментального исследования структуры электронных пучков приборов О- и М-типов // Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ. — 1973. — Вып. 8 (108). — С. 79—100.
4. Пат. 2008731 С1 РФ. Способ определения статических характеристик электронных пучков малого сечения и устройство для его осуществления / Е. В. Белоусов, Г. С. Воробьев, В. Г. Корж и др. — 28.02.94.
5. Алямовский М. В. Электронные пучки и электронные пушки. — М.: Советское радио, 1966.
6. Белоусов Е. В., Воробьев Г. С., Корж В. Г. и др. Анализатор электронного пучка // Приборы и техника эксперимента. — 1996. — № 6. — С. 137—138.
7. Воробьев Г. С., Дрозденко А. А., Нагорный Д. А., Рыбалко А. А. Система регистрации переходного излучения оптического диапазона для измерения статических параметров электронных пучков в СВЧ-приборах // Изв. вузов. Радиоэлектроника. — 2008. — Т. 51, № 7. — С. 22—29.
8. Генераторы дифракционного излучения / Под ред. В. П. Шестопалова. — К.: Наук. думка, 1991.
9. Vorobyov G. S., Drozdenko A. A., Ponomaryov A. G. Numerical analysis of static characteristics of axially symmetric electron beams in microwave devices // Radioelectronics and Communications Systems. — 2006. — N 6 (49). — P. 7—10.

К. т. н. А. Н. ЛУГИН, М. М. ОЗЕМША

Россия, г. Пенза, ФГУП «НИИ ЭМП»  
E-mail: niiemp025@yandex.ru

Дата поступления в редакцию  
19.04 2010 г.

Оппонент д. т. н. В. Г. СПИРИН  
(Арзамасский политехнический институт)

## ПОВЫШЕНИЕ НАДЕЖНОСТИ КОНТАКТА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ РЕЗИСТОРОВ

*Предложена конструкция контакта, позволяющая снизить пиковые значения тока и мощности рассеяния и тем самым повысить устойчивость резистора к параметрическим и катастрофическим отказам.*

Повышение надежности тонкопленочного контакта уже более сорока лет остается актуальной задачей при проектировании тонкопленочных резисторов и схем на их основе [1—5]. При этом основное внимание уделяется двум задачам — снижению плотности тока и снижению мощности рассеяния в слоях контакта.

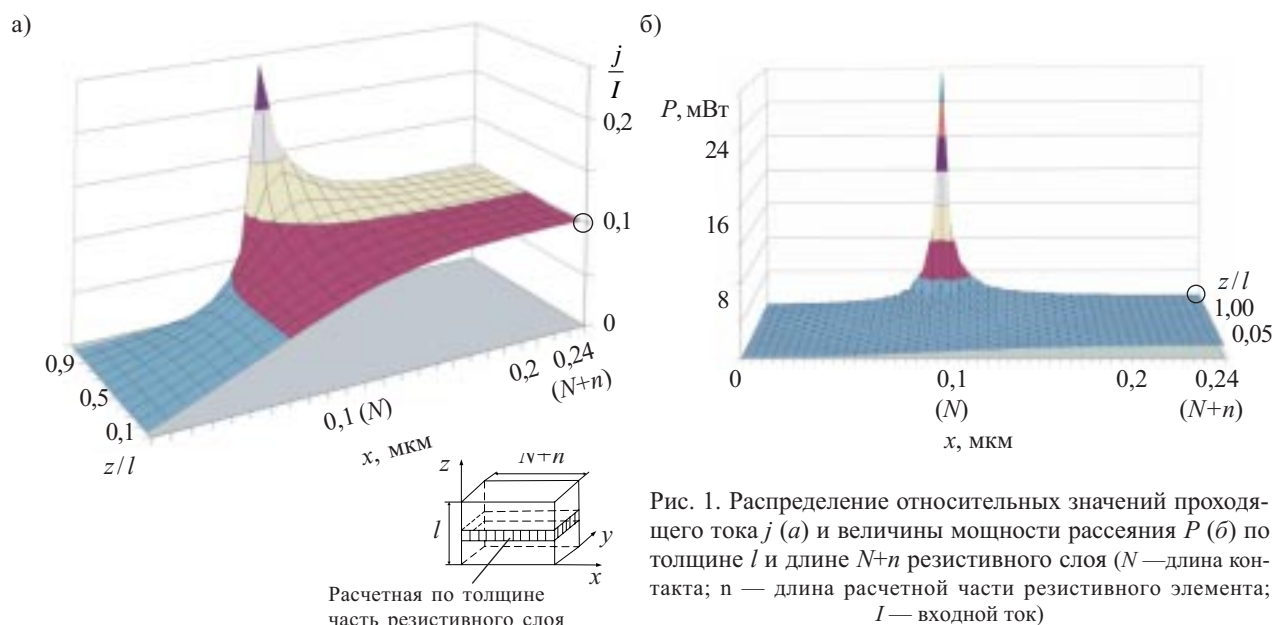
Увеличение плотности тока и мощности рассеяния из-за Джоулева тепла приводит к электромиграции и электродиффузии и впоследствии к катастрофическому отказу («перегоранию» резистора). С улучшением электрических характеристик резисторов и, прежде всего, со снижением допускаемого отклонения сопротивления и значения ТКС указанные факторы начали выступать также в роли дестабилизирующих.

Тенденция к все большей миниатюризации аппаратуры нашла свое отражение в требованиях к снижению габаритов изделий, выполненных, в частности,

по тонкопленочной технологии, а следовательно, и к уменьшению размеров их контактов, что приводит к увеличению плотности тока и мощности рассеяния в контакте. Поэтому изучение процессов, характеризующих рабочее состояние контакта, анализ его конструкции и выработка способов оптимального проектирования стали еще более актуальными.

Как показано в [6, 7], при совершенствовании контакта тонкопленочного резистора имеет смысл рассматривать те участки контакта, в которых удельная мощность рассеяния и плотность тока превышают удельную мощность рассеяния и плотность тока резистора. К таким участкам относится наноразмерная зона резистивного слоя на границе «контакт — резистивный элемент», в которой, как видно из **рис. 1**, указанные параметры многократно превышают расчетные значения [7]. (Здесь и далее на рисунках расчетные значения соответствующих величин в резистивном элементе отмечены кружком).

Наиболее эффективным способом снижения мощности рассеяния считается применение так называемых «гантельных» резисторов, когда приграничная к контакту часть резистивного элемента имеет расширение в зоне контакта [8—10]. Это, однако, приводит к увеличению габаритов резистора.



Авторы [4] предлагают увеличивать толщину резистивного слоя под металлизацией контакта. Однако расчет по изложенной в [6] методике показывает, что из-за такого утолщения появляется дополнительный участок прохождения тока, что приводит к увеличению мощности рассеяния. В [3] применено четырехвыводное включение резистора, но в этом случае исключается только параметрический отказ, а причины возможного «перегорания» резистора не устраняются. В [11] предлагается введение барьерного слоя между металлизацией и резистивным слоем, однако это не устраняет причины возникновения ни катастрофического отказа резистора из-за перегорания, ни параметрического отказа из-за воздействия повышенной температуры от Джоулева тепла.

В [6] показано, что снизить плотность тока и мощность рассеяния в приграничной зоне без увеличения габаритных размеров контакта можно, снизив удельное сопротивление материала резистивного слоя. Но этот прием имеет два недостатка: во-первых, увеличивается длина резистивной линии и, соответственно, габариты резистора; во-вторых, не всегда имеются резистивные материалы с заданным удельным сопротивлением и требуемыми электрическими характеристиками по временной и температурной стабильности.

Для поиска приемлемого решения в настоящей работе были проведены исследования при условии, что имеется резистивный материал, характеризующийся определенными высокими электрическими характеристиками в некотором диапазоне удельных поверхностных сопротивлений.

На основе методики [6] были получены значения мощности рассеяния в резистивном слое контакта в зависимости от толщины резистивной пленки. Было установлено, что с увеличением толщины резистив-

ного слоя при одном и том же объемном удельном сопротивлении (т. е., по сути, с уменьшением удельного поверхностного сопротивления  $\rho$ ) уменьшается как суммарная по толщине мощность рассеяния, так и мощность рассеяния в верхнем слое пленки. Как видно из **рис. 2**, это уменьшение происходит по гиперболическому закону, т. е. основное снижение мощности происходит при увеличении толщины пленки до некоторого значения, после которого она практически не изменяется. Этот факт позволил предложить конструкцию и технологию контакта тонкопленочного резистора, в котором без увеличения габаритных размеров достигается снижение мощности рассеяния в приграничной зоне «контакт — резистивный элемент».

Отличительной особенностью предлагаемой конструкции является образование ступеньки — увеличение толщины резистивного слоя под контактом и в приграничной к контакту зоне резистивного элемента на длине не менее тройной толщины резистивного слоя, как это показано на **рис. 3** (конструкции контакта представлены с учетом допущения, что слои не имеют клина травления, поскольку это упрощает расчет, а формирование таких конструкций возможно — оно обеспечивается прогрессивными методами «сухого травления»). Снижение уровня рассеиваемой мощности, а также пикового тока при применении контакта такой конструкции подтверждается результатами расчета, представленными на **рис. 4, 5**.

Для реализации предложенной конструкции контакта тонкопленочного резистора можно использовать «сухое», например ионное, травление резистивного слоя на заданную глубину. При этом становится возможным применение одного и того же материала для всего резистивного слоя — как под металлизацией в зоне контакта резистивного элемента, так и в резистивном элементе в целом [12].

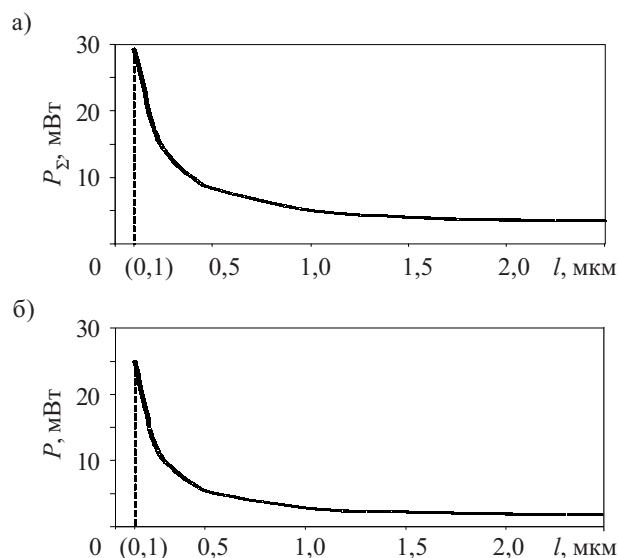


Рис. 2. Зависимость суммарной по толщине мощности рассеяния  $P_{\Sigma}$  (а) и мощности рассеяния в верхнем слое резистивной пленки  $P$  (б) от толщины резистивного слоя (расчеты проводились для одинаковой толщины верхнего слоя, которая принималась равной  $0,1l_{\min}$ , т. е.  $0,01 \mu\text{м}$ )

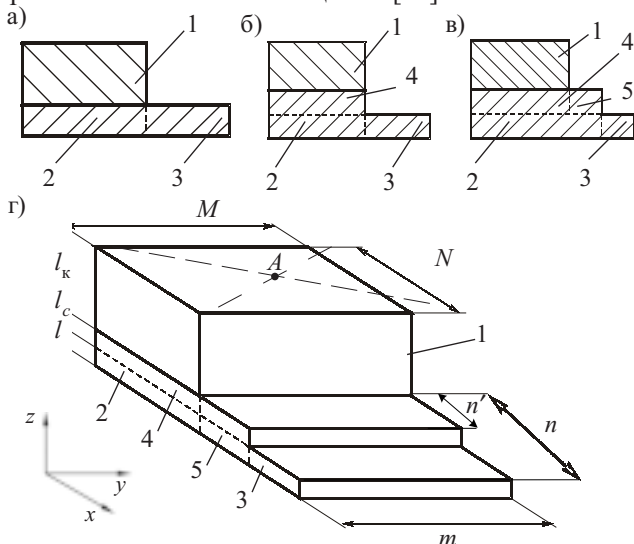


Рис. 3. Сечение контакта тонкопленочного резистора, нашедшего наибольшее применение (а), представленного в [4] (б) и предлагаемого в настоящей работе (в),

а также объемное изображение последнего (г):

1 — металлизация; 2, 4, 5 — резистивный слой (резистивная пленка); 3 — основная часть резистора (резистивный элемент); А — точка присоединения соединительного проводника и входа тока  $I$  в контакт



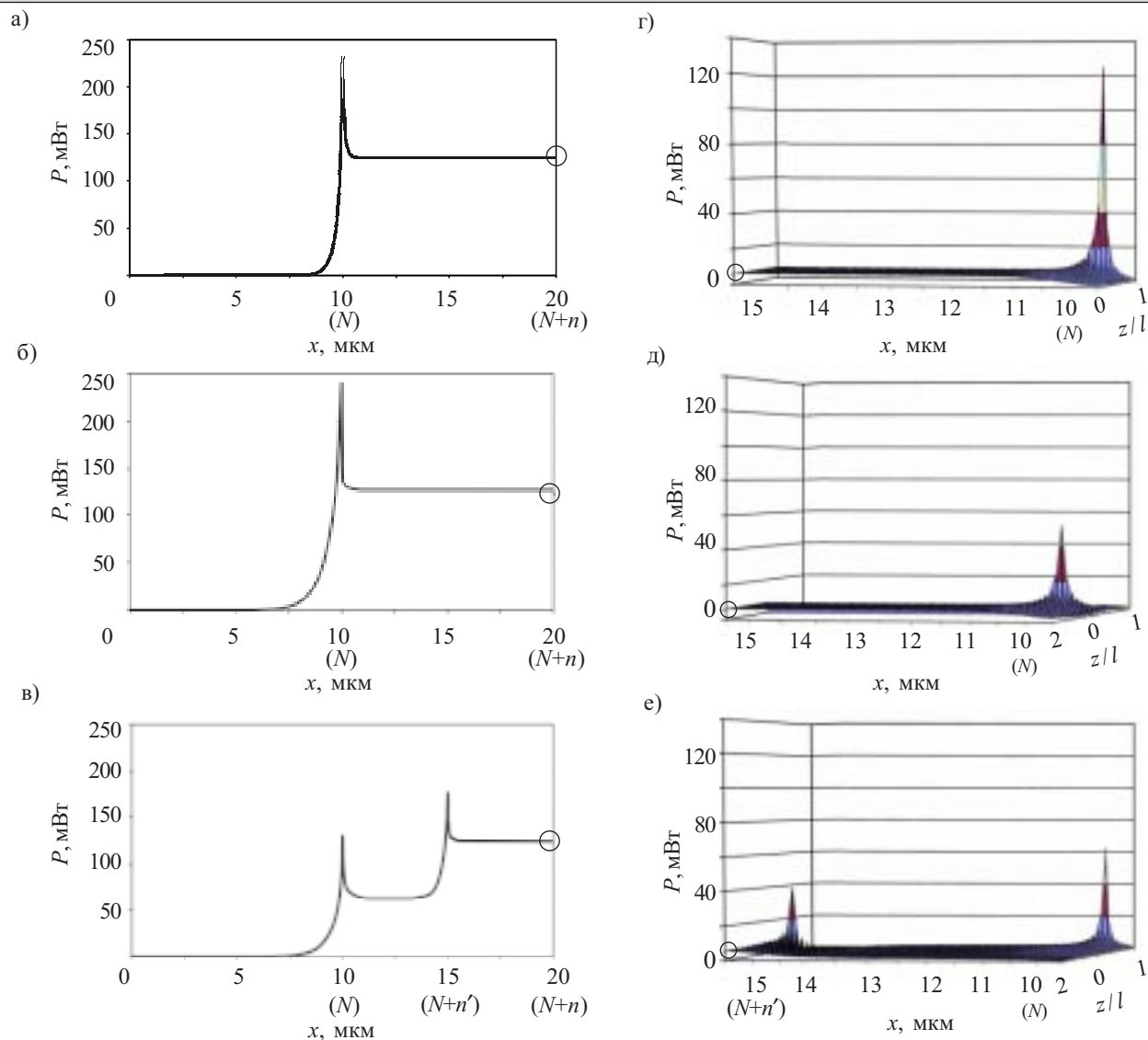


Рис. 4. Распределение суммарной мощности рассеяния  $P_{\Sigma}$  в резистивном слое по его длине (а, б, в) и мощности  $P$  по его толщине и длине (г, д, е) для конструкции на рис. 5, а, б, в, соответственно, при  $I = 1$  мА, и исходных данных, приведенных в таблице

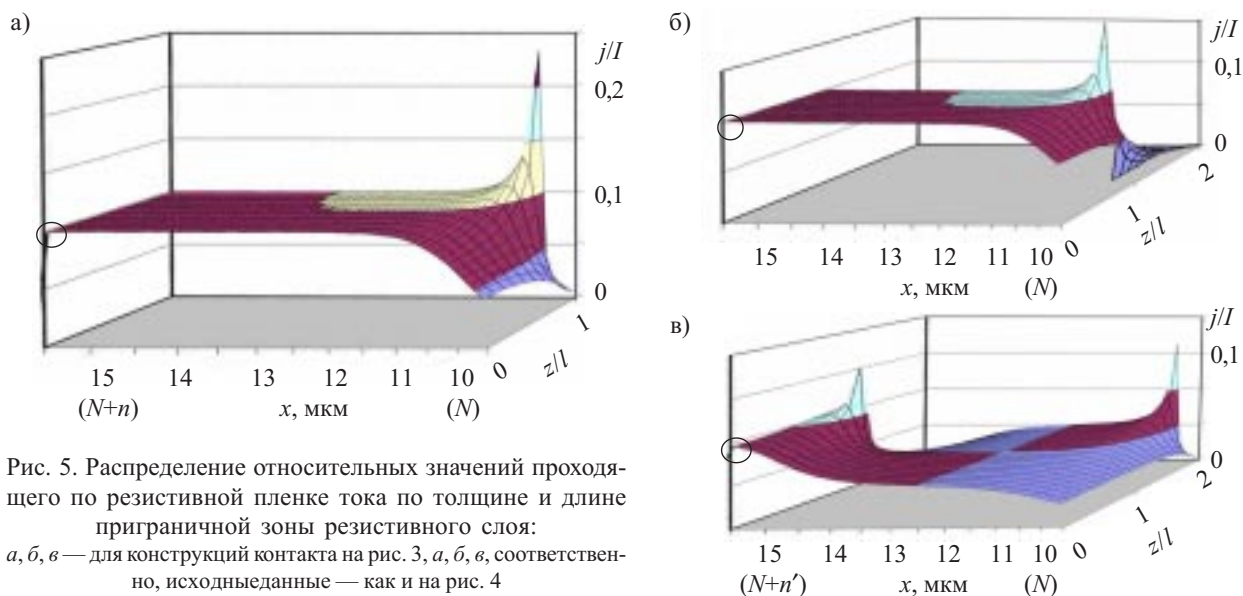


Рис. 5. Распределение относительных значений проходящего по резистивной пленке тока по толщине и длине приграничной зоны резистивного слоя: а, б, в — для конструкций контакта на рис. 3, а, б, в, соответственно, исходные данные — как и на рис. 4

№ слоя (см. рис. 5)	$\frac{x_i}{l} P$	$\frac{y_i}{l} P$	$\frac{l_i}{l} P$	$\frac{\rho_i}{\rho_k}$
1	200	2	20	1
2	200	2	20	10000
3	100	2	20	10000
4	200	2	20	10000
5	100	2	20	10000

Необходимо отметить, что применение предложенной конструкции контакта тонкопленочных резисторов влечет за собой усложнение технологического процесса изготовления и увеличение затрат на производство. Однако такая конструкция позволяет решать задачи дальнейшего совершенствования параметров тонкопленочных резисторов.

Таким образом, утолщение резистивного слоя под металлизацией контакта и в приграничной к контакту зоне резистивного элемента позволяет снизить пиковые значения тока и мощности рассеяния и тем самым повысить устойчивость резистора к параметрическим и катастрофическим отказам.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Кайнов С. В., Алексеева Э. А. Исследование условий получения надежного пленочного контакта // Электронная техника. Сер. 9. Радиокомпоненты. — 1967. — Вып. 5. — С. 120—124.

2. Кресин О. М., Харинский А. Л. Математический анализ тонкопленочного контакта // Вопросы радиоэлектроники. Сер. Детали и компоненты аппаратуры. — 1964. — Вып. 5. — С. 15—21.

3. Пат. Польши 155937. Пленочный резистор / Изобретения стран мира. — 1992. — № 3. — С. 4.

4. А. с. 809411. Тонкопленочный резистор / Белеков А. С., Головин В. И., Смирнов А. Б., Юсипов Н. Ю. — 1981. — Бюл. № 8.

5. Гильмутдинов А. Х., Ермалаев Ю. П. Модели оценки сопротивления пленочных контактов и резисторов с распределенными параметрами. — Казань: ЗАО «Новое знание», 2005.

6. Лугин А. Н., Оземша М. М. Электрическое сопротивление контакта тонкопленочных резисторов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. — 2006. — №6. — С. 15—20.

7. Лугин А. Н. Наноразмерные эффекты пространственной неоднородности распределения тока и мощности рассеяния в тонкопленочном контакте // Нано- и микросистемная техника. — 2009. — №1. — С. 2, 13—15.

8. Ермолаев Ю. П., Пономарев М. Д., Крюков Ю. Г. Конструкции и технология микросхем (ГИС БГИС) // Советское радио. — 1980. — С. 254.

9. Спирин В. Г. Выбор конструкций тонкопленочных резисторов для микросборок высокой интеграции // Электронная промышленность. — № 1. — 2005. — С. 55—59.

10. Пат. США 3629782. Тонкопленочный резистор / 1971.

11. Пат. США 3649945 Тонкопленочный резистор / 14.03.1972.


12. Пат. РФ 2330343. Тонкопленочный резистор / Лугин А. Н., Оземша М. М., Власов Г. С. — 2008. — Бюл. №21.

в портфеле редакции

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

- Высокочувствительная установка для оценки показателя преломления водных растворов (Украина, г. Черновцы)
- Автотрассовый газоанализатор (Украина, г. Киев)
- Некоторые особенности ограничителя тока на полевом транзисторе (Узбекистан, г. Ташкент)
- Анизотропный термоэлемент в режиме генерации ЭДС и тока (Украина, г. Черновцы)
- Проектирование радиаторов с оптимальными массогабаритными параметрами (Украина, г. Запорожье)
- Система охлаждения испарительно-конденсационного типа для рентгеновских трубок (Украина, г. Киев)
- Слоистые структуры Co/Ir и 3D-наноккомпозиты на основе соединений Co/Ir и Co (Россия, г. Москва)
- Теплотехнические характеристики радиатора для систем охлаждения радиоэлектронной техники (Украина, г. Киев)
- Моделирование электротоковых микрореле (Беларусь, г. Минск)
- Температурная зависимость рабочих характеристик пьезоэлектрических сенсоров на основе поливинилиденфторида (Украина, г. Одесса)

в портфеле редакции



**10—13 мая 2011 года**  
**САМАЯ КРУПНАЯ В РОССИИ**  
**И СТРАНАХ ВОСТОЧНОЙ ЕВРОПЫ**  
**ВЫСТАВКА ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОГО**  
**ОБОРУДОВАНИЯ,**  
**СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ,**  
**ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ**  
**И УСЛУГ СВЯЗИ**  
**«Связь-Экспокомм-2011»**  
[www.sviaz-expocomm.ru](http://www.sviaz-expocomm.ru)

#### ВЫСТАВКИ. КОНФЕРЕНЦИИ



К. т. н. В. К. СИРОТКО

Россия, г. С.-Петербург, ООО “Эремекс”  
E-mail: sirotko.vk@mail.ru

Дата поступления в редакцию  
09.06 2010 г.

Оппонент А. Г. ЯЦУНЕНКО  
(ИТМ, г. Днепропетровск)

## ОЦЕНКА ЧАСТОТНОЙ ГРАНИЦЫ ДОПУСТИМОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРИБЛИЖЕННЫХ МОДЕЛЕЙ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ ПРИ АНАЛИЗЕ ЦЕПЕЙ ПЕЧАТНЫХ ПЛАТ

*Путем сравнения амплитуд сигналов на приемных концах линий передач цепей ПП, рассчитанных при использовании приближенных моделей и при использовании более точных (электродинамических) моделей, определена искомая частотная граница.*

В [1] была разработана программа анализа перекрестных помех в цепях печатных плат, которая затем была модифицирована. В этой модифицированной программе (AvSI\_Sim) вместо перекрестных помех вычисляются амплитуды сигналов на приемных концах линий передач цепей печатных плат (ПП). В программе AvSI\_Sim предусмотрено отключение встроенных приближенных моделей линий передачи ПП и подключение более точных, электродинамических, моделей. Определению верхней границы частотного диапазона, в котором допускается использовать приближенные модели, посвящена настоящая работа.

Для решения поставленной задачи необходимо провести расчет амплитуд сигналов по приближенным моделям и по точным и сравнить полученные результаты. С учетом погрешностей расчетов по приближенным моделям [2], будем считать допустимым использование их при отклонениях не более 7%. Чтобы исключить влияние на величину вычисляемых амплитуд сигналов моделей контактных площадок и переходных отверстий, в программе AvSI\_Sim при формировании моделей цепей ПП они автоматически заменялись моделями отрезков линий передачи минимальной длины (равной шагу трассировки). С целью исключения влияния отражений, вызванных неоднородностью цепей, параметры сигнальных слоев принимались одинаковыми, и формировались модели только таких цепей ПП, которые не имеют разветвлений.

В программе AvSI\_Sim, так же как и в программе [1], используется быстроедействующий и точный алгоритм редукции эквивалентных схем цепей, содержащих большое количество ячеек (до нескольких тысяч), что обеспечивает хорошую имитацию длинных линий передачи.

Элементы эквивалентных схем ячеек моделей линий передачи были описаны известными формулами [2]. Для оценки максимальной частоты, при которой эти формулы справедливы, элементы эквивалентных

схем ячеек моделей линий передачи описывались с помощью программы Simbeor [3], использующей электродинамические модели линий передачи. (Программа Simbeor использовалась с разрешения ее автора Ю. Шлепнева.)

Для каждой цепи ПП с помощью программы AvSI\_Sim вычислялись амплитуды сигналов на приемном конце на 10 частотах, соответствующих 10 гармоникам импульсного сигнала. Амплитуды входных сигналов всех 10 гармоник принимались одинаковыми (5 В), что позволяет более точно оценить изменение амплитуды для каждой гармоники.

Исследованы две ПП (ADP1 и ADP2) одинаковых размеров (79×96 мм), которые отличаются только характеристиками слоев. Каждая печатная плата имела 4 слоя (Top, 0 В, +5 В, Bottom), 102 цепи, 270 контактных площадок, 114 переходных отверстий, диапазон длины цепей 10...150 мм. Характеристики слоев ПП приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Толщина слоев металлизации ПП ADP1 и ADP2

Печатная плата	Толщина слоя, мкм			
	Top	0В	+5В	Bottom
ADP1	27	20	20	27
ADP2	36	36	36	36

Таблица 2

Характеристики слоев изоляции ПП ADP1 и ADP2

Название характеристики	Значение для изоляции между слоями		
	Top и 0В	0В и +5В	+5В и Bottom
Толщина слоя, мм для ПП ADP1 для ПП ADP2	0,114 0,2	0,508 0,5	0,114 0,2
Относительная диэлектрическая проницаемость материала	4,2	4,1	4,2
Тангенс угла диэлектрических потерь материала	0,02	0,01	0,02

Таблица 3

Отклонения амплитуд гармоник сигналов, полученных при использовании приближенных моделей линий передачи, от полученных на электродинамических моделях (в %)

Плата, нагрузка цепи, частота 1-й гармоники	Номер гармоники									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
ADP1, 55 Ом										
10 МГц	0,0 −0,5	0,0 −0,6	0,0 −0,6	0,0 −0,5	0,0 −0,4	0,0 −0,4	0,0 −0,4	0,1 −0,3	0,4 −0,3	0,7 −0,2
100 МГц	0,7 −0,2	3,4 −0,1	3,4 −0,1	4,1 0,0	4,3 −0,4	4,4 0,0	4,5 0,0	4,6 0,0	4,6 0,0	4,7 0,0
1 ГГц	4,7 0,0	6,2 0,0	7,4 0,0	10,0 0,0	11,7 0,0	15,1 0,0	17,2 0,0	18,9 0,0	23,4 0,0	27,5 0,0
ADP1, 1 Мом										
10 МГц	0,0 −0,1	0,0 −0,3	0,0 −0,6	0,0 −1,0	0,0 −1,6	0,0 −2,3	0,0 −3,1	0,0 −4,1	0,0 −5,2	0,0 −6,6
100 МГц	0,0 −6,6	0,0 −26,2	26,3 −24,3	27,8 −23,5	30,0 −24,0	29,5 −44,0	70,9 −23,1	39,3 −22,5	28,9 −25,2	25,1 −48,9
ADP2, 55 Ом										
10 МГц	0,0 −0,3	0,0 −0,5	0,0 −0,5	0,0 −0,5	0,0 −0,5	0,0 −0,4	0,0 −0,3	0,0 −0,3	0,0 −0,2	0,2 −0,2
100 МГц	0,2 −0,2	1,7 −0,1	1,8 −0,1	2,2 0,0	2,4 0,0	2,5 0,0	2,5 0,0	2,6 0,0	2,6 0,0	2,8 0,0
1 ГГц	2,8 0,0	4,8 0,0	7,0 0,0	9,5 0,0	12,1 0,0	15,8 0,0	18,3 0,0	20,8 0,0	25,6 0,0	28,5 0,0
ADP2, 1 МОм										
10 МГц	0,0 −0,1	0,0 −0,3	0,0 −0,5	0,0 −1,0	0,0 −1,5	0,0 −2,2	0,0 −2,9	0,0 −3,8	0,0 −4,9	0,0 −6,2
100 МГц	0,0 −6,2	0,0 −26,2	29,5 −20,2	36,5 −23,9	37,2 −24,5	36,8 −47,5	88,0 −23,5	43,8 −28,3	35,9 −26,9	28,8 −3,5

Исследовались 3 импульсных сигнала с частотами первых гармоник 10 МГц, 100 МГц и 1 ГГц, что перекрывает диапазон частот от 10 МГц до 10 ГГц. Нагрузка на приемных концах линий передачи принималась равной 55 Ом (волновое сопротивление) либо 1 МОм (холостой ход).

Чтобы учесть влияние длины линии передачи на величину искомых отклонений, для всех гармоник всех цепей ПП были найдены максимальные отклонения как со знаком «+», так и со знаком «-», которые приведены в табл. 3. Здесь видно, что если считать допустимыми отклонения 7%, то верхняя частотная граница допустимого использования приближенных моделей линий передачи при анализе цепей ПП составляет 3 ГГц.

Результаты вычислений отклонений для импульсных сигналов, имеющих частоту первой гармоники

1 ГГц при нагрузке 1 МОм, в таблице не приведены, т. к. эти отклонения очень велики. Из таблицы также видно, что и при других частотах отклонения при нагрузке 1 МОм значительно превосходят отклонения при нагрузке 55 Ом. В связи с этим, можно сделать вывод о том, что оценка верхней частотной границы допустимого использования приближенных моделей линий передачи при анализе цепей ПП имеет смысл только при нагрузке линий передачи на волновое сопротивление (55 Ом).

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Сиротко В. К. Программа анализа перекрестных помех в цепях печатных плат // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2008.— № 6.— С. 11—22.
2. Кечиев Л. Н. Проектирование печатных плат для цифровой быстродействующей аппаратуры.— М.: ООО "Группа ИДТ", 2007.
3. <http://www.simberian.com>.



А. П. САМИЛА, д. ф.-м. н. А. Г. ХАНДОЖКО, В. А. ХАНДОЖКО

Украина, г. Черновцы, ЧНУ имени Юрия Федьковича;  
г. Киев, Телерадиокомпания «НБМ»  
E-mail: asound@ukr.net,

Дата поступления в редакцию  
08.06 2010 г.

Оппонент д. т. н. С. М. СМОЛЬСКИЙ  
(ИРЭ МЭИ, г. Москва)

## АВТОДИННЫЙ СПЕКТРОМЕТР ЯДЕРНОГО КВАДРУПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА С РАВНОМЕРНОЙ ЧАСТОТНОЙ ШКАЛОЙ

*Разработана схема для линейаризации частотной развертки автодинного спин-детектора ЯКР, а также схема для калибровки спектров, формирующая «масштабную линейку» из частотных меток с интервалом 10 и 100 кГц.*

Метод ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР) является одним из тонких и наиболее точных методов исследования структуры и химического состава веществ [1]. Он основан на поглощении электромагнитной энергии за счет смены ориентации квадрупольных моментов ядер в неоднородном электрическом поле, созданном внешними по отношению к ядру зарядами.

При использовании метода ЯКР, информацию о параметрах исследуемого образца получают из резонансных частот, формы резонансных спектров, их мультиплетности.

В силу того, что сигналы поглощения в ЯКР, как правило, слабы и легко могут быть подавлены шумами усилительных трактов, к аппаратуре наблюдения предъявляются высокие технические требования. Спектрометр должен охватывать широкий частотный

диапазон и не должен вносить большие искажения формы резонансных линий. Влияние аппаратурных факторов на отображение формы последних подробно рассмотрено в [2].

При разработке автодинных спиновых детекторов ядерного квадрупольного резонанса возникает задача линейаризации развертки частоты ЯКР [3].

Авторами был исследован стационарный радиоспектрометр ЯКР, датчиком сигнала в котором служит спин-детектор, выполненный по модифицированной схеме Паунда–Найта [4, 5]. Рассмотрим функциональную схему входной цепи автодинного спин-детектора ЯКР (рис. 1) [6]. Частота генерированных колебаний определяется, в основном, индуктивностью  $L1$  и емкостью  $C1$  параллельного колебательного контура, а также параметрами элементов высокочастотной обратной связи.

Сканирование частоты автогенератора в области резонанса осуществляется с помощью варикапа  $VD1$ , нелинейность вольт-фарадной характеристики которого приводит к изменению линейности частотной шкалы и, соответственно, к искажению резонансных спектров. Зависимость резонансной частоты высокочастотного напряжения на  $LC$ -контуре от уровня обратного напряжения на варикапе  $VD1$  показана на рис. 2.

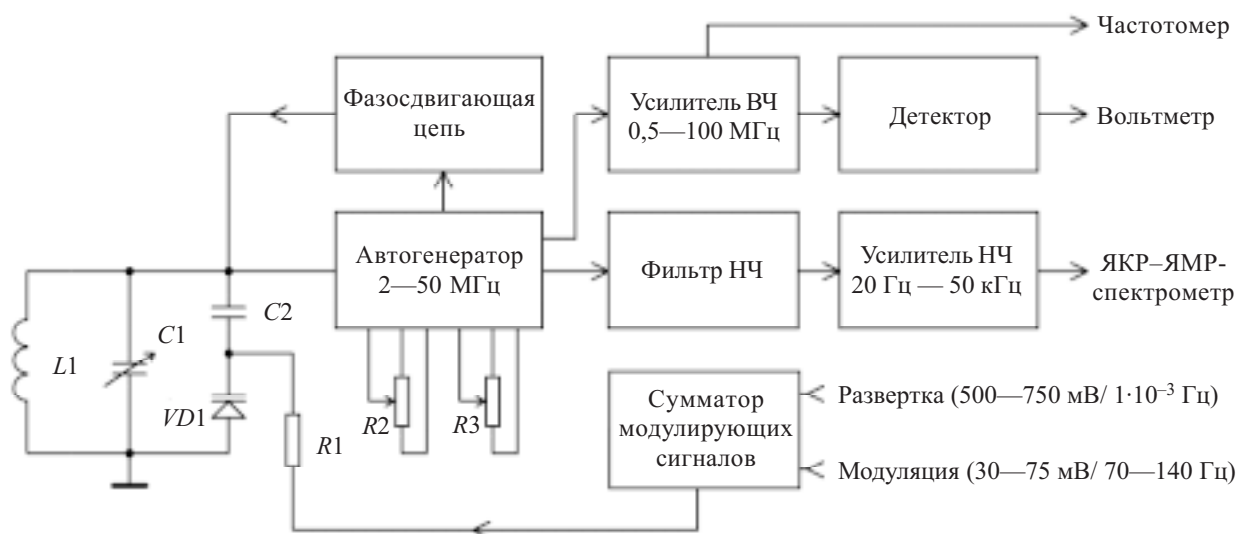


Рис. 1. Функциональная схема автодинного спин-детектора ЯКР

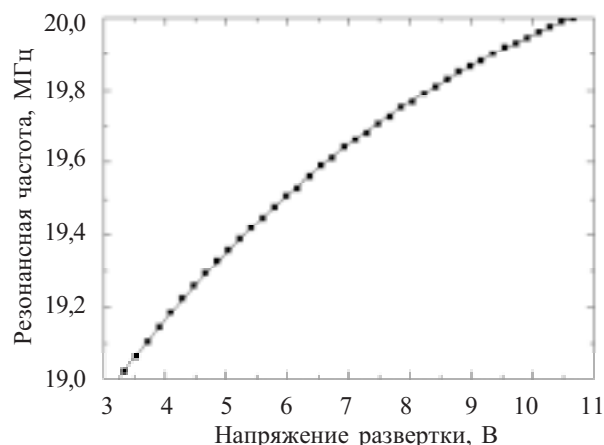


Рис. 2. Зависимость резонансной частоты на LC-контуре от уровня напряжения развертки

Одним из вариантов решения этой проблемы является прямая синхронизация частоты автодина внешним эталонным генератором [7]. Недостатком такого метода является малая область «захвата» синхронизирующей частоты и снижение чувствительности спин-детектора. Расширение диапазона «захвата» при сохранении высокой чувствительности в автодинном датчике возможно при использовании фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ).

В настоящей работе для линейаризации частотной развертки предлагается использовать привязку частоты автодина к частоте внешнего эталонного генератора с помощью фазового детектора.

#### Схемотехническая реализация задачи

Системы ФАПЧ предназначены для слежения за фазой входного сигнала [8, 9]. Область их применения достаточно широка. Такие системы применяются в радиопередающей и радиоприемной аппаратуре при демодуляции сигналов и т. п. В общем случае результатом работы системы ФАПЧ является обеспе-

чение постоянства фазового сдвига между входным сигналом и сигналом, вырабатываемым опорным генератором.

Структурная схема устройства ФАПЧ приведена на рис. 3. В качестве внешнего эталонного источника колебаний используется микросхема 74НС/НСТ4046А [10], основой которой является генератор частот, управляемый напряжением (ГУН).

Колебания высокой частоты автодина в диапазоне  $F1—F2$  (в нашем случае 19—22 МГц) подаются на делитель частоты с коэффициентом деления  $N = 100$  и далее на вход фазового детектора (вывод 3 микросхемы). Опорное напряжение для фазового детектора (ФД) (вход 14) формируется ГУН, средняя частота которого, фактически, определяется выбранной частотой автодина  $(F1—F2)/N$ . Эта величина составляет порядка 210 кГц и задается емкостью конденсатора  $C1$ , подключенного к контактам 6, 7 микросхемы.

Фазовый детектор, функционально входящий в состав интегральной микросхемы, предназначен для преобразования величины фазового сдвига между сигналами с автодина и ГУН в напряжение  $u_d(t)$ :

$$u_d(t) = [u_r(t) + u_c(t)]^2 - [u_r(t) - u_c(t)]^2 = 4u_r(t)u_c(t). \quad (1)$$

Здесь  $u_c(t)$  — входной сигнал с изменяющейся фазой,  $u_c(t) = U_1 \sin[\omega t + \varphi_c(t)]$ ;  $u_r(t)$  — опорный сигнал с ГУН,  $u_r(t) = U_2 \cos[\omega t + \varphi_r(t)]$ .

На основании формулы (1) фазовый детектор можно рассматривать как перемножитель сигналов  $u_c(t)$  и  $u_r(t)$ . Поэтому выходное напряжение представим в виде

$$u_d(t) = 4U_1 \sin(\omega t + \varphi_c(t)) \cdot U_2 \cos(\omega t + \varphi_r(t)) = 2U_1 U_2 [\sin(2\omega t + \varphi_c(t) + \varphi_r(t)) + \sin(\varphi_c(t) - \varphi_r(t))]. \quad (2)$$

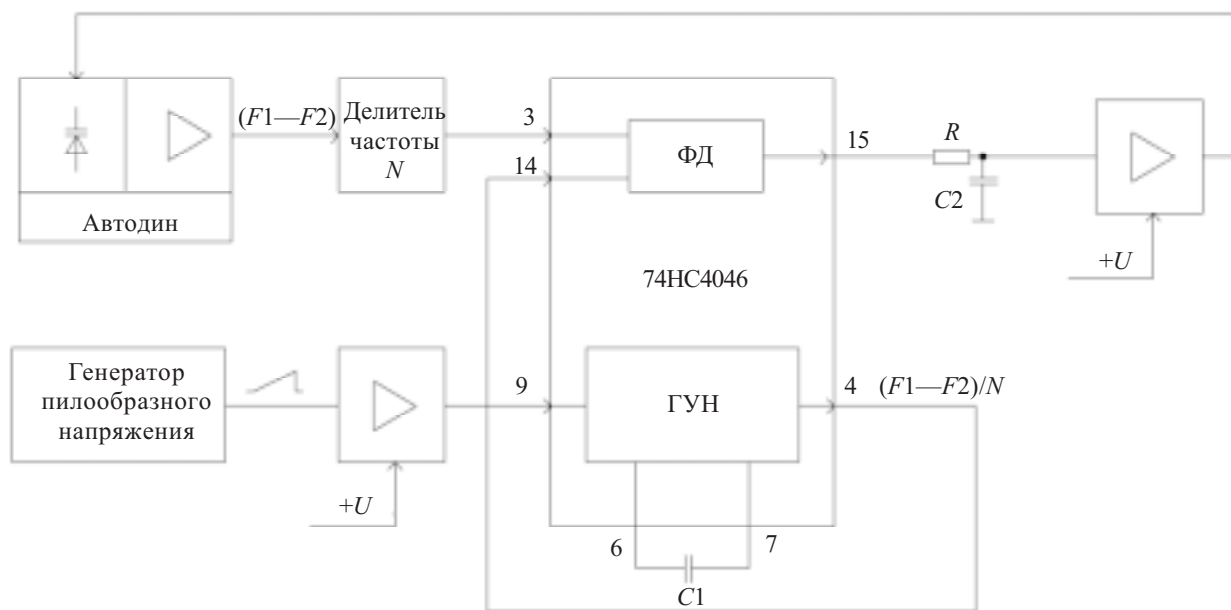


Рис. 3. Структурная схема ФАПЧ автодинного спинного детектора

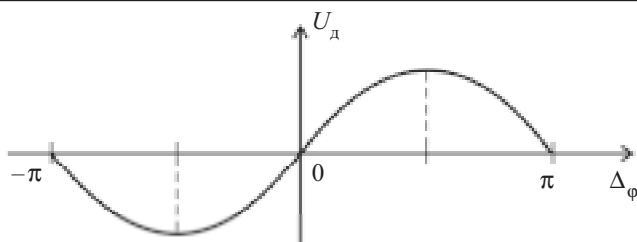


Рис. 4. Дискриминационная кривая фазового детектора

Управление опорной частотой осуществляется генератором пилообразного напряжения, которое через блок дополнительного смещения (+U), подается на вход управления ГУН (вывод 9 микросхемы).

Из формулы (2) следует, что выходное напряжение фазового детектора содержит медленно изменяющуюся составляющую, пропорциональную величине фазового сдвига  $\Delta\varphi(t) = \varphi_c(t) - \varphi_r(t)$ . После ее выделения фильтром низкой частоты (ФНЧ) достигается соответствие между постоянной составляющей  $u_d(t)$  выходного напряжения ФНЧ и величиной фазового сдвига  $\Delta\varphi(t) < |\pi/2|$ . На рис. 4 показана такая зависимость. Участок от  $-\pi/2$  до  $\pi/2$  описывается выражением

$$u_d(t) = k_d \sin \Delta\varphi(t), \quad (3)$$

где  $k_d = 2U_1 U_2$  — коэффициент передачи фазового детектора.

С выхода фазового детектора (вывод 15) управляющее напряжение через ФНЧ и согласующий усилитель поступает на варикап автодина. ФНЧ реализуется путем подключения к выходу 15 (см. рис. 3) дополнительного конденсатора C2. При этом фазовый детектор рассматривается как апериодическое звено с передаточной функцией

$$H_d(p) = \frac{k_d}{1 + pT_d}, \quad (4)$$

где  $T_d$  — постоянная времени фазового детектора.

Образованная цепь обратной связи реализует фазовую подстройку частоты автодинного генератора и тем самым осуществляет слежение за частотой ГУН. Если входное напряжение  $u_c(t)$  поддерживается на постоянном уровне [10], то максимальная девиация частоты выходного сигнала ГУН не превышает 1%. Таким образом осуществляется не прямое управление частотой автодинного спин-детектора с использованием внешнего эталонного генератора.

### Формирование частотного масштаба

При использовании стационарной методики наблюдения ЯКР резонансные спектры записываются в частотной шкале (ось x). Для автоматической градуировки спектров разработана схема, которая позволяет наносить частотные метки прямо во время записи резонансного спектра. Создание «масштабной частотной линейки» в ЯКР особенно необходимо при регистрации сложных мультиплетных спектров, а использование двухканальных цифровых осциллографов позволит представить результаты наблюдения в удобной форме.

Схема для формирования частотных меток в диапазоне 20 МГц показана на рис. 5. Для формирования частотных меток в широком диапазоне частот на первый вход (вывод 1) ключевой схемы 74НС4066 поступают высокочастотные колебания от автодинного генератора (10—50 МГц), а на второй вход (вывод 13) — короткие импульсы (10—50 нс) с выбранной частотой повторения (100, 10 кГц). В результате смешивания частот автодина и гармоник коммутирующих импульсов на выходе (вывод 2) возникает биеция, из которых цепью R1C2 и элементами VD1, VD2, C1, R2 формируется однополярный импульс — частотная метка. На рис. 6 показана осциллограмма сигнала на выходе формирователя меток после детектирования на VD1.

На рис. 7 показана полная электрическая принципиальная схема формирователя частотного масштаба спектров ЯКР. Основой для создания гармоник, кратных 10 и 100 кГц, в широком частотном диапазоне (до 60 МГц) служат колебания частотой 100 кГц, генерируемые кварцевым генератором.

Частоту 10 кГц получают, используя делитель частоты на микросхеме DD1. Колебания опорной частоты в форме меандра поступают на формирователь коротких импульсов (10—50 нс) на DD2.1 и DD2.2. Длительность импульса устанавливается экспериментально подстроечным конденсатором емкостью 3—15 пФ. Сформированные ряды меток с интервалом 10 и 100 кГц поступают на интегрирующие усилители «Rail-to-Rail» DA4 и DA5. Это позволяет согласовать выходные уровни напряжения формирователя меток со входом DD4.1 и DD4.2. Кроме того, усилители на DA4 и DA5 дополнительно осуществляют фильтрацию сигнала от высокочастотных и шумовых компонент. Триггеры DD4.1 и DD4.2, на выходе ко-

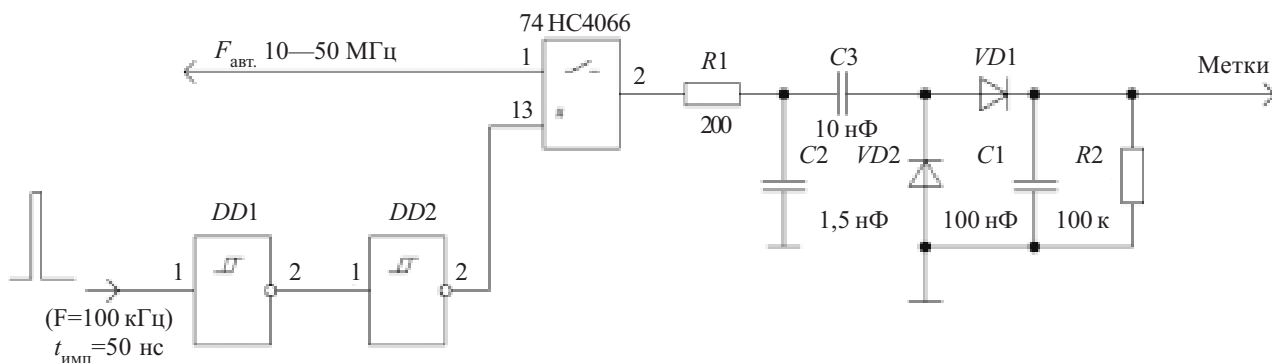


Рис. 5. Принцип формирования частотных меток

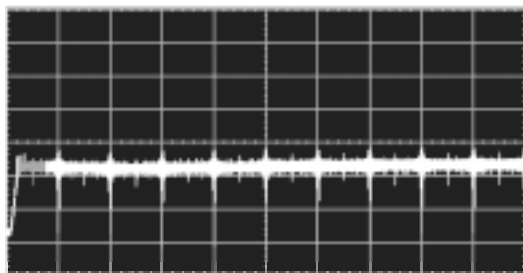


Рис. 6. Осциллограмма сигнала на выходе  $VD1$  (см. рис. 5)

торых формируется смесь меток 10 и 100 кГц, служат для более четкого выделения меток. Для удобства визуального восприятия «линейки» частотная метка 100 кГц выделена за счет увеличения ее амплитуды.

При сканировании частоты ЯКР в широком диапазоне (больше 100 кГц) проявляется изменение уровня колебаний ВЧ автодинного генератора, что, в свою очередь, может повлиять на качество формирования частотных меток. Для создания постоянных и одинаковых условий формирования меток при разных частотах автодина применен масштабный усилитель (рис. 7), главная роль которого — поддержание постоянного заданного уровня ВЧ-колебаний на входе формирователя.

Основой схемы служит усилитель на микросхеме *DA1* с переменным коэффициентом усиления. Регулировка усиления *DA1* осуществляется через обратную связь с выходного буферного усилителя на микросхеме *DA2* и усилителя *DA3*, который задает уровень ВЧ-колебаний.

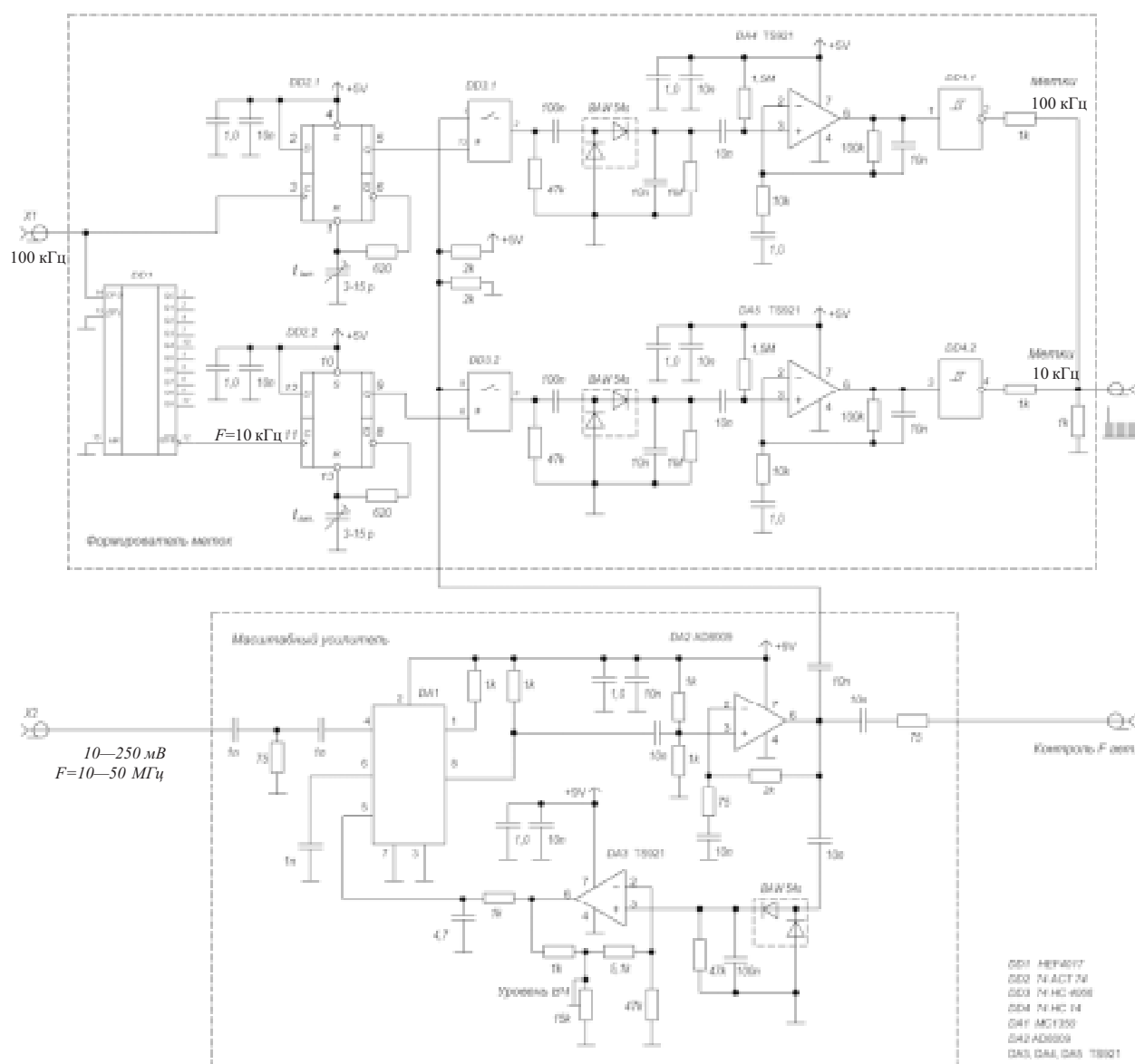


Рис. 7. Полная принципиальная электрическая схема формирователя «масштабной частотной линейки» для спектров ЯКР



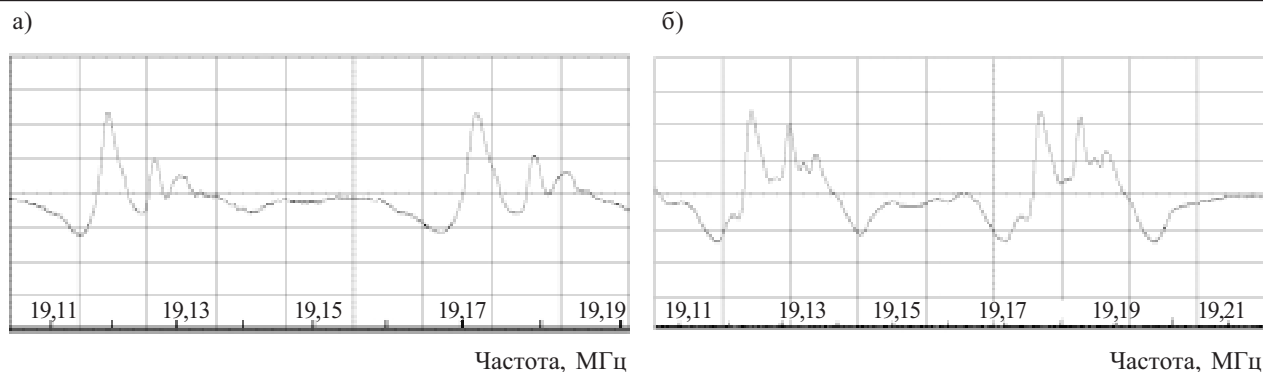


Рис. 8. Экспериментальные спектры ЯКР изотопов  $^{69}\text{Ga}$  в GaSe без линейаризации развертки по частоте (а) и с использованием линейаризации (б)

На рис. 8 показаны спектры ЯКР без линейаризации частотного сканирования и с включением блока слежения за частотой (линейаризации спектра по координате  $x$ ) с нанесенными метками. При регистрации спектров ЯКР удобно использовать цифровые осциллографы, работающие в режиме самописца. Для удобства наблюдения спектров резонансные кривые совмещены с частотной шкалой меток. Устройства испытывались во время записи сложных мультиплетных спектров ЯКР изотопов  $^{69}\text{Ga}$ ,  $^{115}\text{In}$  в слоистых кристаллах GaSe и InSe при определении констант квадрупольного взаимодействия.

\*\*\*

Разработанная схема позволяет линейаризировать развертку частоты генераторов с применением варикапов независимо от вида их вольт-фарадной характеристики.

Применение системы ФАПЧ позволяет регистрировать спектры без искажения в диапазоне частот 19–22 МГц. Предложенное техническое решение можно использовать при разработке устройств для измерения амплитудно-частотных характеристик, работающих в избранном частотном диапазоне.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Вилков П. В., Пентин Ю. А. Физические методы исследования в химии. Резонансные и электрооптические методы.— М.: Высшая школа, 1989.
2. Гречишкин В. С. Ядерные квадрупольные взаимодействия в твердых телах.— М.: Наука, 1973.
3. Sevcovic L. An improved CW NMR broad-line spectrometer for weak signal detection // Acta Electrotechnica et Informatica.— 2006.— Vol. 6, N 4.— P. 42–45.
4. Яценко А. В., Евдокимов С. В. Датчик сигналов ЯМР для исследования веществ с большим значением T1 // ПТЭ.— 2003.— № 1.— С. 64–66.
5. Stoican O. S. NQR detection setup // Romanian Journal of Physics.— 2006.— Vol. 51, N 1—2.— P. 311–315.
6. Браїловський В. В., Саміла А. П., Хандожко О. Г. Автодинний давач сигналів ЯКР та ЯМР// Сенсорна електроніка і мікросистемні технології.— 2010.— № 1.— С. 20–24.
7. Демьяненко А. Г. Синхронизация генераторов гармонических колебаний.— М.: Энергия, 1976.
8. Первачев С. В., Валуев А. А., Чиликин В. М. Статистическая динамика радиотехнических следящих систем.— М.: Сов. радио, 1973.
9. Шахгильдян В. В., Ляховкин А. А. Фазовая автоподстройка частоты.— М.: Связь, 1966.
10. [www.nxp.com/documents/data\\_sheet/74HC\\_HCT4046A\\_CNv.pdf](http://www.nxp.com/documents/data_sheet/74HC_HCT4046A_CNv.pdf).

#### НОВЫЕ КНИГИ

##### НОВЫЕ КНИГИ

Ефименко А. А., Симонов В. В. Конструирование электронных средств. Механические структуры: Справочник (на украинском языке.) — Одесса: Политехперіодика, 2009.— 548 с.

Справочник содержит широкую техническую информацию, которая поможет упорядочить и облегчить процесс конструирования деталей и сборочных единиц механических структур электронных средств. Это технологические требования, сведения о шероховатости и отклонениях формы и расположения поверхностей, о механических разъемных и неразъемных соединениях, обеспечении взаимозаменяемости, конструкционных материалах и покрытиях. В справочнике также имеются различные общие сведения, необходимые конструктору.

Справочник предназначен для инженеров электронного аппаратостроения, вместе с тем он может быть полезен студентам соответствующих специальностей технических вузов при курсовом и дипломном проектировании.



К. ф.-м. н. В. Л. ПЕРЕВЕРТАЙЛО

Украина, г. Киев, НИИ микроприборов  
НТК «Институт монокристаллов» НАНУ  
E-mail: detector@carrier.kiev.ua

Дата поступления в редакцию  
08.04 2010 г.

Оппонент д. ф.-м. н. Д. В. КОРБУТЯК  
(ИФП им. В. Е. Лашкарёва, г. Киев)

## ДАТЧИКИ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ МОП-ТРАНЗИСТОРОВ

*Определены требования к конструкции и технологии изготовления р- и n-канальных МОП-транзисторов с толстым слоем оксида, предназначенных для применения в качестве интегральных дозиметров поглощенной дозы ионизирующего излучения.*

Изменению свойств структур «металл—оксид—полупроводник» (МОП) и транзисторов на их основе под воздействием ионизирующего излучения посвящено большое количество научных работ и обзоров, например [1—13].

Описанный в этих работах сдвиг напряжения  $\Delta V_{FB}$  плоских зон МОП-конденсатора и сдвиг порогового напряжения  $\Delta V_T$  МОП-транзистора при радиационном облучении обусловлены встраиванием положительного заряда в оксид МОП-структуры за счет рождения электронно-дырочных пар в  $\text{SiO}_2$  при поглощении энергии излучения и дальнейшего движения дырок и захвата их ловушками в оксиде вблизи поверхности раздела Si— $\text{SiO}_2$ . Для генерации одной электронно-дырочной пары в объеме  $\text{SiO}_2$  требуется около 18 эВ. Во время облучения происходит также генерация поверхностных состояний на границе раздела Si— $\text{SiO}_2$  [5, 6].

Таким образом, наиболее чувствительной к радиации частью МОП-структуры является оксидный диэлектрик  $\text{SiO}_2$ .

Было показано, что зависимость сдвига порогового напряжения  $\Delta V_T$  от толщины  $t_{ox}$  оксида является степенной функцией типа  $t_{ox}^n$ , где  $n$  может иметь значения  $1 < n < 2$  [7],  $n=2$  [8],  $n=3$  [9], что определяется способом выращивания оксида и технологией изготовления МОП-структуры [10, 11]. Поскольку слой полевого оксида в пассивных областях МОП интегральных схем существенно толще, чем подзатворный оксид в стандартном транзисторе, в полевом оксиде эффект встраивания положительного заряда проявляется гораздо сильнее [12].

Наиболее распространенное представление о механизме встраивания положительного заряда в ок-

сид связано с захватом дырок ловушками в оксиде. Этот механизм исследуется много лет большим числом исследователей, предложен ряд моделей, описывающих его [13—24]. Считается, что глубокие ловушки для дырок вблизи поверхности раздела Si— $\text{SiO}_2$  возникают вследствие существования переходной области, где окисление еще не завершено и где содержатся избыточные атомы кремния (или вакансии кислорода, так называемые  $E'$ -центры) [14, 25], что приводит к возникновению «трехвалентного кремния» [26, 27], создающего напряженные связи Si—Si. Когда положительно заряженная дырка захватывается такой ловушкой, в трехвалентных кремниевых дефектах связь Si—Si обрывается, решетка релаксирует [14, 25], а дырка становится относительно стабильной.

Большинство исследователей склоняются к моделям напряженных связей и трехвалентных кремниевых дефектов на границе раздела Si— $\text{SiO}_2$  [1—4, 14—27]. В работах [28, 29], где изучались необлученные и облученные МОП-структуры, с помощью электронного спинового резонанса (ЭСР) были идентифицированы центры резонанса  $P_b$  как трехвалентные дефекты кремния на границе раздела Si— $\text{SiO}_2$ , а их плотность коррелировала с плотностью поверхностных состояний при термообработке. Авторами [28, 29] было показано в эксперименте прямого измерения ЭСР, что облучение увеличивает концентрацию трехвалентного кремния на границе раздела Si— $\text{SiO}_2$  и что эти дефекты ответственны за встраивание радиационно-индуцированных состояний.

Здесь опущены подробности механизма захвата дырок ловушками и встраивания положительного заряда в оксиде, которые до сих пор являются предметом дискуссий и исследований [2—4].

Большое влияние на сдвиг напряжения  $V_{FB}$  плоских зон МОП-структуры и порогового напряжения МОП-транзистора  $V_T$  оказывает процесс рекомбинации электронно-дырочных пар в оксиде, рожденных излучением [13, 30]. При приложении положительного напряжения на затвор МОП-структуры в оксиде появляется электрическое поле, вследствие чего рекомбинация только что возникших электронно-дырочных пар уменьшается благодаря растягивающему действию поля и выход дырок увеличивается, что приводит к увеличению встроенного в слой оксида положительного заряда, повышению чувствительности к облучению и повышению линейности отклика на него МОП-структуры.

Автор выражает благодарность за плодотворное сотрудничество профессору А. Б. Розенфельду и его коллегам из Центра медицинской радиационной физики Университета Воллонгонга (Австралия).

Проведены также исследования влияния энергии ионизирующего излучения и частиц на электронно-дырочную рекомбинацию в оксиде [2, 3, 30—35]. Было показано, что воздействие низкоэнергетичного рентгеновского излучения (единицы и десятки кэВ) дает более сильный эффект встраивания положительного заряда, чем воздействие высокоэнергетичного излучения (сотни и тысячи кэВ). При этом для достижения максимального сдвига  $V_{FB}$  при низких значениях энергии [32] выбирался достаточно толстый оксид (0,5 мкм).

При исследованиях был обнаружен эффект усиления дозы в МОП структуре. Материалы Al и Si имеют более высокие коэффициенты поглощения энергии излучения и, соответственно, большую плотность образованного в этих материалах заряда по сравнению с SiO<sub>2</sub>. Поэтому в слой SiO<sub>2</sub> происходит инжекция заряда из прилегающих к нему затвора (Al) и подложки (Si), за счет чего в SiO<sub>2</sub> добавляется заряд дополнительно к тому, который образовался при поглощении энергии оксидом. Эффект проявляется сильнее в тонком слое SiO<sub>2</sub> [4, 10, 11, 33, 36]. Поскольку доза определяется по величине заряда в SiO<sub>2</sub>, то из-за инжекции измеряемое значение дозы оказывается завышенным.

Подробное описание упомянутых явлений и моделей можно найти в обзорах [1—4]. Как видим, эффект накопления положительного заряда в слое оксида МОП-транзистора вблизи границы раздела Si-SiO<sub>2</sub> при воздействии ионизирующего излучения различного вида исследуется длительное время и не случайно, что он был широко применен для создания датчиков интегральной поглощенной дозы (в частности, дозы гамма-излучения), которые используются в различных областях — в радиотерапии, для дозиметрии космических излучений, пучков в физике высоких энергий, в аварийных дозиметрах и др.

Использование МОП-транзисторов с пленкой подзатворного диэлектрика SiO<sub>2</sub> в качестве датчиков накопленной дозы ионизирующего излучения описано в [37—55].

Накопление положительного заряда в оксиде приводит к сдвигу порогового напряжения  $V_T$  МОП-транзистора, при этом величина сдвига  $\Delta V_T$  характеризует интегральную дозу поглощенного ионизирующего излучения. Измерение  $\Delta V_T$  проводится путем измерения величины  $V_T$  до и после облучения транзистора. Величина накопленного в слое оксида заряда  $Q_{ox}$  зависит от толщины этого слоя [7—9], а также от параметров электрического поля в оксиде, определяемых внешним напряжением на затворе транзистора и встроенным потенциалом МОП-структуры. Еще одним фактором, влияющим на чувствительность МОП-структуры к ионизирующему излучению, является концентрация ловушек для дырок вблизи границы раздела Si-SiO<sub>2</sub> и их пространственное и энергетическое распределение. Недостаточно высокая концентрация ловушек в оксиде может быть фактором, ограничивающим накопление заряда в оксиде при облучении. Для получения максимальной чувствительности к воздействию ионизирующего излучения МОП-транзистор должен иметь достаточно толстый слой подзатворного оксида (как правило, больше 0,5 мкм). Чув-

ствительность также повышается в активном режиме, т. е. когда к затвору транзистора приложено положительное напряжение. В пассивном режиме чувствительность к облучению ниже, но имеется возможность использовать МОП-транзистор как датчик-дозиметр ионизирующего излучения без каких-либо источников питания.

Из приведенного обзора следует, что картина изменения свойств МОП-структур при облучении многообразна и неоднозначна, что обусловлено сильной зависимостью состояния поверхности раздела Si-SiO<sub>2</sub> и характера распределения ловушек в оксиде от технологии изготовления структур. Поэтому при разработке технологии изготовления МОП-приборов для использования в целях дозиметрии ионизирующего излучения, в том числе для дозиметрии в медицине, необходимо решить ряд проблем, которые связаны с обеспечением стабильности и воспроизводимости параметров МОП-приборов. Решение этой сложной задачи для толстых (0,5—1,0 мкм) слоев оксида представлено в данной работе. Требование к воспроизводимости параметров относится к воспроизводимости встраиваемого в слой оксида заряда во всех транзисторах, изготовленных на пластинах из одной партии или даже из разных, при одинаковых условиях облучения, т. е. речь идет о воспроизводимости чувствительности и надежности процесса калибровки приборов.

Известно, что наличие корпуса, материалы и способ корпусировки существенно влияют на результаты измерения дозы, искажая их за счет вторичного излучения [56]. Поэтому была поставлена задача разработать МОП-прибор без корпуса и без применения традиционных защитных компаундов, т. е. практически без герметизации. В таком приборе значительно повышаются требования к стабильности порогового напряжения, форме ВАХ и др. при воздействии атмосферной влаги, биологических и химических веществ.

Кроме дозиметрии гамма- и рентгеновского излучения, МОП-транзисторы успешно применяются также для дозиметрии электронов [23], протонов [35, 44], вакуумного ультрафиолета [6], космического излучения [38] и др.

#### Технология и характеристики интегральных дозиметров на основе *p*-канальных МОП-транзисторов

Обеспечение воспроизводимости и стабильности параметров МОП-транзисторов, предназначенных для дозиметрии в медицине, достигалось с помощью специальных технологических и конструктивных мер.

Технология производства таких МОП-дозиметров требует применения особых режимов выращивания толстого слоя подзатворного оксида для обеспечения его чистоты, однородности и стабильности, а также режимов термообработки после выращивания SiO<sub>2</sub> (отжига в газовых средах) для создания необходимой плотности и спектра распределения ловушек в оксиде и минимальной плотности их на поверхности раздела Si-SiO<sub>2</sub>.

При разработке технологии МОП-транзисторов были учтены следующие особенности и требования.

— В одном технологическом цикле на кремниевом кристалле формируются транзисторы двух ти-



пов — с толстым (0,5—1,0 мкм) и относительно тонким (0,1—0,15 мкм) слоем подзатворного оксида.

— Для получения толстой однородной пленки стабильного оксида используется комбинация режимов окисления (сухое, влажное, сухое).

— Операции очистки и защиты от загрязнений (продувка кварцевой трубы установки окисления парами Si, использование HCl при окислении кремния, пироженное окисление, нанесение тонкой пленки фосфоросиликатного стекла (ФСС) на поверхность подзатворного оксида) позволяют получить чистую пленку SiO<sub>2</sub>, обладающую высокой стабильностью.

— Все операции легирования проводятся с помощью ионной имплантации примеси для минимизации содержания посторонних (загрязняющих) примесей и повышения пробивного напряжения исток-стоковых областей, т. к. изменения  $V_T$  могут превышать 10—10<sup>2</sup> В.

— Для создания ловушек для дырок в оксиде вблизи поверхности раздела проводят отжиг тонкого и толстого слоев оксида в атмосфере азота.

— Для регулировки и получения заданного значения порогового напряжения проводят подлегирование бором подзатворных областей каналов транзисторов.

— Контакт к подложке формируют на лицевой стороне пластины, что упрощает сборку прибора и позволяет утоньшать кристаллы путем шлифовки обратной стороны пластины после изготовления приборов.

В разработанной технологии изготовления *p*-МОП транзисторов с толстым слоем SiO<sub>2</sub> можно выделить такие этапы и последовательность операций.

1. Формирование контактов к подложке на лицевой стороне кристалла.

2. Формирование активных областей транзисторов с толстым слоем оксида и подлегирование бором областей каналов.

3. Области, где будут сформированы транзисторы с тонким слоем оксида, защищают нитридом кремния перед выращиванием толстого слоя SiO<sub>2</sub> с применением блока технологии «LOCOS» [57], известной своим свойством планаризовывать поверхность и формировать ненапряженную структуру на переходе «полевой оксид — тонкий оксид» в отличие от травления, которое образует ступеньку.

4. Формирование областей «исток—сток» транзисторов с толстым слоем SiO<sub>2</sub>. Защита этих областей нитридом кремния.

5. Выращивание подзатворного SiO<sub>2</sub> для транзистора с толстым слоем оксида (0,6 мкм).

6. Снятие нитрида кремния и выращивание тонкого подзатворного SiO<sub>2</sub> для транзистора с тонким слоем оксида (0,12 мкм).

7. Стабилизация подзатворного диэлектрика тонким слоем ФСС и нанесение тонкой защитной пленки металла (Me-защита) на поверхности подзатворных оксидов.

8. Формирование контактных окон к областям «исток—сток» транзисторов.

9. Нанесение пленки затворного металла (Al), фотолитография по металлу и вжигание Al.

10. Пассивация поверхности приборов слоем низкотемпературного фосфоросиликатного стекла толщиной 0,9 мкм.

11. Шлифовка обратной стороны пластины (для улучшения угловой зависимости чувствительности МОП-дозиметров относительно положения источника излучения).

12. Изготовление варианта МОП-транзистора с поликремниевым затворным электродом.

Технология одновременного получения *p*-МОП-транзисторов двух типов — с подзатворным оксидом разной толщины — имеет такие особенности.

— Поскольку процесс формирования толстого слоя подзатворного оксида и процессы поглощения бора оксидом (точнее, движущейся вглубь кремния границей роста оксида) и его перераспределения (диффузии) длительны, расчет дозы подлегирования бором канала под толстым оксидом (которая достаточно мала) проводили очень тщательно. При этом учитывалась зависимость коэффициента диффузии бора от его дозы, а также то, что величина дозы должна быть достаточной, чтобы обеспечивать опережающую диффузию бора по сравнению с движением границы роста оксида.

— Для ускорения роста толстого слоя подзатворного оксида и достижения низкого значения встроенного положительного заряда и высокой стабильности характеристик оксида он выращивался при температуре 1100°C сначала в атмосфере сухого кислорода (40 мин), затем отжигался в атмосфере сухого азота (20 мин), после чего процесс окисления продолжался во влажном кислороде и завершался в сухом кислороде (20 мин).

— С целью повышения стабильности оксида проводился процесс осаждения на подзатворный SiO<sub>2</sub> тонкого слоя фосфоросиликатного стекла.

— Проводилось двойное вжигание пленки Al при температуре 450°C в атмосфере азота — до нанесения слоя низкотемпературного ФСС и после защиты пассивации стеклом.

— Для формирования контактов к подложке *n*-типа оптимальным является ионное легирование фосфором областей контактов в самом начале маршрута.

По описанной технологии на стандартных пластинках кремния *n*-типа (КЭФ-4,5) с ориентацией <100> и диаметром 100 мм были одновременно изготовлены *p*-канальные МОП-транзисторы с толстым (0,6 мкм) и относительно тонким (0,12 мкм) слоями подзатворного оксида (рис. 1). Фотографии готовых изделий представлены на рис. 2.

Проводилась также ионная имплантация примеси бора в области канала МОП-транзистора с толстым слоем оксида с целью подгонки (понижения) величины его порогового напряжения. Известно, что пороговое напряжение МОП-транзистора  $V_T$  соответствующее условию сильной инверсии, равно [58, с. 77, 197, 203]:

$$V_T = \Phi_{MS} + \Phi_B - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} - \frac{Q_B}{C_{ox}}, \quad (1)$$

где  $\Phi_{MS}$  — разность работ выхода электрона из металла и кремния;

$\Phi_B$  — потенциал, соответствующий сильной инверсии, т. е. изгибу зон, равному двум уровням Ферми ( $\Phi_B = -2\Phi_F$ );

$Q_{ox}$  — заряд слоя оксида;

$C_{ox}$  — емкость слоя оксида.



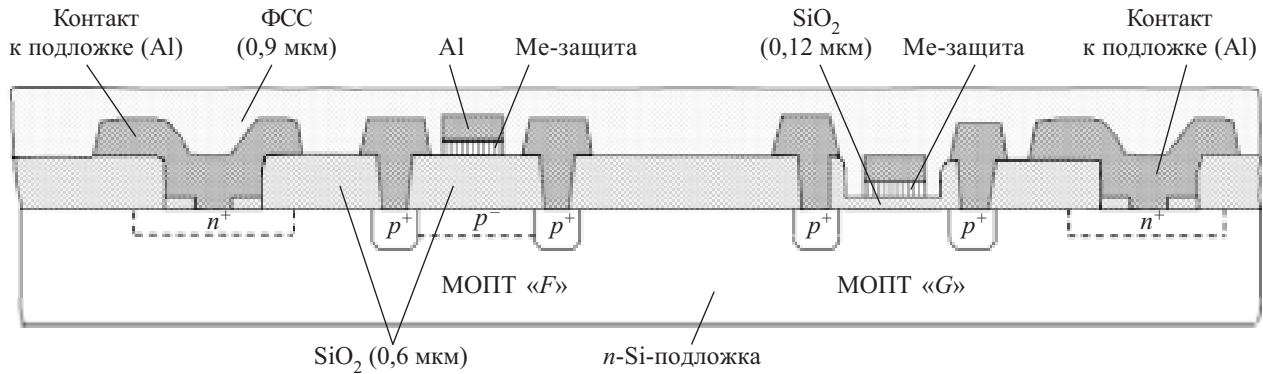


Рис. 1. Схема  $p$ -канальных МОП-транзисторов с толстым слоем оксида (МОПТ «F») и с тонким слоем (МОПТ «G»), сформированных на  $n$ -Si-подложке

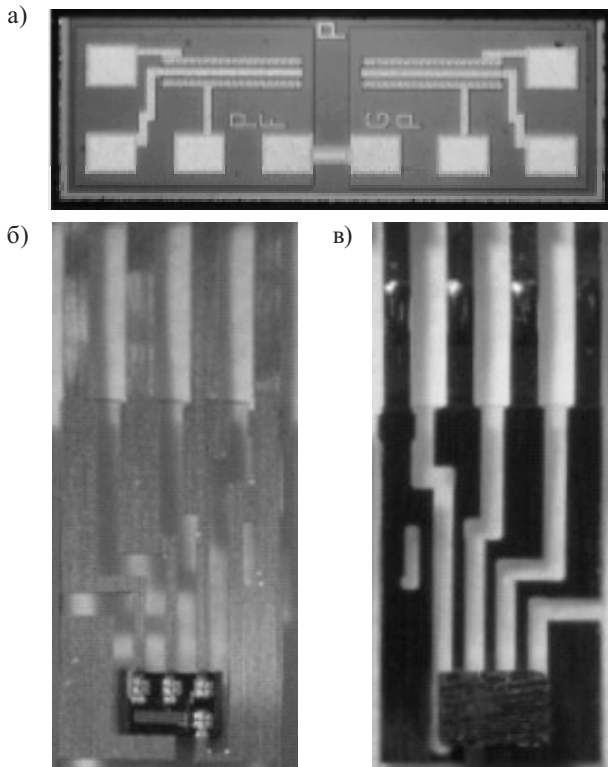


Рис. 2. Фото кристалла с прямыми  $p$ -канальными транзисторами «F» и «G» (а) и фото кристалла в сборке на гибком носителе (б — лицевая сторона, в — обратная сторона)

$$Q_B = (2\epsilon_s q N_D [-V - \Phi_B])^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\epsilon_s$  — диэлектрическая постоянная кремния;  
 $q$  — заряд электрона;  
 $N_D$  — концентрация донорной примеси в кремнии;  
 $V$  — напряжение на  $p$ - $n$ -переходе «канал—подложка».

Член  $Q_B/C_{ox}$  в выражении (1) характеризует вклад легирующих примесей в величину порогового напряжения  $V_T$ . Доза ионного легирования подзатворных областей рассчитывалась с учетом уравнения (1), а также подбиралась экспериментально из диапазона 0,1—1,0 мКл/см<sup>2</sup>.

Значения порогового напряжения  $p$ -канальных МОП-транзисторов с толстым слоем оксида без под-

легирования канала составляли  $-(4,5—5,0)$  В (измерения проводились при фиксированном токе 100 мкА), а у транзисторов с подлегированным каналом эти значения уменьшались до величины, близкой к  $-1,0$  В. Аналогичные транзисторы с тонким слоем оксида без подлегирования канала имели пороговые напряжения вблизи  $-2,0$  В. Величина разброса значений порогового напряжения транзисторов не превышала 5—7%.

Конструктивно транзисторы выполнены в виде прямого канала длиной 20 мкм и шириной 400 мкм. Размеры кристаллов транзисторов — 0,57×1,6 мм. Они были собраны по технологии гибких носителей «алюминий—полиимид» [59]. Транзистор, собранный на гибком носителе с толщиной слоя алюминия 20 мкм и слоя полиимида 30 мкм, показан на рис. 2, б, в. Такие транзисторы предназначены для клинической дозиметрии при контроле локальных доз облучения в онкотерапии и для других применений.

Проверка стабильности величины порогового напряжения  $p$ -канальных МОП-транзисторов, которая проводилась при комнатной температуре после выдержки приборов при температуре  $+85^\circ\text{C}$ , показала отсутствие дрейфа порогового напряжения при воздействии в течение двух часов напряжения  $\pm 30$  В на затворе относительно истока и подложки для транзисторов как с тонким (0,12 мкм), так и с толстым (0,6 мкм) слоем оксида. При этом изменения порогового напряжения транзисторов не превышали  $\pm 1\%$ . Аналогичные результаты получены для  $p$ -канальных транзисторов с поликремниевым затвором.

Радиационная чувствительность к гамма-излучению  $p$ -канальных транзисторов с толстым подзатворным оксидом определялась с помощью их облучения на различных медицинских гамма-установках. При разных параметрах гамма-источников (энергии, мощности и др.) чувствительность имела разные значения и в пассивном режиме составляла около 1—3 мВ/рад. Например, при калибровке  $p$ -МОП-дозиметра с использованием гамма- и рентгеновского излучения с энергией 6 МэВ от линейного ускорителя «Varian 2100EX» чувствительность дозиметра (сдвиг  $V_T$ ) составляла  $207 \pm 3$  мВ/Гр, что соответствует  $2,07$  мВ/рад  $\pm 1,5\%$  [60]. При калибровке другим источником ( $^{192}\text{Ir}$ ) чувствительность  $p$ -МОП дозиметра составляла  $216 \pm 7$  мВ/Гр, что соответствует

2,16 мВ/рад  $\pm 3,2\%$  [60]. Зависимость изменения порогового напряжения  $p$ -МОП-транзисторов ( $\Delta V_T$ ) от величины дозы гамма-облучения близка к линейной в диапазоне доз 0—1000 рад. В случае приложения положительного напряжения при облучении (в активном режиме) чувствительность  $p$ -МОП-дозиметра возрастала до 40—50 мВ/рад.

### Особенности технологии и конструкции дозиметров на $n$ -канальных МОП-транзисторах

При использовании для  $n$ -канального транзистора кремниевой подложки с  $p$ -типом проводимости возникает ряд отличий в технологии и конструкции этих приборов по сравнению с  $p$ -канальными транзисторами. Во-первых, использование фосфора вместо бора при формировании истоков-стоков требует изменения режимов ионной имплантации и разгонки примеси из-за существенного отличия в коэффициенте диффузии, а перераспределение акцепторной примеси бора из подложки в оксид при проведении термического окисления требует учета этого эффекта при выборе исходной легированной подложки. Во-вторых, особенностью  $n$ -канальных транзисторов является появление инверсионного слоя неосновных носителей при увеличении обедняющего (положитель-

ного) потенциала на поверхности кремния. В процессе окисления поверхности подложки кремния  $p$ -типа происходит встраивание фиксированного положительного заряда в полевом оксиде на поверхности раздела Si-SiO<sub>2</sub> и его дальнейшее увеличение при облучении. Это эквивалентно увеличению положительного потенциала на поверхности раздела Si-SiO<sub>2</sub>, которое приводит к возникновению инверсионного слоя вокруг транзистора и, в конечном счете, к короткому замыканию истока со стоком через инверсионный слой и потере возможности контроля тока истока-стока при изменении затворного напряжения. Одним из вариантов предотвращения такого замыкания цепи истока-стока при инвертировании поверхности в  $n$ -канальном транзисторе является использование замкнутого транзистора, у которого затвор окружен стоком и истоком со всех сторон так, что он не соприкасается с инвертированной поверхностью снаружи транзистора в пассивных областях. Были использованы варианты конструкции транзисторов с затвором в виде прямоугольной замкнутой шины и с затвором в виде кольца (рис. 3, 4).

С учетом описанных особенностей  $n$ -канальных МОП-транзисторов была разработана также технология и конструкция дозиметра на основе  $n$ -канальных МОП-транзисторов с толстым слоем оксида, которая имеет некоторые отличия от описанной выше технологии  $p$ -канальных МОП-транзисторов. Эти отличия связаны с тем, что после изготовления  $n$ -МОП-транзистор имеет положительное значение порогового напряжения, которое при облучении уменьшается до нуля, а при дальнейшем увеличении дозы сдвигается в область отрицательных значений с переходом через нулевое значение. Это представляет неудобство при использовании таких транзисторов в измерительных системах. Например, при чувствительности транзистора к ионизирующему излучению в пассивном режиме, равной 1—1,5 мВ/рад, для перекрытия диапа-

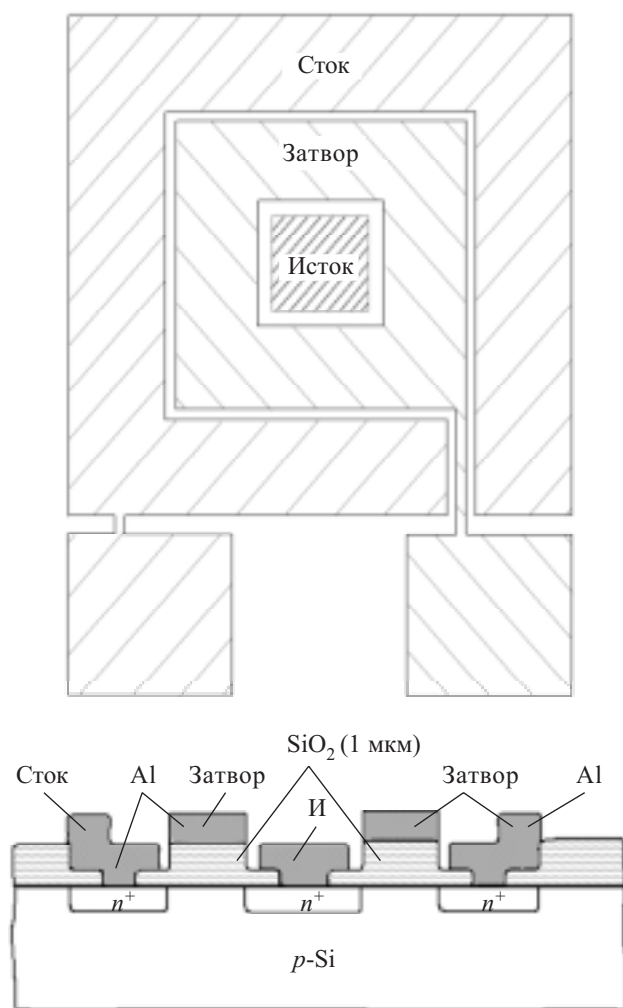


Рис. 3. Схема замкнутого  $n$ -канального транзистора с толстым слоем оксида

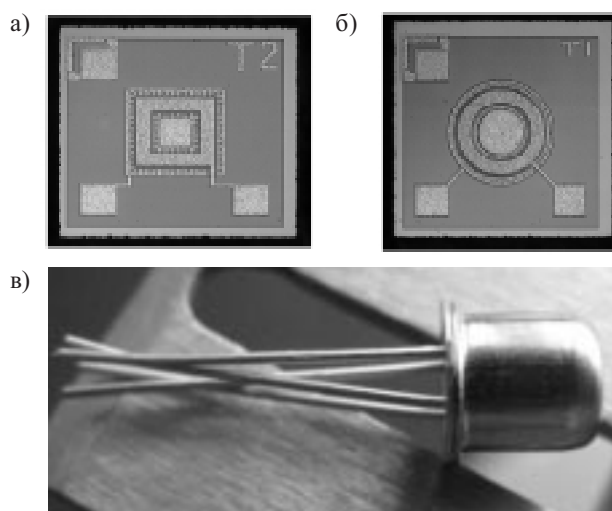


Рис. 4. Фотографии кристаллов  $n$ -канальных транзисторов с затвором в виде прямоугольной замкнутой шины (а) и в виде кольца (б) и транзистор в корпусе типа КТ-1 (в). Толщина подзатворного оксида  $t_{ox}=1,0$  мкм, размер кристалла 1×1 мм

зона доз 5000 рад необходимо иметь транзисторы с пороговым напряжением  $V_T$  не менее 5—8 В, в то время как транзистор с оксидом толщиной 1 мкм, изготовленный на стандартной подложке КДБ-10, имеет значение  $V_T \approx 3$ —5 В. Поэтому для обеспечения достаточно высокого положительного порогового напряжения и, соответственно, более широкого диапазона изменения положительных значений  $V_T$  было разработано два варианта транзисторов. В первом варианте (группа А на рис. 5) применяли ионное легирование области канала транзистора, изготовленного на подложке КДБ-10, для соответствующего сдвига порогового напряжения транзистора в сторону увеличения его положительного значения, например до 8—10 В, а во втором варианте (группа Б на рис. 5) для повышения порогового напряжения применялась специальная подложка  $p$ -типа с повышенной концентрацией акцепторной примеси.

По разработанной технологии были изготовлены  $n$ -канальные МОП-транзисторы с толстым слоем оксида ( $t_{ox}=1,0$  мкм) на стандартных пластинах кремния  $p$ -типа (КДБ-10) диаметром 100 мм (рис. 4, а). Результаты измерения значений порогового напряжения  $n$ -канальных МОП-транзисторов при фиксированном значении тока (100 мкА) представлены на рис. 5. Разброс значений порогового напряжения для партии транзисторов первого варианта (группа А) составляет около 8%, а для партии транзисторов второго варианта (группа Б) — около 3%. Сборка кристаллов транзисторов размером 1×1 мм проводилась в корпусе типа КТ-1 (см. рис. 4, в).

Проводились измерения стабильности порогового напряжения  $n$ -канальных МОП-транзисторов с  $t_{ox}=1,0$  мкм при комнатной температуре после их выдержки по описанной выше методике (+85°C, ±30 В). Как и в случае  $p$ -канального транзистора, они показали отсутствие дрейфа  $V_T$ , а нестабильность величины порогового напряжения составила менее ±1%.

Большое влияние на пороговое напряжение и, соответственно, на точность измерения дозы оказывает температура. Исследования показали, что при нуле-

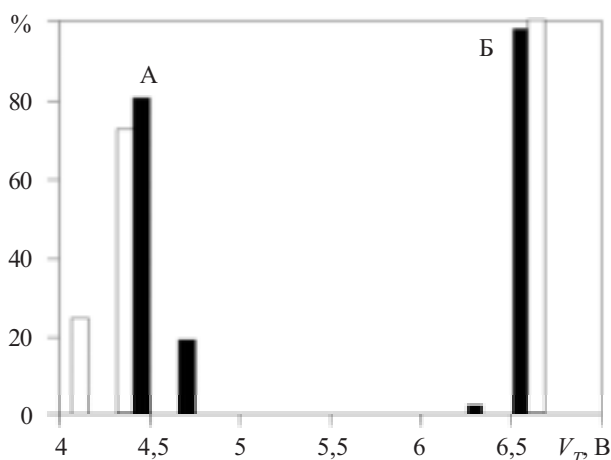


Рис. 5. Гистограммы распределения значений порогового напряжения  $n$ -канальных МОП-транзисторов для замкнутых колец (■) и прямоугольных (□) транзисторов;  $t_{ox}=1,0$  мкм

вом напряжении смещения подложки температурный дрейф  $V_T$  может составлять 5—8 мВ/°С в диапазоне температуры 20—50°C. Поэтому для уменьшения погрешности при измерении накопленной дозы, особенно малых ее значений, необходимо знать температурную зависимость  $V_T$  и контролировать температуру.

### Радиационные характеристики $n$ -канальных МОП-транзисторов с толстым подзатворным оксидом

Для определения чувствительности  $n$ -канальных МОП-транзисторов с толстым слоем подзатворного оксида проводились радиационные испытания на гамма- и рентгеновских источниках. Результаты испытаний на кобальтовой пушке «Агат-Р1» (медицинское оборудование, источник гамма-излучения — изотоп  $^{60}\text{Co}$ , энергия — 1,25 МэВ, мощность дозы — около 3 рад/с) в пассивном режиме в диапазоне доз от 0 до 5000 рад приведены на рис. 6 и 7. Доза облучения определялась по времени облучения для калиброванной мощности излучения (точность измерения дозы гамма-излучения — не хуже 15%).

На рис. 6 видно, что все приведенные зависимости  $V_T$  от дозы облучения достаточно близки к линейным в диапазоне доз 0—1000 рад. Это более наглядно показано на рис. 7, где приведены результаты зависимости относительной величины сдвига порогового напряжения  $n$ -канальных МОП-транзисторов  $\Delta V_T$  от дозы гамма-излучения в диапазоне доз от 0 до 1000 рад.

На рис. 6 видно также постепенное уменьшение наклона кривых при увеличении дозы облучения от 1000 до 5000 рад, что, вероятно, связано с влиянием поля, создаваемого увеличением положительного заряда дырок, встраивающихся в оксид вблизи поверхности раздела Si—SiO<sub>2</sub> во время облучения, а так-

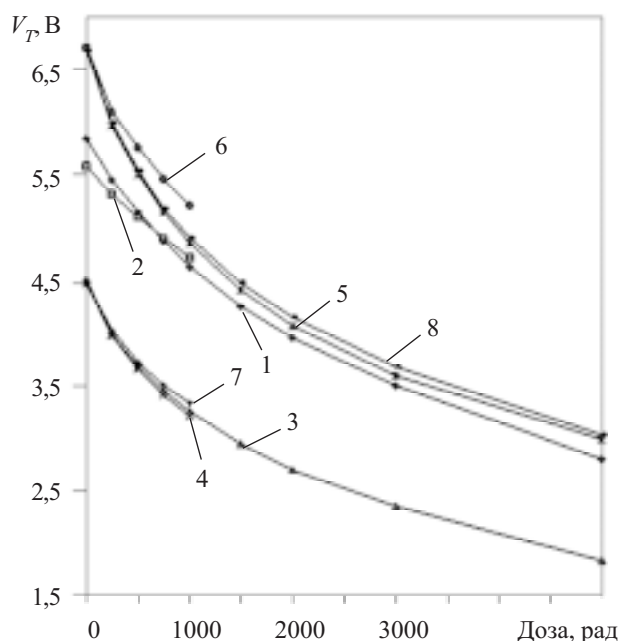


Рис. 6. Зависимость порогового напряжения  $n$ -канальных МОП-транзисторов от дозы гамма-излучения для образцов, изготовленных на пластинах КДБ-12 (1, 2, 5, 6, 8) и на пластинах КДБ-3 (3, 4, 7)

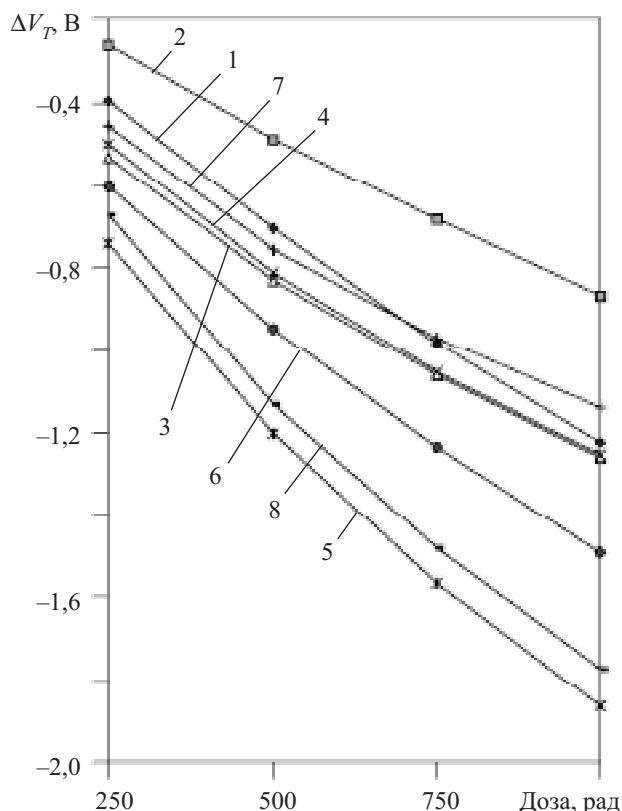


Рис. 7. Зависимость величины сдвига порогового напряжения  $n$ -канальных МОП-транзисторов  $\Delta V_T$  для тех же образцов, что и на рис. 6, от дозы гамма-излучения

же с уменьшением количества свободных ловушек в оксиде из-за постепенного их заполнения дырками при облучении.

Чувствительность изготовленных  $n$ -канальных МОП-транзисторов к гамма-излучению (сдвиг порогового напряжения на единицу дозы) при их использовании в качестве датчиков интегральной дозы (гамма-дозиметров) составляла 1—4 мВ/рад в диапазоне доз 0—250 рад и постепенно уменьшалась при увеличении дозы облучения и составляла 0,8—1,8 мВ/рад в диапазоне доз 250—1000 рад. Максимальная их чувствительность в пассивном режиме составляла 3—4 мВ/рад в диапазоне доз 0—250 рад, что превышает чувствительность аналогичных образцов  $n$ -канальных МОП-транзисторов, изготовленных ранее [44]. Участок зависимости, наиболее близкий к линейному, наблюдается в диапазоне доз 250—1000 рад.

Аналогично ведут себя характеристики  $p$ -канальных и  $n$ -канальных МОП-транзисторов при облучении другими видами ионизирующего излучения, например рентгеновским [61]. При этом радиационная чувствительность МОП-транзисторов имеет другие значения.

### Выводы

Проведенный анализ влияния различных конструктивно-технологических факторов на стабильность, воспроизводимость параметров и чувствительность отклика МОП-транзисторов на воздействие различного ионизирующего излучения позволил определить требования к технологии и конструкции  $p$ -канальных

и  $n$ -канальных МОП-транзисторов с толстым слоем оксида, предназначенных для применения в качестве интегральных дозиметров поглощенной дозы ионизирующего излучения. Для расширения диапазона измеряемых доз разработан вариант технологии формирования в одном технологическом цикле транзисторов двух типов с разной толщиной слоя подзатворного оксида, имеющих разную чувствительность к ионизирующему излучению.

Изготовлены МОП-дозиметры как в варианте  $p$ -канальных, так и  $n$ -канальных приборов, обладающие устойчивыми характеристиками.

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Ma T. P., Dressendorfer P. V. Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits.— New York: Wiley Interscience, 1989.
2. Oldham T. R. Ionizing radiation effects in MOS oxides / In book: Advances in solid state electronics and technology (ASSET) series.— Singapore: World Scientific, 1999.
3. Hughes H. L., Benedetto J. M. Radiation effects and hardening of MOS technology devices and circuits // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 2003.— Vol. 50, N 3.— P. 500—521.
4. Oldham T. R., McLean F. B. Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 2003.— Vol. 50, N 3.— P. 483—499.
5. Zaininger K. H. Irradiation of MIS capacitors with high-energy electrons // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1966.— Vol. NS-13, N 6.— P. 237—247.
6. Powell R. J., Derbenwick G. F. Vacuum ultraviolet radiation effects in  $\text{SiO}_2$  // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1971.— Vol. NS-18, N 6.— P. 99—105.
7. Adams J. R., Daves W. R., Sanders T. J. A radiation hardened field oxide // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1977.— Vol. NS-24, N 6.— P. 2099—2101.
8. Derbenwick G. F., Gregory B. L. Process optimization of radiation-hardened CMOS integrated circuits // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1975.— Vol. NS-22.— P. 2151—2156.
9. Hughes G. W., Powell R. J. MOS hardness characterization and its dependence upon some process and measurement variables // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1976.— Vol. NS-23.— P. 1569—1572.
10. Saks N. S., Ancona M. G., Modolo J. A. Radiation effects in MOS capacitors with very thin oxides at 80 K // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1984.— Vol. NS-31.— P. 1249—1255.
11. Benedetto J. M., Boesch H. E., McLean F. B., Mize G. P. Hole removal in thin gate MOSFET's by tunneling // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1985.— Vol. NS-32.— P. 3916—3920.
12. Adams J. R., Coppage F. N. Field oxide inversion effects in irradiated CMOS devices // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1976.— Vol. NS-23, N 6.— P. 1604—1609.
13. Hu G. J., Aitken J. M., Dennard R. H. A hardened field insulator // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1981.— Vol. NS-28, N 6.— P. 4102—4104.
14. Ngai K. L., White C. T. A model of interface states and charges at  $\text{Si-SiO}_2$  interface: its predictions and comparison with experiments // J. Appl. Phys.— 1981.— Vol. 52.— P. 320—337.
15. Laughlin R. B., Joannopoulos J. O., Chadi D. J. Theory of the electronic structure of the  $\text{Si-SiO}_2$  interface // Phys. Rev.— 1980.— B21.— P. 5733—5744.
16. McLean F. B. A framework for understanding radiation-induced interface states in  $\text{SiO}_2$  MOS structures // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1980.— Vol. NS-27, N 6.— P. 1651—1657.
17. Revesz A. G. Defect structure and irradiation behavior of noncrystalline  $\text{SiO}_2$  // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1971.— Vol. NS-18.— P. 113—116.
18. Svensson C. M. The physics of  $\text{SiO}_2$  and its interfaces / Ed. by S. T. Pantelides.— New York: Pergamon Press, 1978.— P. 328.



19. Sah S. T. Origin of interface states and oxide charges generated by ionizing radiation // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1976.— Vol. NS-23, N 6.— P. 1563—1568.
20. Deal B. E. The current understanding of charges in the thermally oxidized silicon structure // J. Electrochem. Soc.— 1974.— Vol. 121.— P. 198—205.
21. Sakurai T., Sugano T. Theory of continuously distributed trap states at Si-SiO<sub>2</sub> interfaces // J. Appl. Phys.— 1981.— Vol. 52.— P. 2889—2896.
22. Revesz A. G. Chemical and structural aspects of the irradiation behavior of SiO<sub>2</sub> films on silicon // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1977.— Vol. NS-24.— P. 2102—2107.
23. Pepper M. Low energy electron irradiation of the Si-SiO<sub>2</sub> interface // Thin Solid Films.— 1972.— Vol. 14.— S7—S10.
24. McCarrity J. M., Winokur P. S., Boesch H. E., McLean F. B. The physics of SiO<sub>2</sub> and its interfaces / Ed. by S. T. Pantelides.— New York: Pergamon Press, 1978.— P. 428.
25. Feigl F. J., Fowler W. B., Yip K. L. Oxygen vacancy model for the E<sub>1</sub>' center in SiO<sub>2</sub> // Solid State Commun.— 1974.— Vol. 14, N 3.— P. 225—229.
26. Lenahan P. M., Dressendorfer P. V. Hole traps and trivalent silicon centers in metal/oxide/silicon devices // J. Appl. Phys.— 1984.— Vol. 55.— P. 3495—3499.
27. Lenahan P. M., Brower K. L., Dressendorfer P. V., Johnson W. C. Radiation-induced trivalent silicon defect buildup at the Si-SiO<sub>2</sub> interface in MOS structures // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1981.— Vol. NS-28.— P. 4105—4106.
28. Caplan P. G., Poindexter E. H., Deal B. E., Razouk R. R. ESR centers, interface states, and oxide fixed charge in thermally oxidized silicon wafers // J. Appl. Phys.— 1979.— Vol. 50.— P. 5847—5854.
29. Poindexter E. H., Caplan P. G., Deal B. E., Razouk R. R. Interface states and electron spin resonance centers in thermally oxidized (111) and (100) silicon wafers // J. Appl. Phys.— 1981.— Vol. 52.— P. 879—884.
30. Hughes R. C. Charge-carried transport phenomena in amorphous SiO<sub>2</sub>: direct measurements of the drift mobility and lifetime // Phys. Rev. Lett.— 1973.— Vol. 30.— P. 1333—1336.
31. Benedetto J. M., Boesch H. E. The relationship between <sup>60</sup>Co and 10 keV X-ray damage in MOS devices // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1986.— Vol. NS-33.— P. 1318—1323.
32. Dozier C. M., Brown D. B. Effect of photon energy on the response of MOS devices // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1981.— Vol. NS-28.— P. 4137—4141.
33. Dozier C. M., Brown D. B. The use of low energy X-Rays for device testing – a comparison with Co<sup>60</sup> radiation // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1983.— Vol. NS-30.— P. 4382—4387.
34. Fleetwood D. M., Winokur P. S., Dozier C. M., Brown D. B. Effect of bias on the response of metal-oxide-semiconductor devices to low energy X-ray and Cobalt-60 irradiation // Appl. Phys. Lett.— 1988.— Vol. 52.— P. 1514—1516.
35. Paillet P., Schwank J. R., Shaneyfelt M. R. et al. Comparison of charge yield in MOS devices for different radiation sources // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 2002.— Vol. NS-49.— P. 2656—2661.
36. Boesch H. E., McGarrity G. M. Charge yield and dose effects at 80 K // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1976.— Vol. NS-23.— P. 1520—1525.
37. Holmes-Siedle A. G., Adams L. Dosimetric silica films: the influence of fields on the capture of positive charge // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1982.— Vol. NS-29.— P. 1975—1979.
38. Holmes-Siedle A. G. The space charge dosimeter – general principles of a new method of radiation dosimetry // Nucl. Instrum. and Methods.— 1974.— Vol. 121.— P. 169—179.
39. Adams L., Holmes-Siedle A. The development of an MOS dosimetry unit for use in space // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1978.— Vol. NS-25.— P. 1607—1612.
40. Thompson I., Thomas R. E., Berndt L. P. Radiation dosimetry with MOS sensors // Radiation Protection Dosimetry.— 1984.— Vol. 6.— P. 121—124.
41. Holmes-Siedle A. G., Adams L. RADFETs: a review of the use of metal-oxide-silicon devices as integrating dosimeters // Radiat. Phys. Chem.— 1986.— Vol. 28, N 2.— P. 235—244.
42. Hughes R. C., Huffman D., Snelling J. V. et al. Miniature radiation dosimeter for in vivo radiation measurements // Int. J. Radiat. Oncol. Phys.— 1988.— Vol. 14.— P. 963—967.
43. Ensell C., Holmes-Siedle A., Adams L. Thick oxide p-MOSFET dosimeter for high energy radiation // Nucl. Instrum. and Methods.— 1988.— Vol. A269.— P. 655—658.
44. Litovchenko P. G., Barabash L. I., Rozenfeld A. B. et al. MOS structure for emergency gamma and proton dosimetry // Radiation Protection Dosimetry.— 1990.— Vol. 33.— P. 179—182.
45. Buehler M. G., Blaes B. R., Soli G. A., Tardio G. R. On-chip p-MOSFET dosimetry // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1993.— Vol. 40.— P. 1442—1449.
46. Soubra M., Cygler J., Mackay G. Evaluation of a dual bias metal oxide-silicon semiconductor field effect transistor detector as radiation dosimeter // Med. Phys.— 1994.— Vol. 21.— P. 567—572.
47. Butson M. J., Rosenfeld A. B., Mathur J. N. et al. A new radiotherapy surface dose detector: the MOSFET // Med. Phys.— 1996.— Vol. 23.— P. 655—658.
48. Ramani R., Russell S., O'Brien P. Clinical dosimetry using MOSFET's // Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.— 1997.— Vol. 37.— P. 959—964.
49. Sarabayrouse G., Siskos S. Radiation dose measurement using MOSFETs // IEEE Instrum. Meas. Magazine.— 1998.— Vol. 1 (2).— P. 26—34.
50. Halvorsen P. H. Dosimetric evaluation of a new design MOSFET in vivo dosimeter // Med. Phys.— 2005.— Vol. 32.— P. 110—117.
51. Gladstone D. J., Lu X. Q., Humm J. L. et al. A Miniature MOSFET radiation dosimeter probe // Med. Phys.— 1994.— Vol. 21.— P. 1721—1728.
52. Rosenfeld A. B. MOSFET dosimetry on modern radiation oncology modalities // Radiation Protection Dosimetry.— 2002.— Vol. 101.— P. 393—398.
53. Asensio L. J., Carvajal M. A., Lopez-Villanueva J. A. et al. Evaluation of low-cost commercial MOSFET as radiation dosimeter // Sensors and Actuators.— 2006.— Vol. A125.— P. 288—295.
54. Kwan I. S., Rosenfeld A. B., Qi Z. Y. et al. Skin dosimetry with new MOSFET detectors // Radiation Measurements.— 2008.— Vol. 43.— P. 929—932.
55. Перевертайло В. Л. Создание элементной базы для ядерно-физического и радиационного приборостроения на основе кремниевой интегральной технологии // Тр. 5-й Междунар. науч.-практич. конф. «Современные информационные и электронные технологии». — Одесса.— 2004.— С. 200.
56. Rosenfeld A. B., Carolan M. G., Kaplan G. I. et al. MOSFET dosimeters: the role of encapsulation on dosimetric characteristics in mixed gamma-neutron and megavoltage X-ray fields // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1996.— Vol. 42, N. 6.— P. 1870—1877.
57. Зи С. М. Технология СБИС. Часть. 1.— М.: Мир, 1986.
58. Интегральные схемы на МДП приборах / Под ред. А. Н. Кармазинского.— М.: Мир, 1975.
59. Перевертайло В. Л., Жора В. Д., Грунянская В. П. и др. Сборка кремниевых детекторов на гибких носителях типа Al-полиимид // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2009.— № 1.— С. 40—44.
60. Rosenfeld A. B., Kwan I. S., Wilkinson D. et al. The effect of rectal heterogeneity on wall dose in high dose-rate brachytherapy // Med. Phys.— 2009.— Vol. 36.— P. 224—232.
61. Перевертайло В. Л. Метод определения радиационной стойкости интегральных схем с помощью низкоэнергетичного рентгеновского излучения // Матер. 16-й Междунар. конф. «Современные методы и средства неразрушающего контроля и технической диагностики». — Ялта.— 2008.— С. 194—196.

К. т. н. А. З. РАХМАТОВ, к. т. н. С. Л. СКОРНЯКОВ,  
д. ф.-м. н. А. В. КАРИМОВ, к. ф.-м. н. Д. М. ЁДГОРОВА,  
О. А. АБДУЛХАЕВ, У. М. БУЗРУКОВ

Узбекистан, г. Ташкент, ОАО "Foton",  
ФТИ НПО "Физика-Солнце" АН РУз  
E-mail: foton@globalnet.uz, karimov@uzsci.net

Дата поступления в редакцию  
02.11.2009 г.

Оппонент д. ф.-м. н. А. А. ЕВТУХ  
(ИФП им. В. Е. Лашкарёва, г. Киев)

## ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СОЗДАНИЯ НИЗКОВОЛЬТНЫХ ОГРАНИЧИТЕЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЯ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ

*Исследованы процессы высококонцентрационной диффузии мышьяка в вакуумированных ампулах, влияния на параметры диффузионных  $p$ - $n$ -переходов сверхтонких слоев оксида на кремнии. Обоснован выбор режимов и источника диффузии для создания низковольтных ограничителей напряжения.*

На основании результатов исследования электрофизических и технологических процессов получения низковольтных  $p$ - $n$ -переходов путем диффузионного легирования мышьяком сильнолегированных кремниевых подложек были разработаны и внедрены в серийное производство в ОАО "Foton" два типа бескорпусных ограничителей напряжения, рассчитанных на мощность 0,5 и 1,5 кВт, с напряжением пробоя менее 7 В. Принципиальное отличие разработанных ограничителей напряжения от известных заключается в механизме пробоя. В легированных диффузией бора и фосфора ограничителях получены значения рабочего напряжения выше 7 В с лавинным пробоем, а в легированных мышьяком ограничителях значения пробойного напряжения меньше 7 В. Как отмечено в [1], для получения стабилитронов с лавинным пробоем при напряжении 6,5 В оптимальным материалом подложки является кремний типа КДБ 0,003, который требует специально подобранного температурного режима диффузии.

Качественную диффузию примесей в кремний можно осуществить в сравнительно ограниченном диапазоне температуры. В частности, для мышьяка это диапазон 1373—1523 К. Если температура ниже 1273 К, значения коэффициентов диффузии очень малы и глубина диффузии незначительна, если выше 1573 К — качество диффузионных слоев получается неудовлетворительным. Кроме того, режим определяется выбором источника (диффузанта) и способа диффузии примеси.

В стабилитронной технике работа с мелкими  $p$ - $n$ -переходами требует решения непростых проблем создания к ним надежных омических контактов и обеспечения заданного рабочего напряжения. Эти проблемы можно решить выбором оптимальных по температуре и длительности режимов диффузионного легирования кремниевых подложек.

В вакууме температура плавления кремния несколько снижается. Поэтому при проведении технологических процессов в вакуумированной кварцевой ампуле температура не должна превышать 1473 К. В то же время увеличение температуры диффузии выше 1373 К, как известно, слабо влияет на предельную растворимость мышьяка. В результате, для проведения экспериментов была выбрана температура 1423 К.

К настоящему времени наибольшее распространение получил процесс диффузии из твердой фазы [2], когда примесь из твердого раствора в одной области полупроводника диффундирует в примыкающую к ней другую область этого же полупроводника, свободную от примеси данного типа.

Следует отметить, что в отличие от бора и фосфора, широко применяемых в производстве в качестве легирующих примесей, мышьяк практически используется только для получения скрытых слоев в производстве кремниевых структур интегральных схем (причем в последнее время мышьяк заменяют близкой по электрофизическим характеристикам, но нетоксичной сурьмой) и, в основном, для получения стабилитронов с напряжением стабилизации (пробоя) менее 7 В. Диффузией мышьяка удается формировать  $p$ - $n$ -структуры, существенно превосходящие по качеству (относительно низкие значения дифференциального сопротивления) структуры, сформированные с использованием фосфора и бора.

В связи с этим, актуальным является рассмотрение некоторых аспектов проведения процессов диффузии мышьяка, влияющих на воспроизводимость параметров получаемых таким способом кремниевых  $p$ - $n$ -структур, зависящих от выбранного источника диффузии мышьяка, и их дефектность.

В настоящей работе проводились исследования процесса высококонцентрационной диффузии мышьяка в вакуумированных ампулах, влияния на параметры диффузионных  $p$ - $n$ -переходов сверхтонких (остаточных) слоев «естественного» оксида на кремнии.

Полный цикл изготовления диффузионных  $p$ - $n$ -переходов включает в себя типовые планарные процессы: изготовление полированных пластин кремния, их защитное окисление, формирование при помощи фотолитографии окон в слое оксида для последующего формирования контактов к базе методом диффузии.

Для проведения диффузионного отжига использовали кварцевые ампулы диаметром 75 мм с необходимым внутренним объемом. Процесс загрузки и герметизации ампул происходит следующим образом.

Ампулу и все предназначенные для загрузки в нее детали обрабатывали кислотой HF и деионизованной водой. С буферных и экранирующих пластин, используемых многократно (10—15 процессов, в зависимости от их состояния), а также с ограничительных шайб перед проведением каждого процесса удаляли буферным раствором на основе HF «старый» слой  $\text{SiO}_2$  и наращивали новый. Для этого все детали и саму ампулу перед сборкой отжигали в специальной печи в потоке сухого кислорода при температуре 1423 К в течение 40 мин. При этом выжигались адсорбированные поверхностью кварца различные элементы и одновременно наращивался слой  $\text{SiO}_2$  на вспомогательные кремниевые детали. Экспериментальные кремниевые пластины непосредственно перед загрузкой в ампулу специально обрабатывали в растворе  $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$  (1:10) в течение 20 с для удаления остаточного слоя  $\text{SiO}_2$ , затем подвергали финишной очистке на установке кистевой мойки и сушке в центрифуге, которая вращалась со скоростью до 3200 об/мин. После этого немедленно, с целью предотвращения естественного роста  $\text{SiO}_2$  на поверхности Si за счет атмосферного кислорода, экспериментальные кремниевые пластины передавали в эксикаторах для загрузки в ампулу, подготовленную точно к этому времени вместе со вспомогательными деталями и источником диффузии.

Выполнение всех технологических операций без промедления и в согласованные сроки играет важную роль в обеспечении воспроизводимости процессов диффузии мышьяка за счет ограничения толщины «естественного» оксида, представляющего собой барьер для проникновения атомов мышьяка в кремний, особенно если учесть, что мышьяк отличается наименьшим коэффициентом диффузии по сравнению с другими легирующими примесями, применяемыми в производстве полупроводниковых приборов (фосфор, бор и т. п.).

Рабочие и контрольные пластины кремния помещали в ампулу в виде плотного пакета, в котором

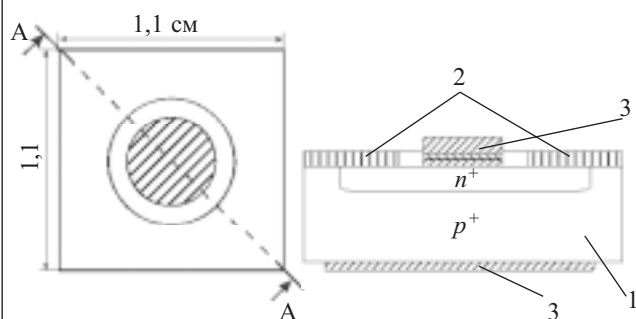


Рис. 1. Конструкция образца с диффузионным  $p-n$ -переходом:

1 — сильнолегированный кремний; 2 — защитный слой оксида; 3 — омические контакты

полный остаточный зазор между пластинами не превышал 10 мм, для чего использовали ограничительные кремниевые шайбы толщиной порядка 5 мм. Ампулу, загруженную кремниевыми пластинами в специальной кварцевой cassette и кварцевым стаканчиком с источником диффузии, заваривали со стороны шлифованной кварцевой пробки, отжигали 20 мин при температуре 623 К при непрерывном вакуумировании до остаточного давления около  $5 \cdot 10^{-3}$  Па, после чего отсоединяли от системы откачки. Затем ампулу быстро помещали в диффузионную печь. После диффузионного отжига ампулу охлаждали, поливая холодной водой со стороны шлиф-пробки. Этим обеспечивалось контролируемое осаждение паров мышьяка не на кремниевые пластины, а на основание охлаждаемой пробки (т. е. предотвращалось образование кристаллических дефектов в виде дендритов мышьяка на поверхности кремниевых  $n^+-p^+$ -структур), а также обеспечивалась воспроизводимость скорости охлаждения пакета кремниевых пластин. Последнее способствует достижению воспроизводимости градиента концентрации мышьяка в области  $p-n$ -перехода и, соответственно, воспроизводимости напряжения пробоя кремниевых  $n^+-p^+$ -структур. Причина этого в том, что мышьяк в диффузионном слое находится в активной и неактивной формах (кластерах), способных переходить одна в другую в зависимости от скоростей нагрева и охлаждения  $p-n$ -структуры [2]. Соответственно, можно изменять градиент концентрации активной составляющей мышьяка, а значит, и напряжение пробоя  $p-n$ -структуры. Большинство экспериментов были проведены на образцах  $p^+-n^+$ -структур простейшей конструкции (рис. 1).

#### Исследование диффузии мышьяка из различных источников

Для обеспечения воспроизводимости электрических параметров и предотвращения образования структурных дефектов при изготовлении низковольтных диффузионных  $p-n$ -переходов ампульным методом, помимо названных приемов, предложен также способ подготовки источника диффузии мышьяка, который отличается от известных [3].

Были исследованы процессы диффузии в неокисляющей среде (вакууме) с источником легирующей примеси, находящимся как в элементарном виде (кристаллический мышьяк), так и в виде лигатуры — порошка кремния марки КДБ, легированного до определенной концентрации мышьяком. Лигатуру готовили отжигом порошка кремния в присутствии кристаллического мышьяка в специальных вакуумированных кварцевых ампулах при температуре 1273 К в течение 48 ч. Порошок легированного таким образом кремния измельчали в агатовой ступке и использовали в качестве источника диффузии. Использовали также составной источник диффузии в виде навески кристаллического мышьяка вместе с навеской порошка кремния марки КДБ 0,001.

Площадь полученных низковольтных  $p-n$ -переходов в образцах составляла  $4,5 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>.



Для образцов, полученных в процессе диффузии примеси из разных источников, измеряли напряжение пробоя  $U_{Br}$ , глубину залегания диффузионного слоя  $x_j$  и удельное поверхностное сопротивление  $\rho_s$ . Как видно из рис. 2, результаты измерения  $U_{Br}$  для образцов, полученных с навесками As массой 150, 200 и 350 мг (кривые 1, 2 и 5) и с навеской лигатуры КДБ 0,001 (кривая 4), близки между собой.

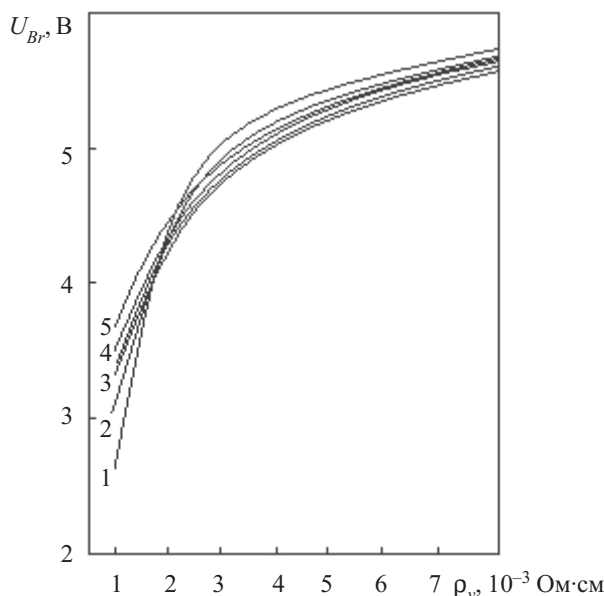


Рис. 2. Зависимость  $U_{Br}$   $p$ - $n$ -переходов, изготовленных диффузией легирующих примесей из разных источников, от удельного сопротивления  $\rho_v$  исходного кремния: 1 — As, 150 мг; 2 — As, 200 мг; 3 — As, 450 мг + Si, 5 г; 4 — лигатура; 5 — As, 350 мг; 6 — As, 250 мг + Si, 5 г

В области значений удельного сопротивления кремния  $\rho_v=0,001$ — $0,002$  Ом·см дисперсия значений  $U_{Br}$   $p$ - $n$ -переходов как на пластинах из различных партий, так и на отдельных пластинах одной партии для навесок As 150, 200 и даже 350 мг была недопустимо высока (см. таблицу).

Диффузионные слои залегали в исследуемых пластинах на относительно малой глубине (рис. 3).

В результате неглубокого проникновения мышьяка отмечено уменьшение средних значений  $U_{Br}$   $p$ - $n$ -переходов структур с заданным значением  $\rho_v$  (рис. 2, кривые 1, 2). При измерениях наблюдалась неустойчивость во времени напряжения пробоя и даже снижение  $U_{Br}$  вплоть до 0 (т. е. до короткого замыкания переходов).

Средние квадратичные отклонения величины  $U_{Br}$  (в В) для образцов, полученных при разных источниках диффузии

$\rho_v$ кремния, Ом·см	Источник диффузии					
	150 мг As	200 мг As	350 мг As	Лигатура	250 мг As, 5 г Si	450 мг As, 5 г Si
0,001	1,23	0,67	0,54	0,25	0,10	0,08
0,002	1,17	0,50	0,83	0,37	0,15	0,18
0,003	0,81	0,28	0,35	0,30	0,18	0,16
0,005	0,30	0,23	0,37	0,32	0,23	0,18
0,008	0,54	0,40	0,41	0,47	0,33	0,24

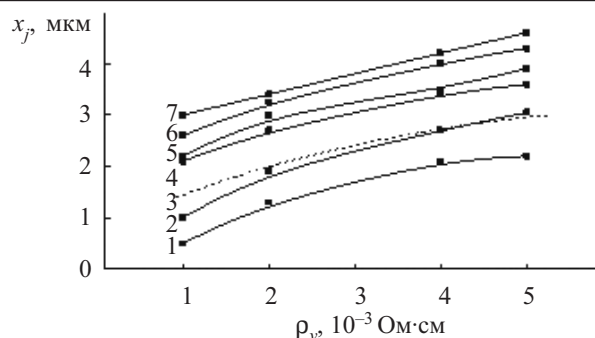


Рис. 3. Зависимость средних значений  $x_j$  от  $\rho_v$  исходного кремния для разных источников и режимов диффузии: 1 — As, 120 мг; 2 — As, 180 мг; 3 — лигатура; 4 — As, 200 мг + Si, 5 г; 5 — As, 300 мг; 6 — As, 400 мг + Si, 5 г; 2 ч; 7 — As, 400 мг + Si, 5 г, 4 ч

Полученные результаты измерения удельного поверхностного сопротивления  $\rho_s$  (рис. 4) для процессов с навесками кристаллического As массой  $m=50$ — $350$  мг, достаточно хорошо описываются зависимостью вида

$$\rho_s^{-1} \approx m^{1/4}, \quad (1)$$

что согласуется с известными представлениями о том, что As при температуре выше 1273 К находится преимущественно в виде четырехатомных молекул [4]. Это также представляет интерес при оценке давления паров мышьяка в ампуле по известной формуле Клайперона–Менделеева [5, с. 153].

Вместе с тем, дефектность рабочих кремниевых пластин (разнообразные дефекты эрозийного характера и дислокационные треугольники на диффузионном поле, разветвленные осадения тонких

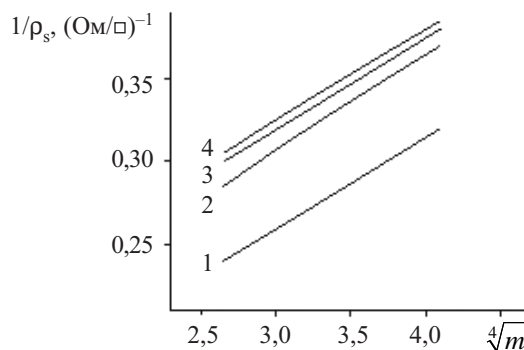


Рис. 4. Зависимость средних значений  $\rho_s$  от массы  $m$  навески As для разных значений  $\rho_v$  кремния (в Ом·см): 1 — 0,002; 2 — 0,005; 3 — 0,008; 4 — 0, 01



кристаллов As на оксиде и т. п.) изготовленных в процессах с навесками 300 мг As, была значительно выше, чем пластин, для которых источником диффузии служила лигатура. Полученные результаты диффузии примесей, находящихся в элементарном виде, в сильнолегированный кремний можно объяснить тем, что в условиях вакуумированной ампулы существенно возрастает роль процессов встречной диффузии (испарения) элементов полупроводниковой подложки — кремния, давление паров которого при температуре 1423 К достигает  $5 \cdot 10^{-2}$  Па [6], и, что особенно важно, бора — основной легирующей примеси для используемых в данном случае кремниевых пластин марки КДБ (кремний дырочного типа проводимости, легированный бором) (рис. 5). В частности, образование структурных дефектов на поверхности легируемых мышьяком кремниевых пластин связано с процессами испарения и осаждения собственно атомов кремния и атомов бора из пластин подложки. Определенное участие в этом принимает также газообразный мышьяк.

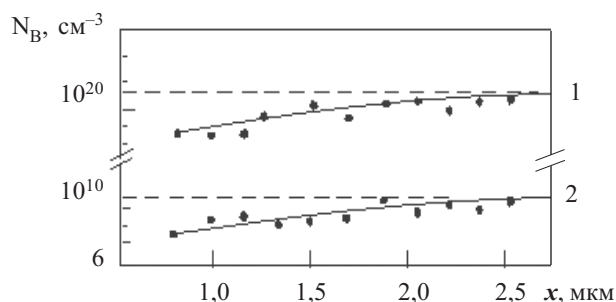


Рис. 5. Профили распределения концентрации бора в кремниевых подложках типа КДБ 0,001 (1) и КДБ 0,01 (2), отожженных при 1423 К в вакууме

Следует отметить, что дефектность рабочих пластин в случае применения источника как в виде кристаллического As, так и в виде лигатуры при проведении диффузии в сильнолегированный кремний типа КДБ 0,001 и КДБ 0,002 была недопустимо высокой, несмотря на предпринятые меры по заключительному охлаждению ампул с пластинами.

Для решения этой проблемы были проведены эксперименты, в которых вместе с навеской кристаллического As в ампулу дополнительно помещали порошок КДБ 0,001 с дисперсностью порядка 200 мкм. Такой порошок служил источником паров бора и был предназначен для создания необходимого уровня противодействия, препятствующего испарению бора из подложки.

Чтобы исключить испарение бора из подложки, его дополнительный источник должен обеспечивать в свободном объеме ампулы ( $V_F$ ) концентрацию паров бора ( $N_g$ ), близкую к его концентрации в подложке ( $N_B$ ), т. е. должно выполняться условие  $N_g \approx N_B$ , а

$$N_g = \frac{S_p \int_0^t I(0,t) dt}{V_F} \quad (2)$$

Здесь  $S_p$  — площадь поверхности частиц кремния типа КДБ (дополнительного источника в виде порошка);  $I(0,t)$  — поток атомов бора из частиц источника. Отсюда видно, что процесс встречного испарения базовой примеси (бора) можно контролировать, управляя технологическими факторами ( $S_p$ ,  $V_F$ ). Процессы в вакуумированной кварцевой ампуле, в которых использовали составной источник диффузии в виде навески кристаллического мышьяка и навески порошка легированного кремния с концентрацией бора не менее его концентрации в рабочих кремниевых пластинах, дали положительные результаты как по электрическим параметрам  $p$ - $n$ -структур, так и по их дефектности.

Для объяснения зависимости напряжения пробоя  $p$ - $n$ -структур от скорости охлаждения кремниевых пластин (ампулы с пластинами) по окончании процесса диффузии мышьяка следует использовать данные [6, 7], в соответствии с которыми мышьяк при температуре ниже 1473 К может находиться в двух формах — электрически активной (ионы) и электрически пассивной в виде кластеров с компенсированным зарядом. При охлаждении ампулы с кремниевыми пластинами количественное соотношение этих форм мышьяка может меняться, что отражается на величине напряжения пробоя  $p$ - $n$ -переходов. Для определения этого соотношения используют измерение распределения As в кремнии двумя методами — дифференциальной проводимости (определение концентрации электрически активной составляющей атомов As) и активационным (определение полной концентрации атомов As). Профиль распределения As в сильнолегированном кремнии марки КДБ 0,001, полученный первым методом (измерение четырехзондовым методом поверхностного сопротивления кремниевых пластин после диффузии As с последовательным «химическим» удалением слоев) представлен на рис. 6. Экспериментальные результаты сравниваются

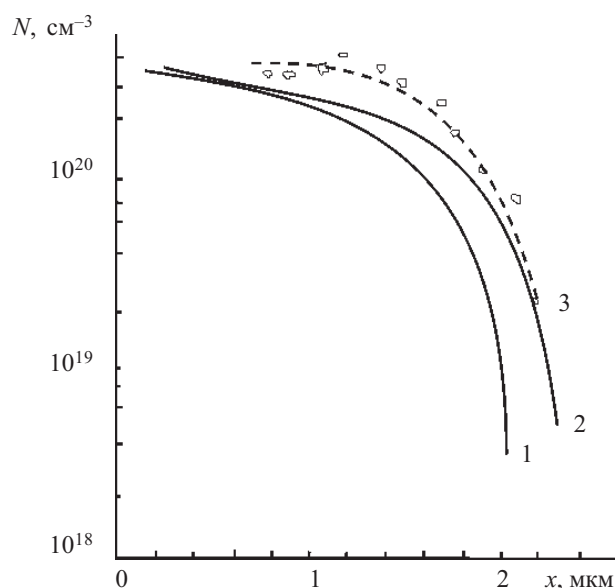


Рис. 6. Профили распределения As в подложках типа КДБ 0,001:

1, 2 — теоретические из [9] и [10], соответственно; 3 — экспериментальный

с теоретическими, полученными на основании значений коэффициентов диффузии  $As$  при температуре 1423 К в кремний КДБ 0,001, приведенных в [8, 9].

В соответствии с [9], полную характеристику экспериментальных диффузионных слоев можно получить с помощью модели диффузии примесей  $n$ -типа ( $As$ ) в кремний:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ D \frac{\partial C}{\partial x} \right]; \quad (3)$$

$$D = D_i \left[ \alpha C + (\alpha^2 C^2 + 1)^{1/2} \right] \left[ 1 + \alpha C (\alpha^2 C^2 + 1)^{-1/2} \right]; \quad (4)$$

$$\alpha = N_s / (2n_i); \quad (5)$$

$$n_i = 6,77 \cdot 10^{21} \exp[-1,55/(2kT)], \quad (6)$$

где  $D_i$  — собственный коэффициент диффузии;

$C$  — концентрация примеси, нормированная к поверхностной концентрации примеси  $N_s$ .

Для уровня высоких концентраций, где выполняется условие  $N_s \gg n_i$ , соотношение (4) можно упростить:  $D = D_i \cdot 4\alpha C$ .

В этом случае основное уравнение (3) с точностью до 25% относительно  $D$  принимает вид

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_s \frac{\partial}{\partial x} \left( C \frac{\partial C}{\partial x} \right); \quad (7)$$

$$D_s = 4\alpha D_i = 2N_s D_i / n_i, \quad (8)$$

где  $D_s$  — коэффициент диффузии, соответствующий концентрации  $N_s$ .

Аналитическое уравнение можно дополнить соотношениями, связывающими основные измеряемые параметры диффузии —  $\rho_s$  и  $x_j$  — с параметрами распределения мышьяка  $N(x)$ .

Используя полученные в [9] приближенные выражения

$$C = 1 - 0,87Y - 0,45Y^2, \quad (9)$$

$$\text{где } Y = \frac{X}{2\sqrt{D_s t}} = \frac{X}{4\sqrt{\alpha D_i t}}, \quad (10)$$

в области залегания  $p$ - $n$ -перехода, т. е. при  $N(x_j)=0$ , эффективный коэффициент диффузии  $D_s$  можно найти из формулы  $X|_{N=0} = X_j = 1,616 (D_s t)^{1/2}$  или

$$X_j = 1,616 \left( \frac{2N_s D_s}{n_i} t \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Удельное поверхностное сопротивление легированного слоя определяется классическим выражением

$$\rho_s = \left[ q\bar{\mu} \int_0^{x_j} N(x) dx \right]^{-1}, \quad (12)$$

где  $\bar{\mu}$  — объемная эффективная подвижность носителей для  $N \geq 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$   $\bar{\mu} \approx 75 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ;

$q$  — заряд электрона.

Используя приближенное выражение (3) и учитывая условие  $N_s \gg n_i$ , интеграл в (12) рассчитывается достаточно просто:

$$\int_0^{x_j} N(x) dx \approx 0,55 N_s X_j. \quad (13)$$

Таким образом, получаем

$$N_s = \frac{1,56 \cdot 10^{17}}{\rho_s X_j}. \quad (14)$$

Оценка  $x_j$  и  $N_s$  по формулам (11) и (14) хорошо согласуется с экспериментальными значениями, полученными для диффузионных слоев в кремниевых подложках КДБ 0,001 (см. рис. 6).

Наилучшее соответствие экспериментального распределения теоретическим, рассчитанным в [7, 8], получено для экспериментального значения  $N_s \approx 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и  $D_i = 6 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$  ( $D_s = 4,8 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ ). Профили распределения  $As$  в подложке, рассчитанные с использованием коэффициента диффузии  $As$  при температуре 1423 К в КДБ 0,001 по данным [8], существенно расходятся с экспериментальными результатами (рис. 6).

Различие значений  $N_s$  в наших экспериментах и в экспериментах авторов [9] можно объяснить разной величиной давления  $As$  в ампуле: максимальное давление  $P_{As}$  в [9] не превышало  $5,3 \cdot 10^4$  Па, а в наших экспериментах давление было в пять раз больше. Это достаточно хорошо согласуется (если учитывать также погрешности при измерениях  $N_s$  методом дифференциальной проводимости) с результатами исследования зависимости поверхностного сопротивления легированного слоя  $\rho_s$  от удельного сопротивления источника кремния  $\rho_v$  (рис. 7). В качестве дополнительного источника кремния использовали материал типа КДБ с разными значениями  $\rho_v$  (от 0,001 до 0,08 Ом·см).

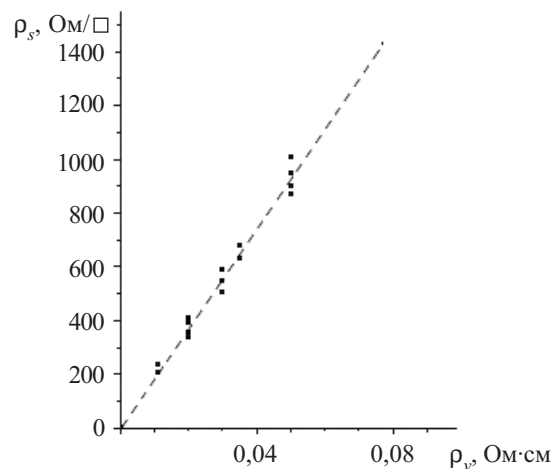


Рис. 7. Зависимость поверхностного сопротивления  $\rho_s$  диффузионного слоя в кремниевой подложке типа КЭФ 4,5 от  $\rho_v$  дополнительного источника кремния

Таким образом, при переходе к другим условиям диффузии As (другим значениям  $T$ ,  $m_{As}$ ,  $V_F$ ) необходимо при оценке  $N(x)$  учитывать зависимости  $N_s(P_{As})$ ,  $D_i(T)$ ,  $n_i(T)$  [8, 9].

Отметим также, что на профиле распределения As, полученном активационным методом, вблизи плоскости  $X=0$  (поверхность подложки) наблюдается некоторое накопление мышьяка. Этот результат подтверждается измерениями профиля на трех образцах, полученных в разных диффузионных процессах при идентичных условиях диффузии. В случае замены мышьяка фосфором такого накопления не наблюдали. Накопление As, возможно, связано с известным явлением накопления донорных примесей, обладающих высоким коэффициентом сегрегации, в поверхностном слое Si при наличии на нем слоя  $SiO_2$ . Кремниевые образцы, подготовленные к ампульной диффузии, сохраняют на поверхности слой естественного оксида толщиной 10—20 Å. При диффузии в окисляющей атмосфере фосфора кремний контактирует не с естественным  $SiO_2$ , а с вязким слоем фосфоросиликатного стекла, которое, конечно, играет уже иную роль с точки зрения переноса диффундирующей примеси. Накопление As свидетельствует о том, что перенос As через поверхностный барьер естественного  $SiO_2$  не лимитирует процесс его диффузии в кремний. Ограничение диффузии As связано с механизмами, определяющими скорость диффузии As в Si-подложку. Значительную крутизну профиля распределения As в области концентраций около  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ , соответствующей области образования низковольтного  $p$ - $n$ -перехода (рис. 6), можно объяснить известным эффектом ускорения диффузии легирующих примесей, в данном случае As, в зоне высокой концентрации. На этом основании следует ожидать торможения продвижения диффузионного фронта As по сравнению с диффузией атомов As, находящихся в зоне с более высокой концентрацией, что способствует увеличению градиента концентрации As в области  $p$ - $n$ -перехода и, соответственно, получению, в отличие от диффузии фосфора, качественных низковольтных

$p$ - $n$ -структур (с относительно низкими значениями дифференциального сопротивления).

### Выводы

Таким образом, установлено, что при проведении процессов диффузионного легирования мышьяком кремниевых пластин в вакуумированной кварцевой ампуле наиболее эффективным является использование составного источника диффузии в виде кристаллического мышьяка и порошка кремния марки КДБ с концентрацией базовой примеси (бора) не менее концентрации базовой примеси (бора) в легируемых кремниевых пластинах.

Полученные в работе результаты представляют интерес при разработке и производстве низковольтных (менее 7 В) ограничителей напряжения на основе кремния.

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Дудар Н. Л., Сякерский В. С., Корытко Н. Н. Моделирование электрических характеристик и расчет конструктивных параметров кремниевого стабилитрона с напряжением стабилизации 6,5 В // Технологии и конструирование в электронной аппаратуре.— 2009.— № 3.— С. 10—12.
2. Пат. 5328. Способ изготовления кремниевых ограничителей напряжения / А. Ф. Муратов, А. З. Рахматов, А. А. Меркулов, И. Р. Исмоилов.— 1994.— Бюл. № 3.
3. Болтакс Б. И. Диффузия в полупроводниках.— М.: Физматгиз, 1961.
4. Рцхиладзе В. Г. Мышьяк.— М.: Металлургия, 1969.
5. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике.— М.: Наука, 1968.
6. Пашков В. М. Глубокая очистка мышьяка методом направленной кристаллизации // Высокочистые вещества.— 1988.— № 1.— С. 123—126.
7. Кондраченко Л. А., Рассадин А. Э., Чистяков А. С. Моделирование процесса нелинейной высокоградиентной диффузии в полупроводниках // ПЖТФ.— 2005.— Т. 31, Вып. 3.— С. 27—30.
8. Атомная диффузия в полупроводниках / Под ред. Д. Шоу.— М.: Мир, 1971.
9. Nakajima J, Ohkawa Sh, Fukukava J. Simplified expression for the distribution of diffused impurity // Jap. J. Appl. Phys.— 1971.— N 10.— P. 162—163.
10. Ghoshtagore R.N. Low concentration diffusion in silicon under sealed tube conditions // Solid State Electron.— 1972.— Vol. 15, N 10.— P. 1113—1120.

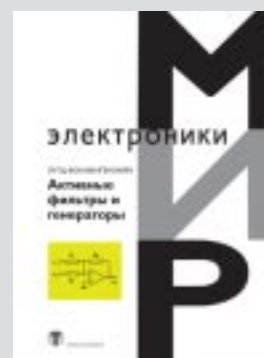
### НОВЫЕ КНИГИ

#### НОВЫЕ КНИГИ

Лутц фон Вангенхайм. Активные фильтры и генераторы. Проектирование и схемотехника с использованием интегрированных микросхем.— М.: Техносфера, 2010.— 416 с.

Книга знакомит читателя с современными методами обработки аналогового сигнала. В издании рассматриваются активные цепи с использованием обычных и новых усилителей ICs (усилители, интеграторы и преобразователи полного сопротивления), проектирование, расчет и сравнение различных схем фильтров; использование компьютерных программ при проектировании фильтров, синус-генераторы с интегрированными усилителями. Пожалуй, впервые в специализированной литературе эта тема раскрывается настолько подробно и в таком объеме.

Книга является удобным справочником для инженеров и исследователей, стремящихся расширить свои знания в области аналоговой обработки сигнала.



А. Н. НАУМОВА, к. т. н. В. Ю. КРАВЕЦ

Украина, НТУУ «Киевский политехнический институт»  
E-mail: kravetz\_kpi@ukr.net

Дата поступления в редакцию  
20.05 2010 г.

Оппонент к. т. н. В. Е. ТРОФИМОВ  
(ОНПУ, г. Одесса)

## ВЛИЯНИЕ НА ТЕПЛОПЕРЕДАЧУ В ПУЛЬСАЦИОННОЙ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЕ ЕЕ ОРИЕНТАЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ

*Рассмотрено влияние на термическое сопротивление и критическую плотность теплового потока в пульсационной тепловой трубе не только угла ее наклона к горизонту, но и общего пространственного положения.*

Стремление к снижению массогабаритных показателей современного теплонагруженного оборудования приводит к миниатюризации устройств и соответственно к росту удельных отводимых тепловых потоков. Для поддержания заданного температурного режима устройств необходимы эффективные системы охлаждения, которые при малых габаритах способны отводить значительные тепловые нагрузки и при этом иметь низкие значения термического сопротивления. Применение тепловых труб и термосифонов в системах охлаждения позволяет обеспечить необходимые условия отведения тепловой энергии, однако уменьшение их габаритов (диаметра парового пространства) приводит к увеличению термического сопротивления [1] и снижает эффективность их применения в системах охлаждения миниатюрных устройств. Также теплопередающие характеристики тепловых труб и, особенно, термосифонов [2] зависят от их ориентации в пространстве. В отличие от этих устройств, в пульсационных тепловых трубах (ПТТ), о которых впервые упоминается в [3], определяющей является капиллярная сила и поэтому ПТТ в общем случае мало чувствительны к влиянию сил гравитации на процесс переноса массы. Однако такая зависимость все же имеется и представляет интерес для исследования.

Исследование ПТТ с различными типами теплоносителя, проведенное в [4], показало, что критический тепловой поток имел наибольшее значение при использовании воды как в случае вертикальной, так и в случае горизонтальной ориентации трубы, а наименьшее — при использовании фреона R123, что напрямую связано с величиной скрытой теплоты парообразования, которая максимальна для воды.

В [5] для небольших значений передаваемого теплового потока показано, что термическое сопротивление с изменением угла наклона ПТТ ведет себя нелинейно, с увеличением угла наклона возрастает частота пульсаций как потока теплоносителя, так и температуры в зоне нагрева (ЗН) и в зоне конденсации (ЗК), что

улучшает тепловые характеристики ПТТ. Для меньших углов наклона возрастает время ожидания — время, за которое накапливается необходимое количество энергии для возникновения и роста паровых пузырей, и ПТТ работает менее интенсивно.

Однако ни в одной из указанных работ не учитывалось то, что исследуемые ПТТ представляют собой плоские змеевиковые конструкции, теплопередача в которых зависит и от угла наклона трубы к горизонту, и от ее общего пространственного положения. В проведенных в настоящей работе исследованиях изменялся не только угол наклона ПТТ к горизонту, но и ее ориентация относительно своей оси.

Для исследований была сконструирована экспериментальная установка, в которой кроме ПТТ имелись системы подвода и отвода теплоты и контрольно-измерительная аппаратура. ПТТ представляла собой медную капиллярную трубку с внутренним диаметром  $d_{\text{вн}} = 1$  мм и наружным диаметром  $d_{\text{нар}} = 2$  мм, согнутую в виде S-образного змеевика с семью петлями (рис. 1)

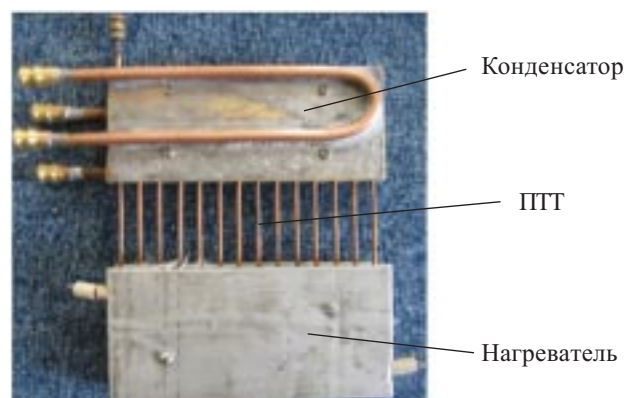


Рис. 1. ПТТ в сборке с нагревателем и конденсатором

Теплоносителем служила вода, коэффициент заполнения составлял 50% от внутреннего объема ПТТ. В ходе эксперимента изменяли положение ПТТ в пространстве, как это показано на рис. 2.

В результате проведения экспериментов были получены зависимости температуры в зонах нагрева, транспорта и конденсации ПТТ от времени для разных величин подведенного теплового потока. Как и для строго вертикальной ориентации, работу в на-



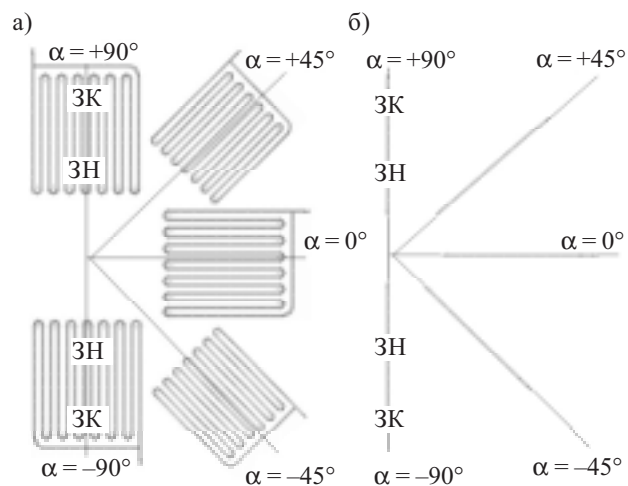


Рис. 2. Варианты размещения ПТТ в пространстве при ее фронтальном (а) и профильном (б) положениях

клоненной ПТТ можно условно разделить на два режима, соответствующих теплопередаче за счет теплопроводности стенки и конвекции (режим 1) и за счет кипения теплоносителя (режим 2) [6]. Однако в случае наклона ПТТ к горизонту наблюдается затягивание переходного режима, причем характер его одинаков для разных положений ПТТ относительно оси при одинаковых углах наклона (рис. 3).

Переход от первого режима работы ко второму имеет некоторые характерные особенности. При первом режиме в зоне нагрева ПТТ могут возникать одиночные пузыри с большим интервалом времени, необходимым для зарождения и роста парового пузыря. Диаметр пузыря в момент отрыва  $d_0$  прямо пропорционален капиллярной постоянной  $l_k$  [7, с. 144], которая является определяющей величиной при исследовании процессов, происходящих в капиллярах:

$$d_0 \sim l_k = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} ,$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  
 $g$  — ускорение свободного падения;  
 $\rho'$ ,  $\rho''$  — соответственно плотность жидкости и пара.

Увеличение теплового потока способствует активизации центров парообразования. Появляющиеся в петлях пузырьки отрываются и двигаются в зону конденсации, поскольку там меньше температура, а следовательно, и давление. На место пузырька подтекает более холодный теплоноситель, и пузырьки из зоны конденсации начинают двигаться обратно, тем самым вызывая пульсационное перемещение парожидкостной смеси теплоносителя. Внешне это выражается периодическим колебанием температуры в зоне транспорта (рис. 4).

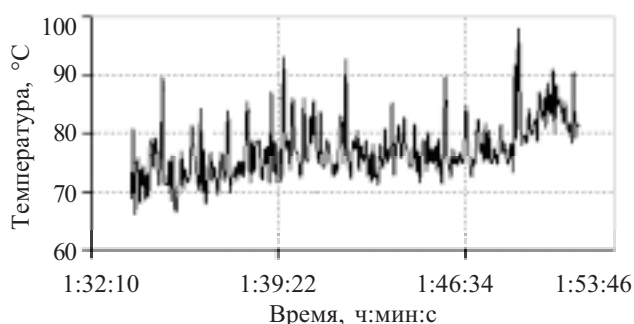


Рис. 4. Пульсации температуры теплоносителя в зоне транспорта, связанные с направлением его движения (указано время от начала эксперимента)

По результатам проведения эксперимента были рассчитаны значения минимального термического сопротивления в зависимости от ориентации ПТТ в пространстве. Как видно из рис. 5, для наклонно расположенной ПТТ минимальное термическое сопротивление достигается при более низких значениях передаваемого теплового потока, чем для вертикальной.

Ориентация ПТТ в пространстве влияет на теплопередачу трубы в целом. Парообразование в зоне нагрева ПТТ начинается после подвода определенного

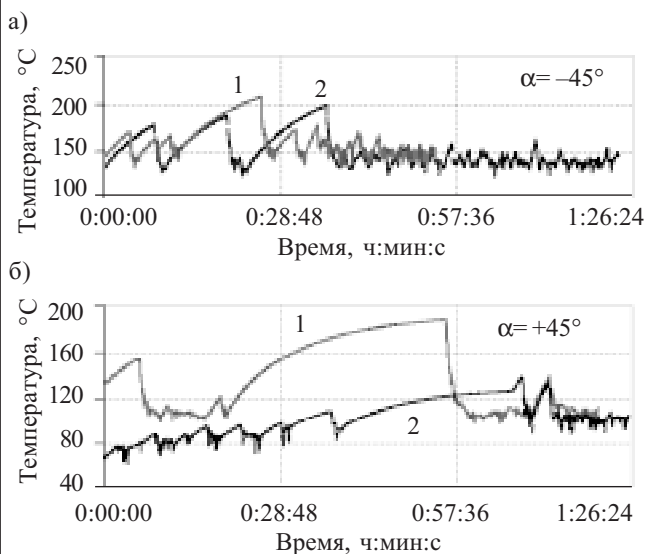


Рис. 3. Переход от первого режима работы ко второму при фронтальном (1) и профильном (2) расположении ПТТ для двух значений угла ее наклона (указано время от начала переходного режима)

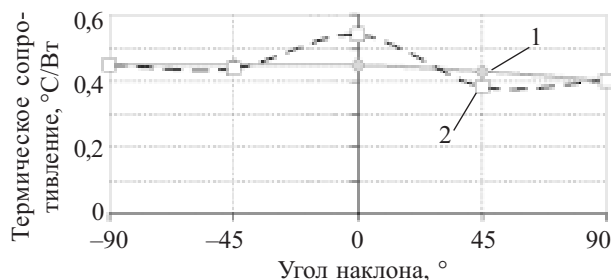


Рис. 5. Зависимость минимального термического сопротивления от угла наклона ПТТ к горизонту при профильном (1) и фронтальном (2) расположении

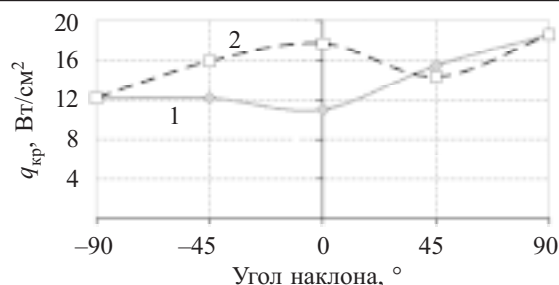


Рис. 6. Зависимость критической плотности теплового потока от ориентации ПТТ в пространстве при профильном (1) и фронтальном (2) расположении

количества теплоты, и с увеличением теплового потока паровая фаза будет двигаться с достаточно большой скоростью, препятствуя жидкой сконденсированной фазе возвращаться из конденсатора. В результате возникает затопление зоны конденсации, а ПТТ уже не способна функционировать из-за недостаточного количества жидкости в зоне нагрева. В горизонтальном же режиме явление затопления зоны конденсации ПТТ не является доминирующим.

В отличие от наклонного расположения ПТТ, для вертикального, когда зона нагрева находится ниже зоны конденсации, начало кризисных явлений соответствует большим значениям передаваемого теплового потока (рис. 6).

Как следует из рис. 6, значения плотности критического теплового потока различаются для фронтального и профильного вариантов расположения ПТТ. При фронтальном расположении ПТТ сила тяжести способствует перетеканию теплоносителя из одной петли в другую при положительных углах наклона и  $0^\circ$ , а при отрицательных, наоборот, препятствует, перемещая парожидкостной состав в зону конденсации. Поскольку ПТТ является замкнутой системой, движущийся теплоноситель способствует лучшему охлаждению зоны нагрева. Когда же ПТТ находится в профильном положении, сила тяжести равномерно распределена во всех петлях и имеет одинаковое влияние на движение теплоносителя во всех петлях, и в то же время, не препятствует его перемещению при отрицательных углах наклона ( $-45^\circ$ ). Этим можно объяснить тот факт, что для положительных значений угла наклона величины критического теплового потока меньше при профильном расположении, а для отрицательных — при фронтальном.

Из рис. 7 видно, что полученные в настоящей работе результаты хорошо согласуются с данными из других источников. Различия приведенных данных отмечаются для ПТТ с разным количеством петель или внутренним сечением и при использовании разных теплоносителей, а для труб, аналогичных по конструкции, но выполненных из разного материала,

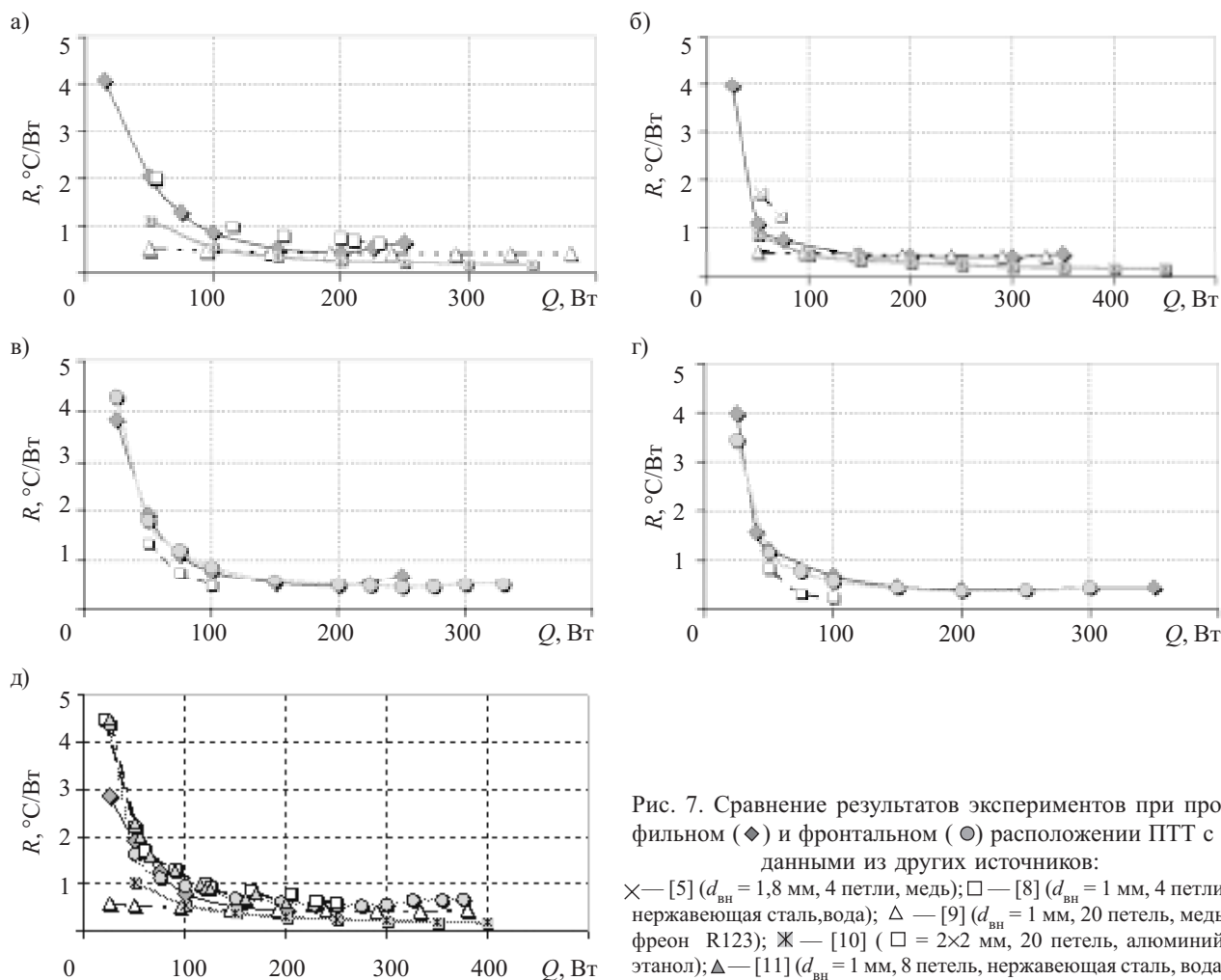


Рис. 7. Сравнение результатов экспериментов при профильном (♦) и фронтальном (●) расположении ПТТ с данными из других источников:

× — [5] ( $d_{\text{вн}} = 1,8$  мм, 4 петли, медь); □ — [8] ( $d_{\text{вн}} = 1$  мм, 4 петли, нержавеющая сталь, вода); △ — [9] ( $d_{\text{вн}} = 1$  мм, 20 петель, медь, фреон R123); Ж — [10] (□ =  $2 \times 2$  мм, 20 петель, алюминий, этанол); ▲ — [11] ( $d_{\text{вн}} = 1$  мм, 8 петель, нержавеющая сталь, вода)

различия в величине термического сопротивления практически отсутствуют. Это указывает на то, что основным фактором, влияющими на термическое сопротивление ПТТ, помимо ориентации в пространстве, является ее геометрия. По всей видимости, материал стенки трубы играет решающую роль только при подводе малых тепловых потоков, когда перенос тепла осуществляется за счет теплопроводности стенки. После «включения» пульсационного механизма действия, т. е. закипания теплоносителя, величина теплоты, переносимой теплопроводностью, становится пренебрежительно малой по сравнению с конвективной составляющей.

\*\*\*

Таким образом, проведенные исследования показали, что на работу пульсационной тепловой трубы, в частности на величину критической плотности теплового потока, существенно влияет не только угол наклона к горизонту, но и ее ориентация в пространстве относительно своей оси.

## ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Kravets V. Yu., Nikolaenko Yu. E., Nekrashevich Ya. V. Experimental studies of heat-transfer characteristics of miniaturized heat pipes // Heat transfer research.— 2007.— Vol. 38.— № 6.— P. 553—563.

2. Shiraishi M., Terdtoon P., Chiang Mai, Murakami M. Visual study on flow behavior in an inclined two-phase closed thermosyphon // Heat transfer engineering.— 1995.— № 16.— P. 53—59.

3. А. с. 504065 СССР. Пульсирующая тепловая труба / Г. Ф. Смирнов, Г. А. Савченков.— 30.04.1971.

4. Katpradit T., Wongratanaphisan T., Terdtoon P. et al. Correlation to predict heat transfer characteristics of a closed end oscillating heat pipe at critical state // Applied thermal engineering.— 2005.— № 25.— P. 2138—2151.

5. Qu W., Ma T. Experimental investigation on flow and heat transfer of a pulsating heat pipe // 12<sup>th</sup> Int. Heat Pipe Conf., P. 226—231, Moscow, 2002.

6. Кравец В. Ю., Наумова А. Н. Исследование термического сопротивления пульсационной тепловой трубы // Труды 10-й МНПК «СИЭТ-2009».— Украина, г. Одесса.— 2009.— С. 46.

7. Толубинский В. И. Теплообмен при кипении.— Киев: Наукова думка, 1980.

8. Кузнецов И. О., Смирнов Г. Ф. Экспериментальное изучение характеристик пульсационных тепловых труб // Холодильная техника і технологія.— 2005.— № 6 (98).— С. 50—54.

9. Yang Honghai, Khandekar S., Groll M. Operational limit of closed loop pulsating heat pipes // Applied thermal engineering.— 2008.— № 28.— P. 49—59.

10. Yang H, Khandekar S, Groll M. Operational characteristics of flat plate closed loop pulsating heat pipes // 13<sup>th</sup> Int. Heat Pipe Conf.— 2004.— China.— P. 283—289.

11. Borisov V., Buz. V., Coba A. etc. Modeling and experimentation of pulsating heat pipes // 12<sup>th</sup> Int. Heat Pipe Conf., Moscow.— 2002.— P. 214—219.

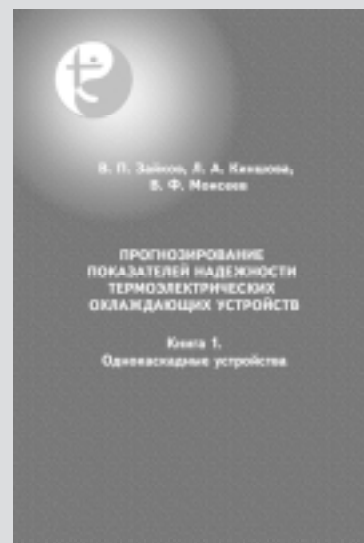
## НОВЫЕ КНИГИ

## НОВЫЕ КНИГИ

**Зайков В. П., Киншова Л. А., Моисеев В. Ф.** Прогнозирование показателей надежности термоэлектрических охлаждающих устройств. Кн. 1. Однокаскадные устройства.— Одесса: Политехперіодика, 2009.— 120 с.

Книга посвящена оценке и прогнозированию показателей надежности однокаскадных термоэлектрических охлаждающих устройств, качественному и количественному описанию этих показателей в зависимости от токового режима работы термоэлемента, величины тепловой нагрузки, условий эксплуатации, а также с учетом воздействия повышенной или пониженной температуры среды как на стадии проектирования термоэлектрического устройства, так и на стадии его эксплуатации.

Книга предназначена для инженеров, научных работников, а также студентов соответствующих специальностей, занимающихся вопросами надежности элементов электроники и в целом РЭА, и разработкой и проектированием термоэлектрических устройств.



Д. т. н. Р. В. КОНАКОВА, Е. Ю. КОЛЯДИНА,  
д. ф.-м. н. Л. А. МАТВЕЕВА, П. Л. НЕЛЮБА,  
к. ф.-м. н. В. В. ШИНКАРЕНКО

Украина, г. Киев, Институт физики полупроводников  
им. В. Е. Лашкарева НАНУ

E-mail: matveeva@isp.kiev.ua, konakova@isp.kiev.ua

Дата поступления в редакцию  
03.06 2010 г.

Оппонент д. ф.-м. н. А. В. КОВАЛЬЧУК  
(ИФ НАНУ, г. Киев)

## РАДИАЦИОННАЯ ТЕХНОЛОГИЯ УЛУЧШЕНИЯ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ К ЭЛЕМЕНТАМ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

*Исследовано влияние типа металлизации и микроволнового облучения на свойства омических контактов к гетероструктурам, содержащим фуллерены. Выявлено преимущество титановой металлизации перед золотой.*

В электронной технике широко используются омические контакты. Вопросам технологии их изготовления уделяется большое внимание в связи с важной ролью механизмов протекания тока в гетероструктурах на границе раздела «металл — полупроводник» [1]. В сенсорных системах, фотоэлектронике и солнечной энергетике наблюдается развитие тенденции к применению низкотемпературных технологий изготовления чувствительных элементов датчиков параметров физических величин на основе полупроводниковых материалов с включением фуллеренов [2]. Использование тонкой пленки  $C_{60}$  в качестве промежуточного слоя в структурах «металл — полупроводник» Au/Ti и Au/GaAs позволило улучшить фотоэлектрические свойства чувствительных элементов на их основе (возросла эффективность фотопреобразователей). Включение фуллеренов в полимерную матрицу представляет научный и практический интерес с точки зрения нанотехнологий и полупроводникового приборостроения. Низкотемпературные полимерные технологии с использованием полупроводниковых свойств фуллеренов  $C_{60}$  также применяются для изготовления фоточувствительных и солнечных элементов [3].

При разработке приборов электронной техники особое внимание уделяется выбору типа металлизации и технологии изготовления омических контактов, т. к. они могут влиять на параметры изготавливаемых приборов. Для повышения качества полупроводниковых структур и приборов электронной техники часто используется возможность изменения их параметров под действием лазерного, электронного и  $\gamma$ -облучения, а также термического отжига. Однако для фуллереносодержащих структур перечисленные активные воздействия не могут быть использованы из-за распада фуллеренов в процессе такой обработки. Перспективным в этом случае является сравнительно простой, быстрый и недорогой кратковременный микроволновой отжиг.

Целью данной работы было установление влияния типа металлизации на свойства омических контактов к чувствительным элементам сенсорной техники, изготовленных на основе полимерных композитных пленок с фуллеренами  $C_{60}$ , а также использование кратковременной микроволновой обработки для улучшения их параметров.

Схематическое изображение поперечного среза исследуемой структуры фотопреобразующей ячейки представлено на рис. 1. Она состоит из кремниевой подложки 1, нижнего слоя металлизации 2 (титановая пленка толщиной 40 нм), полимерного слоя с фуллеренами  $C_{60}$  3 (90 нм) и верхних слоев золотой и титановой металлизации 4.



Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры:

1 — кремниевая подложка; 2 — слой нижней металлизации; 3 — полимерный слой с  $C_{60}$ ; 4 — верхние омические контакты

Слой нижней металлизации был получен следующим образом. В вакууме  $10^{-6}$  Торр резистивным методом разогревали титановую спираль, и испаряющиеся из нее атомы Ti осаждались на кремниевую подложку. Во избежание возникновения термических напряжений в структуре Ti/Si подложка не подогревалась.

На поверхность полученного титанового слоя наносили путем распыления в центрифуге растворенную в толуоле смесь полимеров РСВМ с фуллеренами  $C_{60}$  (6,6-фенил- $C_{60}$ -бутилат метилового эфира) и РЗНТ (поли-3 гексинтиофен). В процессе нанесения смесь непрерывно капала на вращающуюся структуру Ti/Si. Полученную систему с полимером сушили на воздухе. Следует отметить, что добавка к РСВМ полимера РЗНТ при массовом соотношении 2:1 способствует повышению эффективности конверсии солнечной энергии в электрическую.



Следующий этап изготовления фотопреобразующей гетероструктуры заключался в нанесении слоев верхней контактной металлизации. На поверхность полимерного слоя накладывали маску с прямоугольными отверстиями, и в вакуумной камере наносили термическим испарением титановые или золотые контакты.

Для определения омичности контактов использовали четырехзондовый метод. Электрическая схема измерений суммарного сопротивления контактной структуры «металлизация — полимер» и сопротивления полимерного слоя на участке между металлизированными контактами приведена на **рис. 2**. На каждый из двух соседних контактов одной металлизации (Au или Ti) размещали по два зонда. Одну пару зондов стабилизировали по току, а на другой паре измерялось напряжение универсальным вольтметром В7-46. При этом определялось суммарное сопротивление структуры «металл — полимерный композит — металл» для каждого типа верхней металлизации. Используемая электрическая схема позволяла исключить влияние сопротивления измерительных приборов на результаты измерений.

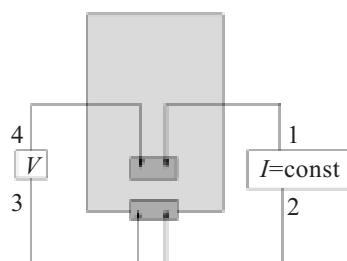


Рис. 2. Электрическая схема измерения контактного сопротивления: 1, 2 — пара зондов для стабилизации тока; 3, 4 — пара зондов для измерения напряжения

Анализ полученных данных показал, что полное сопротивление исходных структур зависит от типа верхней металлизации. Для структур с золотой металлизацией его величина ( $R_{Au}$ ) в несколько раз превышала сопротивление структур с титановой металлизацией ( $R_{Ti}$ ) (см. **рис. 3**). Такое различие может быть обусловлено следующими факторами. Во-первых, фазовые диаграммы «золото — углерод» и «титан — углерод» указывают на возможность карбидизации титана (образование химической связи Ti—C) и отсутствие такой возможности для золота. Во-вторых,

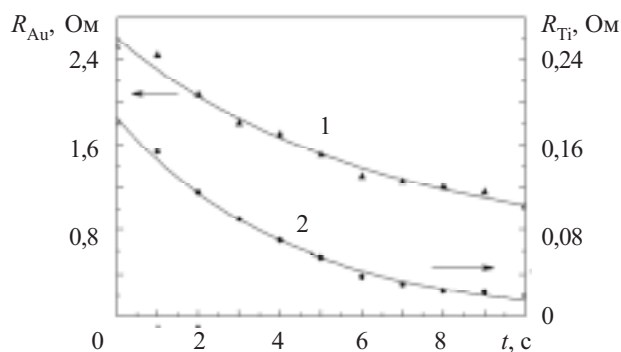


Рис. 3. Зависимость полного сопротивления структуры с золотой (1) и с титановой (2) верхней металлизацией от длительности микроволнового облучения

в [4] методами рентгеновской, фотоэлектронной спектроскопии и синхротронного излучения были исследованы процессы осаждения различных металлов (Ti, Cr, Au, La, In) на поверхность пленок фуллеренов  $C_{60}$ . Авторами [4] было установлено, что Ti и La на начальных стадиях роста образуют карбиды, а затем происходит кластеризация атомов металла. При осаждении Au, Cr и In уже на начальных стадиях роста происходит перемешивание атомов металла с  $C_{60}$  без образования объемного металл-фуллеридного соединения, т. е. сразу образуются металлические кластеры. Тенденция к образованию монослоя Ti и La при осаждении на слой фуллеренов  $C_{60}$  отражает гибридизацию металлической  $d$ - и фуллереновой  $p$ -орбиталей по аналогии с образованием объемных карбидов, только при этом спариваются молекулярные орбитали, а не атомные. При спаривании орбиталей  $C_{60}$  с  $Ti_{3d}$  происходит гибридизация уровней LUMO в  $C_{60}$  с  $Ti_{3d}$  уровнями титана, и образованная структура  $Ti_xC_{60-y}$  является скорее планарной, чем трехмерной. В-третьих, в [5] оптическими методами (фотолюминесценции, комбинационного рассеяния света и оптической проводимости) было подтверждено образование новой фазы при осаждении титановых слоев на пленки фуллерена  $C_{60}$ , которая не принадлежит ни фуллерену, ни титану.

Учитывая результаты [4, 5], будем считать, что в исследуемых нами структурах на границе титановой металлизации с полимером, содержащим фуллерены  $C_{60}$ , тоже возможна гибридизация  $d$ -орбиталей Ti и  $p$ -орбиталей фуллерена. Это происходит как на верхнем, так и на нижнем титановых контактах. Следовательно, образование  $Ti_xC_{60-y}$  снижает барьерный контакт «Ti — полимер», и основной вклад в общее сопротивление структуры с титановой металлизацией вносит сопротивление композитной полимерной пленки. Поскольку золото не взаимодействует с фуллеренами, сопротивление контакта «Au — полимер» больше сопротивления «Ti — полимер», что приводит к большему сопротивлению структуры в случае золотой металлизации.

Для радиационной обработки структур использовалось микроволновое облучение импульсами частотой 2,45 ГГц мощностью 1,5 Вт/см<sup>2</sup> длительностью 1 с. Суммарное время облучения не превышало 10 с. Микроволновая обработка уменьшала суммарное сопротивление структуры как с титановой, так и с золотой металлизацией (рис. 3), но при этом она была более эффективной для структуры с титановой металлизацией, чем для структуры с золотой металлизацией, причем эта эффективность возрастала с увеличением длительности СВЧ-обработки (**рис. 4**).

Влияние типа металлизации на степень уменьшения общего сопротивления структуры «металл — полимер — металл» при микроволновой обработке гетероструктур с фуллеренами объясняется несколькими факторами. Один из них — это наличие процессов радиационно-стимулированной диффузии, которые в нашем случае имеют место в приконтактных областях «Ti — полимер» и «Au — полимер». Эти процессы приводят к улучшению омического контакта

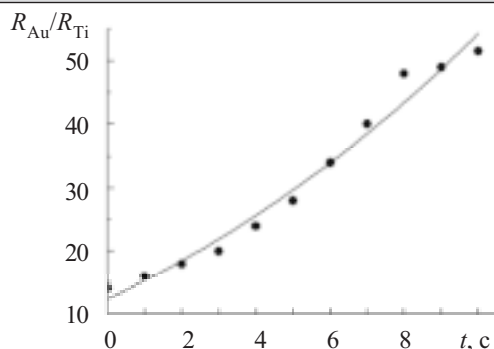


Рис. 4. Зависимость отношения сопротивлений  $R_{Au}$  и  $R_{Ti}$  от длительности микроволновой обработки

металла к полимеру благодаря интердиффузии на их границе раздела, стимулированной СВЧ-облучением. При этом возрастает контактирующая поверхность, а в случае титановой металлизации появляется вероятность образования карбида  $Ti_xC_{60y}$  не только на поверхности полимерного слоя, но и в приконтактной области. В случае же золотой металлизации, как было указано выше, карбиды не образуются. Вторым фактором, влияющим на уменьшение сопротивления структуры в процессе микроволновой обработки, является радиационно-стимулированное упорядочение объема полимерного слоя в гетероструктуре, а также границы раздела «Ti — полимер». Это следует из результатов исследования данных гетероструктур методом модуляционной спектроскопии электроотражения света. В [6] было установлено, что под действием СВЧ-обработки релаксируют внутренние механические напряжения на границе раздела «Ti — полимер», дополнительно образуется соединение  $C_{60}$  с Ti, уменьшается параметр уширения спектра электроотражения от полимера, возрастает время энергетиче-

ской релаксации носителей заряда, возбужденных в нем светом. Эти факты свидетельствуют об улучшении структурного совершенства в полимере по мере увеличения длительности микроволновой обработки.

\*\*\*

Таким образом, при изготовлении омических контактов к элементам электронной техники, содержащим фуллерены, рекомендуется использовать материалы, образующие карбидные соединения с фуллеренами. Из двух наиболее распространенных в настоящее время типов металлизации — Ti и Au — в данном случае предпочтительной является титановая.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Бланк Т. В., Гольдберг Ю. А. Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник. Обзор // Физика и техника полупроводников.— 2007.— Т. 41, № 11.— С. 1281—1308.
2. Narayanan L. K., Jamaguchi M. Photovoltaic effects of a: C/C<sub>60</sub>/Si solar cells structures // Solar Energy Materials and Solar Cells.— 2003.— V. 75.— P. 345—350.
3. Arndt C., Zhokhavets U., Mohr M. et al. Determination of polaron lifetimes and mobility in a polymer/fullerene solar cell by means of photoinduced absorption // Synthetic Materials.— 2004.— Vol. 147, N 1—3.— P. 257—260.
4. Ohno T. R., Chen Y., Harvey S. E. et al. Metal-overlayer formation on C<sub>60</sub> for Ti, Cr, Au, La and In: Dependence on metal-C<sub>60</sub> bonding // Phys. Rev. B.— 1992. Vol. 47, N. 4.— P. 2389—2393.
5. Булавин Л. А., Дмитренко О. П., Билий М. М. та ін. Електронна та коливна структура плівок C<sub>60</sub> з металами // Фізика і хімія твердого тіла.— 2008.— Т. 9, № 2.— С. 328—332.
6. Konakova R. V., Matveeva L. A., Kolyadina E. Yu. et al. Interdiffusion and quantum dimensional effect in solar cells with fullerene // 3<sup>rd</sup> Int. Conf. Proceedings «Physics of electron materials».— 2008.— Kaluga: KSPU Press, 2008.— Vol. 1.— P. 196—201.

#### НОВЫЕ КНИГИ

**Берлин Е. В., Сейдман Л. А. Ионно-плазменные процессы в тонкопленочной технологии.— М.: Техносфера, 2010.— 528 с.**

Книга представляет собой подробное справочное руководство по основным вакуумным плазмохимическим процессам в тонкопленочной технологии — реактивному магнетронному нанесению тонких пленок и ионно-плазменному травлению. В книге содержится подробное описание магнетронных напылительных установок и плазмохимических установок для травления тонких пленок; рассмотрены технологические особенности их использования; описаны способы управления процессами реактивного нанесения тонких пленок и использования среднечастотных импульсных источников питания; показаны технологические особенности получения тонких пленок тройных химических соединений методом реактивного магнетронного сораспыления; описана структура получаемых пленок, а также ее зависимость от параметров процесса нанесения, приведены принципы конструирования источника высокочастотного разряда высокой плотности для ионного или плазмохимического прецизионного травления тонких пленок, а также его использования для стимулированного плазмой осаждения тонких пленок. Рассчитана на специалистов в области электронной техники, нанотехнологии, технологии производства и изготовления специализированного оборудования. Также будет полезна для студентов старших курсов и аспирантов соответствующих специализаций.



Н. И. ПЛИС, д. т. н. В. Г. ВЕРБИЦКИЙ, к. т. н. В. Д. ЖОРА,  
В. Н. ВОЛНИСТОВ, В. П. ГРУНЯНСКАЯ, Н. Н. СЕРГЕЕВА

Россия, г. Москва, ОАО «Ангстрем»;  
Украина, г. Киев, НИИ микроприборов НТК «ИМК» НАНУ  
E-mail: vdzhora@ukrpost.net

Дата поступления в редакцию  
14.06 2010 г.

Оппонент д. т. н. В. В. БАРАНОВ  
(БГУИР, г. Минск)

## ТЕХНОЛОГИЯ СБОРКИ МИКРОСХЕМ НА ГИБКОМ ПОЛИИМИДНОМ НОСИТЕЛЕ

*Рассмотрена технология сборки микросхем на гибком полиимидном носителе и ее преимущества по сравнению с традиционными методами сборки, а также области применения микроэлектронной аппаратуры, в которой используются такие микросхемы.*

В 80-е годы прошлого века в СССР начались работы по внедрению нового, не имевшего на тот момент зарубежных аналогов метода сборки БИС на гибком полиимидном носителе, (ГПН) [1], так называемой модификации 2 (рис. 1).

Микросхемы модификации 2 первоначально разрабатывались для создания элементной базы спецприменения [2]. При освоении таких изделий более чем на 20 предприятиях электронной промышленности были внедрены комплекты автоматизированного оборудования как для изготовления гибких носителей (линия «Ладога»), так и для сборки бескорпусных микросхем на ГПН (линия «Полином»). Была также создана вся необходимая инфраструктура для их производства — налажен выпуск фольгированных диэлектриков и других материалов, тары-спутника, контактных устройств, выпущены соответствующие отраслевые стандарты и т. п. Для монтажа элементов из базы спецприменения, в свою очередь, были разработаны автоматизированные линии, позволяющие осуществлять разварку алюминиевых выводов микросхем модификации 2 (например, на керамические подложки — ультразвуковой микросваркой).

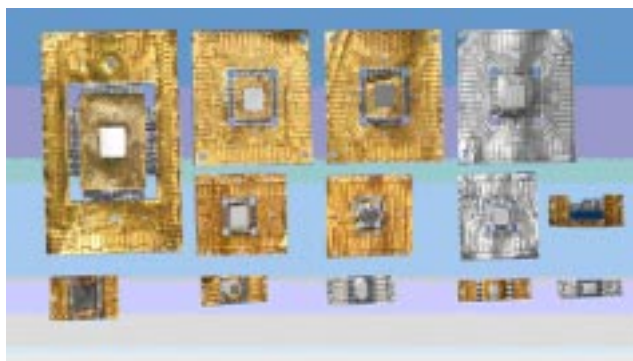


Рис. 1. Микросхемы различных типов на гибком полиимидном носителе

Область применения нового метода сборки микросхем существенно расширилась после внедрения разработанного авторами [3] способа обработки выводов ГПН под пайку, что позволило использовать микросхемы модификации 2 для изделий широкого применения (программируемых микрокалькуляторов, часов, кассовых аппаратов и т. п.). При этом монтаж микросхем на ГПН на стандартные печатные платы осуществлялся методом пайки с использованием импульсных микропаяльников.

Кризис промышленного производства на постсоветском пространстве в 90-е годы привел к резкому падению выпуска изделий электронной техники, в первую очередь товаров массового потребления, особенно после появления на рынке дешевых товаров из Китая и стран Юго-Восточной Азии.

В последние годы у изготовителей современной аппаратуры возродился интерес к бескорпусной элементной базе на ГПН. Ведь кроме минимальных габаритов и массы микросхемы модификации 2 благодаря уникальному сочетанию свойств композиционных материалов — алюминия и полиимида — имеют ряд других ценных преимуществ [2—4].

Наглядным свидетельством преимуществ технологии сборки изделий микроэлектроники, которые собраны с использованием материалов «алюминий—полиимид», является ее применение Европейским центром ядерных исследований (ЦЕРН, г. Женева) при изготовлении компонентов детекторных модулей для системы «ALICE» [5].

Конкурентоспособность такой технологии обеспечило применение микрокабелей, содержащих сотни выводов; малый шаг выводов (до 80 мкм); высокая механическая прочность тонкой (10—12 мкм) полиимидной пленки, а также стойкость к высоким радиационным нагрузкам. В рамках программы «ALICE» было изготовлено около 40 тыс. сложных многвыводных микрокабелей типа «алюминий—полиимид» [6]. При этом точность изготовления выводов микрокабелей в местах сварки достигала  $36 \pm 4$  мкм.

Уникальность свойств полимерных пленок, применяемых в качестве носителей выводов, определяется химическим строением полиимидов — целого класса полимеров, имеющих общую структурную формулу [7], определяющую их высокую прочность, термическую стабильность, а также радиационную стойкость.



Свою эластичность полиимидные пленки сохраняют даже при криогенных температурах. Так, в [8] отмечается, что они могут использоваться в интервале температуры 3—673 К, т. е. работать даже при температуре жидкого гелия. Полиимидные пленки сохраняют работоспособность при 473 К (200°C) в течение нескольких лет, при 573 К — 1000 часов, при 673 К — до 6 часов.

Следует отметить, что полиимидные пленки имеют хорошие, по сравнению с другими полимерами, диэлектрические свойства и высокую теплопроводность (150—180 Вт/(м·К)). Температурный коэффициент линейного расширения (ТКЛР) полиимида близок к ТКЛР металлов, применяемых для изготовления выводов ГПН (алюминия и меди). В то же время, полиимидные пленки можно травить в сильнощелочных растворах, что позволяет получать в них при необходимости сквозные отверстия.

Ценный комплекс свойств полиимидных материалов предопределил их широкое использование в микроэлектронике не только в качестве полимерного основания в ГПН и гибких платах, но и в качестве диэлектрического слоя при изготовлении многоуровневой металлизации на кристаллах СБИС.

Бескорпусная БИС модификации 2 представляет собой кристалл с алюминиевыми выводами на полиимидном основании. Технологический процесс сборки таких микросхем включает в себя изготовление гибких носителей типа «алюминий—полиимид» методом двусторонней фотолитографии, присоединение их к стандартным полупроводниковым кристаллам с алюминиевой металлизацией с помощью ультразвуковой сварки, герметизацию полимерными материалами и проведение технологических отбраковочных испытаний, в том числе и электротермотренировок — при необходимости. Конструкция гиб-

ких носителей задается фотошаблонами слоев алюминия и полиимида, которые предварительно совмещаются и соединяются в пакет.

Конструктивно гибкий носитель (рис. 2) выполнен в виде нескольких взаимосвязанных зон — периферийной, контактирования, монтажной и внутренней, которые состоят из унифицированных элементов, изменяющих свое положение в зависимости от расположения контактных площадок кристалла. Периферийная зона функционально предназначена для фиксации носителя и микросхемы в целом в процессах их изготовления и монтажа. Она содержит базовые фиксирующие отверстия, позволяющие сохранять необходимую точность фиксации при проведении необходимых измерений параметров и испытаний, а также при монтаже в микроэлектронную аппаратуру (МЭА).

В зоне контактирования расположены площадки строго определенных размеров с шагом 1,25 мм для подключения зондов контактирующих устройств в процессе измерения электрических параметров ИС и проведения их испытаний. В зависимости от количества выводов контактные площадки могут быть расположены по обе стороны или с четырех сторон от ИС.

В монтажной зоне имеется унифицированный контур вырубki, по которому от микросхемы с двухсторонним или четырехсторонним расположением выводов отделяют зоны периферийную и контактирования перед монтажом бескорпусной БИС в МЭА. Внутренняя область служит для присоединения полупроводникового кристалла к внутренним окончаниям выводов носителя, повторяющим расположение контактных площадок этого кристалла. Внутренняя область выполнена на основе ряда унифицированных элементов, которые разработаны с учетом автоматизации процессов сварки и обеспечения ее на-

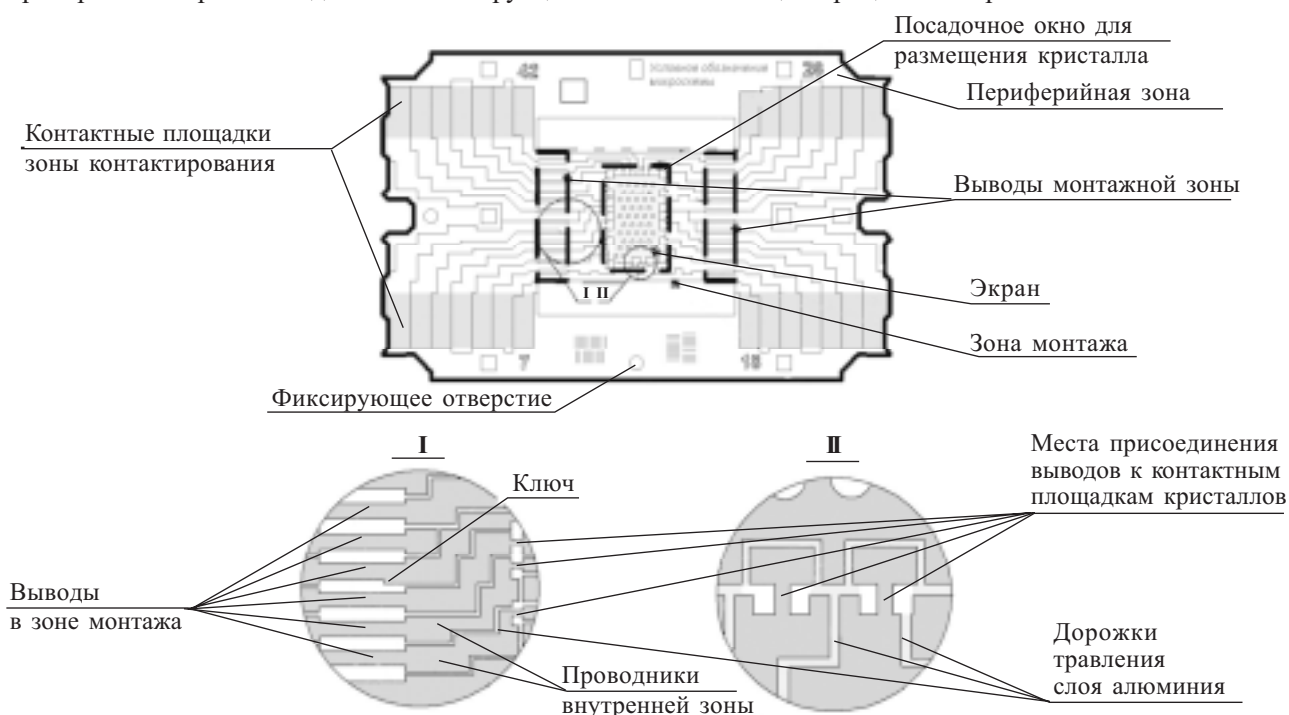


Рис. 2. Гибкие полиимидный носитель для сборки микросхем (вид со стороны алюминия)



дежности, сохранения плоскостности и необходимой ее жесткости, а также стабилизации ее геометрических размеров, например, путем введения экрана [9].

Для защиты бескорпусных микросхем действующими стандартами рекомендован ряд полимерных материалов. Выбор конкретного материала определяется условиями эксплуатации БИС, чувствительностью кристалла к поверхностным загрязнениям, а также совместимостью защитного материала с другими конструкционными материалами микросхемы и МЭА в целом.

Гибкие носители (микрокабели) можно изготавливать различными методами, как показано в [4, 10].

При использовании ГПН типа «алюминий—полиимид» алюминиевые выводы привариваются ультразвуковой сваркой непосредственно к контактному площадкам полупроводникового кристалла. Образуется монометаллическое соединение с высокой прочностью на разрыв — порядка 7—14 гс при толщине выводов 30 мкм (рис. 3).

Образуемый сварной шов имеет мелкодисперсную структуру, наличие оксидов алюминия на контактирующих поверхностях не препятствует возникновению металлических связей [11]. Для формирования надежного сварного соединения точно дозируют энергию ультразвуковых колебаний и, следовательно, величину деформации выводов в местах присоединения. Это позволяет повысить воспроизводимость качества сварки, т. к. чрезмерная деформация вывода приводит к снижению прочности сварных соединений [11]. Кроме того, на их качество значительно влияет жесткость закрепления кристаллов и выводов гибкого носителя, а также чистота поверхности свариваемых соединений. Необходимую чистоту гибких носителей на заключительном этапе их изготовления обеспечивают так называемой финишной очисткой, при которой поверхность подложек с носителя-

ми обрабатывают в слабощелочных растворах, затем тщательно отмывают в деионизованной воде и сушат.

Сварка микросхем на полиимидном носителе может быть реализована на различном сборочном оборудовании, которое отличается как по стоимости, так и по производительности. При больших объемах выпуска микросхем преимущество получают высокопроизводительные автоматизированные установки, например ЭМ-4062.

В условиях многономенклатурного мелкосерийного производства технология сборки ИС на ГПН по сравнению с методами сборки в корпуса также имеет свои преимущества. Ее реализация требует всего лишь изготовления различных пленочных фотошаблонов при стандартном процессе и не сопряжена с необходимостью приобретения (а подчас и разработки) различных корпусов и оборудования для сварки и герметизации.

\*\*\*

Таким образом, показано, что микросхемы на гибком полиимидном носителе отличаются высокой надежностью и имеют преимущества по сравнению с другими конструкциями ИС в случаях использования их в составе герметичных микросборок в аппаратуре, работающей при больших ускорениях, ударных и радиационных нагрузках. В бытовой МЭА такие микросхемы можно применять после герметизации их полимерными материалами и защиты поверхности плат. В случаях использования БИС и СБИС, имеющих сотни выводов, методы сборки микросхем на ГПН практически не имеют альтернативы.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Шеревеня А. Г., Цуканов Л. Н., Тучинский И. А., Жора В. Д. Конструкция и технология сборки БИС в бескорпусном исполнении на гибком носителе // В сб.: Научно-техн. достижения. — М.: ВИМИ, 1984. — №4. — С. 26—34.
2. Воженин И. Н., Блинов Г. А., Коледов Л. А. и др. Микроэлектронная аппаратура на бескорпусных интегральных микросхемах. — М.: Радио и связь, 1985.
3. А. с. 1781733 СССР. Способ сборки интегральных схем / А. Г. Шеревеня, И. А. Тучинский, В. Д. Жора. — 1992. — Бюл. № 46.
4. Перевертайло В. Л., Жора В. Д., Грунянская В. П. и др. Применение гибких носителей при сборке кремниевых детекторов. // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. — 2009. — №1. — С. 40—44.
5. Oinonen M., Aatonen J., Kassamakov I. et al. ALICE silicon strip detector module assembly with single-point TAB interconnections // Proceedings of the Conference LECC-Ihc-workshop-2005. <http://web.cern.ch>.
6. Рожан А. Посол украинской науки в Европе или до решающего эксперимента в ядерной физике остался год // Зеркало недели. — 2007. — № 37.
7. Бессонов М. И., Котон М. М., Кудрявцев В. В., Лайус Л. А. Полиимиды — класс термостойких полимеров. — Л.: Наука, 1983.
8. Гаврюшин Н. Н. Методы изготовления гибких печатных плат и кабелей // Зарубежная радиоэлектроника. — 1985. — № 5. — С. 51—63.
9. А. с. 1505330 СССР. Интегральная схема / А. Г. Шеревеня, В. Д. Жора, И. А. Тучинский, А. И. Гольдшер. Рег. 07.05.1989.
10. А. с. 566866 СССР. Раствор для травления алюминия // В. Н. Кидалюк, В. Д. Жора и др. — 1977. — Бюл. № 28.
11. Морозов В. В. Контактные соединения бескорпусных компонентов на гибком носителе с ленточными выводами. Ч. I // Печатный монтаж. — 2009. — № 4—5. — С. 12—16.

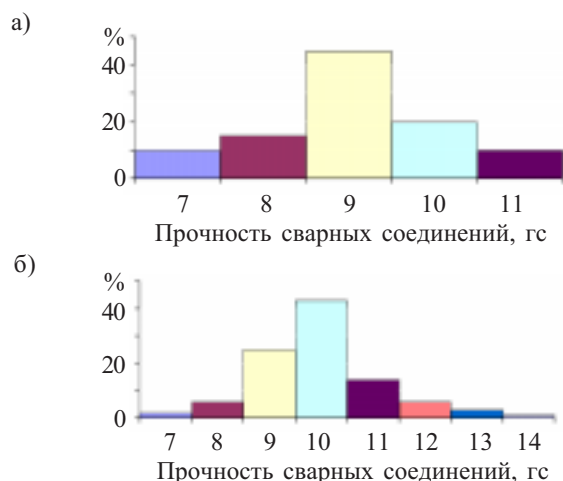


Рис. 3. Распределение прочности сварных соединений контактных площадок кристаллов с выводами ГПН, имеющими разную ширину  $S_B$  в местах сварки, при разных диаметрах сварочного инструмента  $D_{и}$ :

а —  $S_B = 120_{-30}^{+10}$  мкм,  $D_{и} = 130$  мкм;

б —  $S_B = 150_{-30}^{+10}$  мкм,  $D_{и} = 150$  мкм

Д. т. н. А. А. АЩЕУЛОВ, О. Н. МАНИК, Т. О. МАНИК,  
В. Р. БИЛИНСКИЙ-СЛОТЫЛО

Украина, г. Черновцы, ЧНУ имени Юрия Федьковича  
E-mail: manykto@rambler.ru

Дата поступления в редакцию  
04.10 2010 г.

Оппонент д. т. н. А. А. ДРУЖИНИН  
(НУ «Львовская политехника»)

## МОЛЕКУЛЯРНАЯ МОДЕЛЬ И ХИМИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ ТЕЛЛУРА

*Рассмотрена молекулярная модель теллура, объясняющая сложную структуру химической связи. Определены его силовые и энергетические характеристики, обусловившие появление ряда технологических решений получения новых материалов.*

Современное материаловедение предъявляет всё возрастающие требования к материалам электроники. Среди них определенное значение приобрел теллур, находящий широкое применение в опто-, фото-, сенсорной, квантовой и других областях электроники [1]. Интерес к этому материалу обусловлен его уникальными свойствами — он обладает оптической прозрачностью в ИК-области спектра [2] и существенно анизотропен. По мере повышения чистоты теллура выявляются его новые особенности, расширяются масштабы и специфика использования [3].

Теллур относится к полупроводниковым веществам со структурой, сходной со структурой органических полимеров [3]. Поскольку он кристаллизуется в гексагональной системе и образует спиральные цепочки, каждый его атом имеет два ближайших соседа в собственной цепочке и четыре — более удаленных — в соседних цепочках [2]. Атомы теллура в цепочках характеризуются ковалентной связью. Энергия диссоциации двухатомных молекул  $\text{Te}_2$ , равная 2,3 эВ, позволяет судить о величине связи атомов в цепочках. Между собой цепочки связаны силами металлического характера [3].

Такое качественное представление химической связи теллура позволяет объяснить некоторые его физические свойства, однако для создания новых матери-

алов на его основе необходима информация о технологических параметрах с позиций химической связи. Поэтому целью настоящей работы было проведение комплексных исследований динамики формирования химической связи теллура и выяснения особенностей оптимизации материалов на его основе.

На первом этапе стояла задача построения молекулярной модели. Обзор многочисленных работ показал, что теллур обладает гексагональной кристаллической структурой с параметрами решетки  $a=4,457 \text{ \AA}$ ,  $c=5,929 \text{ \AA}$  ( $c/a=1,33$ ). Наименьшие расстояния между атомами составляют 3,7919 и 2,8775  $\text{ \AA}$ , координационное число  $K=12$ .

На основании этих данных были рассчитаны координаты атомов элементарной ячейки теллура, центр которой совмещен с центром декартовой системы координат. Результаты расчетов приведены в табл. 1, а обозначения атомов — на рис. 1.

Из анализа приведенных результатов следует, что расстояния между соседними атомами в решетке теллура неодинаковы и подразделяются на 5 семейств:

$$R_{01''}=R_{02''}=R_{03''}=R_{1''2''}=R_{1''3''}=R_{2''3''}=2,89 \text{ \AA};$$

$$R_{01'}=R_{02'}=R_{03'}=R_{1'2'}=R_{1'3'}=R_{2'3'}=3,96 \text{ \AA};$$

$$R_{1'1''}=R_{1'6''}=R_{2'2''}=R_{2'3''}=R_{3'4''}=R_{3'5''}=3,97 \text{ \AA};$$

$$R_{1'1'}=R_{1'2'}=R_{2'3'}=R_{2'4'}=R_{3'5'}=R_{3'6'}=4,32 \text{ \AA};$$

$$R_{01}=R_{02}=R_{03}=R_{04}=R_{05}=R_{06}=4,457 \text{ \AA}.$$

Естественно предположить, что и химические связи, соответствующие этим расстояниям, также будут неэквивалентны. Связь, соответствующую наименьшему расстоянию, обозначим  $\phi_1$  и далее в порядке возрастания:  $\phi_1=\phi(R=2,89 \text{ \AA})$ ;  $\phi_2=\phi(R=3,96 \text{ \AA})$ ;  $\phi_3=\phi(R=3,97 \text{ \AA})$ ;  $\phi_4=\phi(R=4,32 \text{ \AA})$ ;  $\phi_5=\phi(R=4,457 \text{ \AA})$ .

Существует несколько подходов к выбору моделей химической связи [6], однако законченной тео-

Координаты атомов в элементарной ячейке теллура

Таблица 1

Обозначение атома	x	y	z	Обозначение атома	x	y	z
1	0	4,457	0	1'	1,097	1,9	3,3
2	3,86	2,2285	0	2'	1,097	-1,9	3,3
3	3,86	-2,2285	0	3'	-2,1939	0	3,3
4	0	-4,457	0	1''	-0,8083	1,4	-2,4
5	-3,86	-2,2285	0	2''	1,6166	0	-2,4
6	-3,86	2,2285	0	3''	-0,8083	-1,4	-2,4

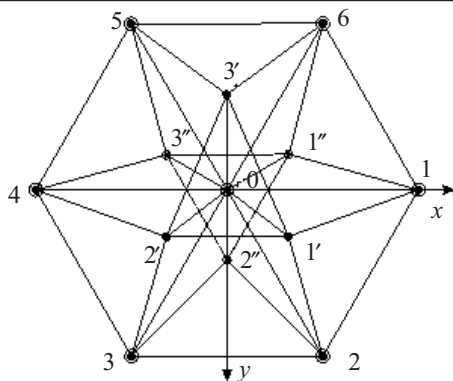


Рис. 1. Проекция элементарной ячейки на плоскость  $xOy$  (вид вдоль гексагональной оси симметрии  $C_6$ ):

0 — центральный атом; 1, 2, 3, 4, 5, 6 — атомы, лежащие в плоскости  $xOy$  и находящиеся на расстоянии постоянной решетки  $a = 4,457 \text{ \AA}$  от атома 0; 1', 2', 3' — атомы, находящиеся выше плоскости  $xOy$  на расстоянии  $z = 3,3 \text{ \AA}$ , что соответствует расстоянию  $R' = 3,9627 \text{ \AA}$ , от атома 0; 1'', 2'', 3'' — атомы, находящиеся ниже плоскости  $xOy$  на расстоянии  $z = -2,4 \text{ \AA}$ , что соответствует расстоянию  $R'' = 2,8938 \text{ \AA}$ , от атома 0

рии до настоящего времени не создано. Для объяснения прочности связей обычно используется представление о резонансе валентных связей [1]. Координационное число атомов в плотноупакованных структурах равно 12, что намного превышает число валентных электронов и не позволяет использовать представление о простой двучетровой связи. За счет своих валентностей эти атомы образуют ковалентные связи с атомами в ближайшей координационной сфере, и если между ними происходит исключительно быстрое обменное взаимодействие, то это приводит к резонансу валентных связей и сопровождается возбуждением более глубоких электронных оболочек.

Гриффитс Дж. С. [1] объясняет эту картину следующим образом: когда в изолированных атомах не заполнены  $(n-1)d$ - и  $ns$ -орбитали ( $n$  — главное квантовое число внешней оболочки) связь образуется за счет этих орбиталей. В случае когда  $(n-1)d$ - и  $ns$ -орбитали в сумме дадут шесть неспаренных электронов, число ковалентных связей достигнет максимума. По мере возрастания  $n$  разность энергий между уровнями  $(n-1)d$  и  $ns$  уменьшается, а между  $ns$  и  $np$  увеличивается. В связи с этим при «движении» по периодической таблице сверху вниз конфигурации  $ds^q$  дают прочную связь, а конфигурации  $sp^q$  — слабую, т. е. тенденции в изменении прочности связи прямо противоположны.

Таким образом, учитывая вышеизложенное, приходим к выводу, что плотные гексагональные структуры образуются в результате перекрытия внешних сферических  $s$ -оболочек их атомов и стабилизируются  $d$ -орбиталями. Такие перекрытия представляют металлические связи, образование которых сопровождается выделением энергии металлической связи  $E_{\text{мет}}$ . Устойчивой структуре отвечает максимальное выделение энергии при образовании металлической структуры. Этому условию отвечает максимально возможное число связей-перекрытий, образованное каждым атомом. При этом смешанные  $d$ -,  $s$ -состояния валентной зоны теллура характеризуются перекрыванием  $d^{4+6}$  оболочек, а точнее — их внешних  $d^6$  частей, стабилизирующих кристаллическую структуру [1]. Вследствие этого металлическая составляющая химической связи в плотноупакованных структурах имеет гексагональную симметрию молекулярных  $\pi$ -орбит, построенных на атомных базисных функциях [6].

В свою очередь базисные функции имеют вид гибридных  $sp$ -орбиталей. Для нахождения их аналитических выражений необходимо иметь значения пространственных углов  $\theta_{ij}$  между направлениями химических связей, описываемых гибридными орбиталями  $\phi_i$  и  $\phi_j$ . Результаты расчетов  $\theta_{ij}$  приведены в табл. 2.

Углы между непересекающимися гибридными орбиталями в расчетах не использовались и в таблице не приведены.

Рассчитанные гибридные  $sp$ -орбитали  $\text{Te}$  имеют вид:

$$\phi_1 = 0,5893S + 0,4299P_x - 0,2375P_y + 0,6415P_z; \quad (1)$$

$$\phi_2 = 0,5922S + 0,4352P_x - 0,2378P_y + 0,6351P_z; \quad (2)$$

$$\phi_3 = 0,5053S - 0,3457P_x + 0,4741P_y + 0,6328P_z; \quad (3)$$

$$\phi_4 = 0,5073S - 0,2661P_x + 0,4004P_y + 0,7152P_z; \quad (4)$$

$$\phi_5 = 0,5774S - 0,4083P_x + 0,7024P_y + 0,0812P_z. \quad (5)$$

Анализ этих результатов показывает, что в приближении рассматриваемой модели химической связи в теллуре мы имеем пять неэквивалентных семейств химических связей, что в свою очередь проявляется как на физических свойствах теллура, так и в технологических режимах получения материалов на его основе.

При изучении твердофазных превращений особый интерес вызывают структурные изменения сплавов во время их нагрева выше критической и охлаждения до субкритической температуры. Это дает возможность приблизиться к пониманию проблемы те-

Таблица 2

Значения пространственных углов  $\theta_{ij}$  между направлениями связей  $\phi_i$  и  $\phi_j$  в теллуре

$\phi_i$	$\phi_j$				
	$\phi_1$	$\phi_2$	$\phi_3$	$\phi_4$	$\phi_5$
$\phi_1$	—	$\theta_{12} = 122^\circ 23'$	$\theta_{13} = 79^\circ 18'$	—	$\theta_{15} = 61^\circ 4'$
$\phi_2$	$\theta_{21} = 122^\circ 23'$	—	—	$\theta_{24} = 64^\circ 58'$	$\theta_{25} = 61^\circ 21'$
$\phi_3$	$\theta_{31} = 79^\circ 18'$	—	—	$\theta_{34} = 93^\circ 18'$	$\theta_{35} = 39^\circ 38'$
$\phi_4$	—	$\theta_{42} = 64^\circ 58'$	$\theta_{43} = 93^\circ 18'$	—	$\theta_{45} = 53^\circ 40'$
$\phi_5$	$\theta_{51} = 61^\circ 4'$	$\theta_{52} = 61^\circ 21'$	$\theta_{53} = 39^\circ 38'$	$\theta_{54} = 53^\circ 40'$	—

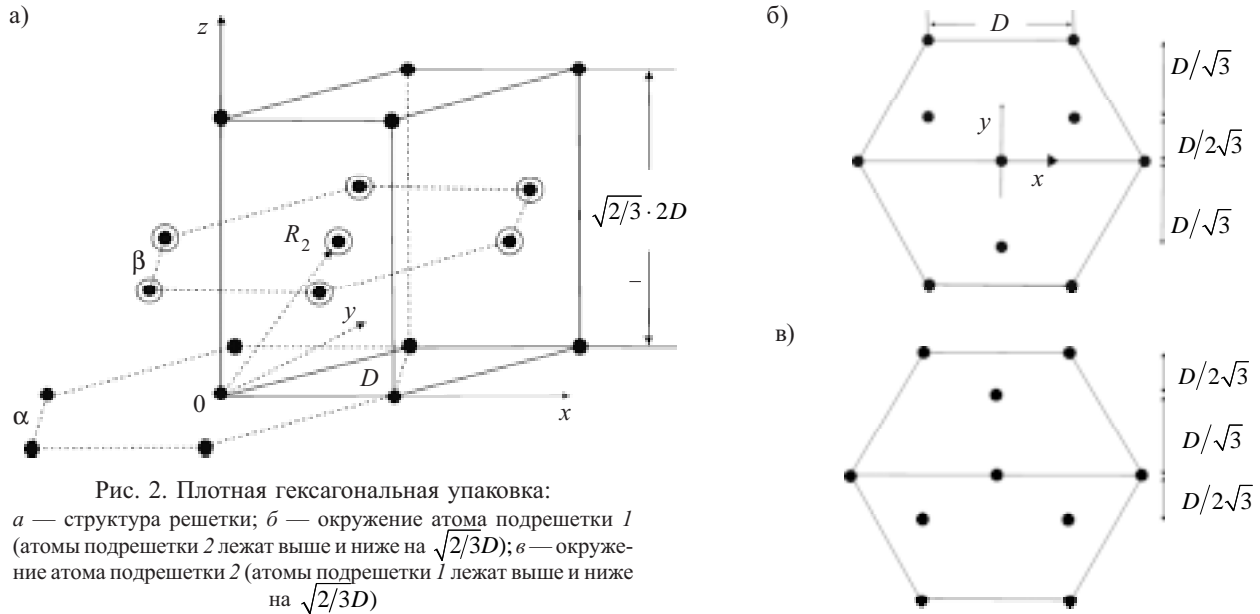


Рис. 2. Плотная гексагональная упаковка:

*a* — структура решетки; *б* — окружение атома подрешетки 1 (атомы подрешетки 2 лежат выше и ниже на  $\sqrt{2/3}D$ ); *в* — окружение атома подрешетки 2 (атомы подрешетки 1 лежат выше и ниже на  $\sqrt{2/3}D$ )

оретического описания этих процессов с позиций химической связи.

Различные теоретические представления, используемые при анализе этих процессов [7], являются полуфеноменологическими и базируются на методах аналогий и анализе эволюции исследуемых структур при изменении параметров системы. Эти подходы основываются на подгонке определенной интерпретационной модели к результатам экспериментальных исследований, в связи с чем в настоящее время отсутствует строгая микроскопическая теория неупорядоченных систем. Формирование основ такой теории потребовало расширения базы имеющихся теоретических разработок за счет результатов количественных расчетов, проведенных методами теории химической связи. Такой синтез позволит усовершенствовать классические схемы поиска технологических режимов получения материалов с прогнозируемыми свойствами теоретическими методами, в которых процесс плавления рассматривается как следствие механической нестабильности, приводящей к невозможности существования кристалла при температурах выше температуры его плавления.

При таком подходе на первом этапе необходимо найти взаимосвязь между теорией упругости [8] и теорией решетки [5] путем сопоставления уравнений движения.

Уравнение движения в рамках теории упругости получали при условии равенства сил инерции и сил, заданных напряжениями, в рамках теории решетки — учитывались силы, действующие на атом кристаллической решетки. В предположении пружинной связи с упругой постоянной  $f$  между соседними атомами силовые матрицы имеют вид [5]

$$\Phi_{ik}^{\mu\nu} = -\frac{f}{D^2} (Ah + R_\mu - R_\nu)_i (Ah + R_\mu - R_\nu)_k \quad (6)$$

при условии  $|Ah + R_\mu - R_\nu| = D$ ,

где  $\Phi_{ik}^{\mu\nu}$  — коэффициенты разложения потенциальной энергии в ряд при малых смещениях (их еще называют силовыми матрицами [4]);

$A$  — матрица базисных векторов элементарной ячейки;

$R_\mu, R_\nu$  — отражают положение структурных элементов в элементарной ячейке;

$\mu, \nu$  — индексы, обозначающие периодически чередующиеся плоскости  $\alpha$  и  $\beta$  (рис. 2) и принимают значения 1 и 2, при этом

$$R_{(1)} = 0; R_{(2)} = \frac{D}{2} \left( 1, \frac{1}{\sqrt{3}}, \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \right). \quad (7)$$

Используемый здесь элемент  $h$  «переводит» исходный атом в положение рассматриваемого структурного элемента, которое обозначается  $R_\mu$  или  $R_\nu$  ( $1 \leq \mu, \nu \leq s$ ), где  $s$  — число атомов в элементарной ячейке [5].

В формуле (6) скобка  $(Ah + R_\mu - R_\nu)$  означает проекцию отрезка между атомами  $R_\mu$  и  $R_\nu$  на  $i$ -ось элементарной ячейки ( $1 \leq i \leq 3$ ). Согласно [5], взаимосвязь силовых матриц (6) и упругих постоянных  $C_{ik,mn}$  ( $1 \leq i, k, m, n \leq 3$ ) можно записать как

$$C_{ik,mn} = \frac{f}{2V_z D^2} \sum_{h,\mu,\nu} [x_i x_k x_m x_n]_{R=Ah+R_\mu-R_\nu}, \quad (8)$$

где  $x_i$  — проекции межатомных расстояний на координатные оси.

Суммирование в (8) распространяется на все  $h, m, n$  при  $|R|=D$ . При  $\nu=1$  ( $|R|=0$ ) суммирование в (8) производится по всем «соседям» атома.

Аналогичная формула получается и для плотной кубической упаковки. Однако, хотя эти формулы и выглядят одинаково, не следует их отождествлять, т. к. они дают величины  $C_{ik,mn}$  различной симметрии окружения. Это связано с тем, что объем элементарной ячейки  $V_z^{\text{гекс}}$  гексагональной структуры в два раза больше, чем кубической  $V_z^{\text{куб}}$ . Это различие обусловлено и тем, что  $C_{ik,mn}$  не содержащие внутренних смещений, удовлетворяют соотношениям Коши [5].



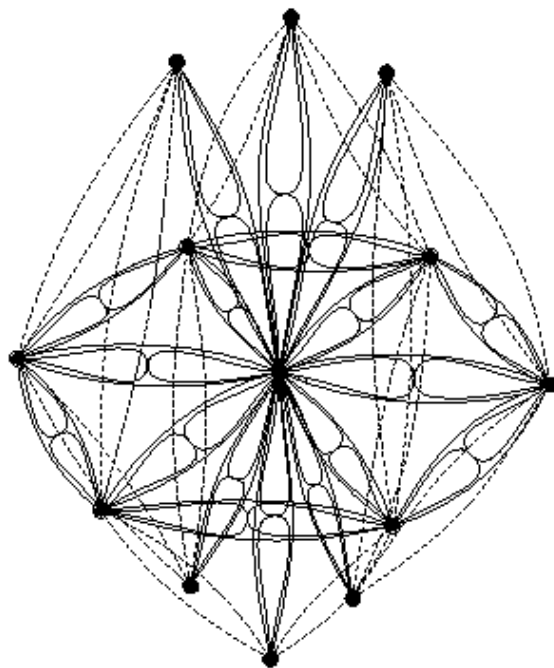


Рис. 3. Молекулярная модель теллура

Упругие постоянные идеальной гексагональной модели относятся между собой как

$$C_{33}:C_{11}:C_{12}:C_{13}:C_{44}=4:3,625:1,375:1:1. \quad (9)$$

В реальности отношение этих постоянных составляет

$$C_{33}:C_{11}:C_{12}:C_{13}:C_{44}=8,8:3,6:1:2,9:4, \quad (10)$$

что подтверждает наличие в теллуре металлической и ковалентной составляющих химической связи.

При описании упругих свойств теллура мы исходили из допущения пружинной связи между ближайшими атомами. Это значит, что колебания вдоль межатомных связей происходят независимо и характеризуются своим коэффициентом упругости  $f^{(l)}$ , где  $1 \leq l \leq 5$ .

Соотношение (8) модифицировалось в случае теллура следующим образом:

$$C_{ik, mn} = \frac{1}{2V_z} \sum ({}^{(l)}\Phi_{ik}^{(h)} (Ah_k)_m^l (Ah_k)_n^l, \quad (11)$$

где  $l$  — означает принадлежность к определенному типу неэквивалентных орбиталей (рис. 3), а  $h_k$  ха-

Таблица 3

Проекция межатомных расстояний  $R_{ij}$  на координатные оси

$R_{1'0}=(-1,097; -1,9; 3,3)$	$R_{1''0}=(0,8083; -1,4; -2,4)$
$R_{1'1}=(-1,097; 2,557; 3,3)$	$R_{1''6}=(-3,05157; 0,8285; -2,4)$
$R_{1'2}=(2,7629; 0,3285; 3,3)$	$R_{1''1}=(0,8083; 3,057; -2,4)$
$R_{2'0}=(-1,97; 1,9; 3,3)$	$R_{2''0}=(-1,61658; 0; -2,4)$
$R_{2'3}=(2,7628; -0,3285; 3,3)$	$R_{2''2}=(2,2433; 2,2285; -2,4)$
$R_{2'4}=(-1,097; -2,557; 3,3)$	$R_{2''3}=(2,2433; -2,2285; -2,4)$
$R_{3'0}=(2,1939; 0; 3,3)$	$R_{3''0}=(0,8083; 1,4; -2,4)$
$R_{3'5}=(-1,6659; -2,2285; 3,3)$	$R_{3''4}=(0,8083; -3,057; -2,4)$
$R_{3'6}=(-1,6659; 2,2285; 3,3)$	$R_{3''5}=(-3,0516; -0,8285; -2,4)$
$R_{01}=(0; 4,457; 0)$	$R_{04}=(0; -4,457; 0)$
$R_{02}=(3,86; 2,2285; 0)$	$R_{05}=(-3,86; -2,2285; 0)$
$R_{03}=(3,86; -2,2285; 0)$	$R_{06}=(-3,86; 2,2285; 0)$

актеризует переход атомных связей в рамках одного семейства под действием элементов симметрии.

Колебания вдоль атомных связей определяются соответствующим коэффициентом упругости  $f^{(l)}$ . При этом величины  ${}^{(l)}\Phi_{ik}^{(h)}$  связаны с  $f^{(l)}$  соотношением

$$\|{}^{(l)}\Phi_{ik}^{(h)}\| = f^{(l)} \|{}^{(l)}\alpha_{ik}^{(h)}\|, \quad (12)$$

где  ${}^{(l)}\alpha_{ik}^{(h)} = \cos\theta_{li}^h \cos\theta_{lk}^h$ ;  $\theta_{li}^h$  и  $\theta_{lk}^h$  — углы между направлением химической связи  $\Phi_l$  рассматриваемого атома на позиции  $h$  с осями  $x_i$  и  $x_k$  ( $1 \leq i, k \leq 3$ ).

Для проведения расчета коэффициентов упругости  $f^{(l)}$  необходимы численные значения проекций межатомных расстояний  $R_{ij}$  на оси координат. Результаты расчетов этих проекций приведены в табл. 3.

На основании этих результатов составлены соотношения типа (11), характеризующие взаимосвязь между силовыми матрицами и упругими постоянными кристаллов теллура. Решая далее полученную систему уравнений относительно  $f^{(l)}$ , определяем аналитические выражения и численные значения силовых констант микроскопической теории  $f^{(l)}$ . Аналитические выражения силовых констант при этом имеют вид

$$f^{(1)} = 30242,98C_{11} - 45369,80C_{12} + 448,93C_{13} - 271,1C_{14} - 18,42C_{33} - 271,1C_{44} - 45369,80C_{66}; \quad (13)$$

$$f^{(2)} = -27391,36C_{11} + 41091,87C_{12} - 389,93C_{13} + 236,24C_{14} + 15,23C_{33} + 236,24C_{44} + 41091,87C_{66}; \quad (14)$$

$$f^{(3)} = -19077,51C_{11} + 28619,63C_{12} + 1851,60C_{13} - 1209,78C_{14} - 61,33C_{33} - 1209,78C_{44} + 28619,63C_{66}; \quad (15)$$

$$f^{(4)} = -4074,81C_{11} + 6242,45C_{12} + 465,82C_{13} - 349,98C_{14} - 10,75C_{33} - 349,97C_{44} + 6242,45C_{66}; \quad (16)$$

$$f^{(5)} = 2228,08C_{11} - 3342,52C_{12} - 168,39C_{13} + 98,62C_{14} + 7,32C_{33} + 98,62C_{44} - 3342,51C_{66}. \quad (17)$$

Необходимые для расчета силовых констант  $f^{(l)}$  значения упругих постоянных  $C_{ij}$  взяты из экспериментальных данных [2]. Согласно (13)—(17), коэффициенты упругости  $f^{(l)}$ , соответствующие неэквивалентным орбиталям  $\Phi_l$  в теллуре, составляли (в Н/м):  $f^{(1)} = 65$ ;  $f^{(2)} = -59$ ;  $f^{(3)} = -58$ ;  $f^{(4)} = -2$ ;  $f^{(5)} = 6$ .

Анализ полученных результатов показывает, что в отличие от идеальной гексагональной структуры, где силовые постоянные  $f^{(l)}$  для всех  $l$  одинаковы, для теллура имеем разброс численных значений  $f^{(l)}$ , что указывает на наличие тонкой структуры плавления и кристаллизации этого вещества.

Далее эти результаты используются в расчетах энергетических параметров кристаллов теллура. В нашем случае это характеристические частоты колебаний атомов вдоль химических связей. Методика проведения таких расчетов для ромбических кристаллов приведена в [9—11] и сводится к нахождению коэффициентов взаимодействия динамической

матрицы  $D_{ij} = \sum A_{il} \cdot K_{lj}$ . Для этого необходимо найти кинематические коэффициенты  $A_{il}$  и динамические коэффициенты  $K_{lj}$  при всех возможных значениях индексов  $i, l, j$ .

Таблица 4  
Численные значения коэффициентов  $K_{ij}$ , Н/м

$i$	$j$				
	1	2	3	4	5
1	65	-34,841	12,071	31,447	0
2	31,625	-59	0	-28,291	-24,957
3	-10,771	0	-58	-44,666	3,351
4	-5,806	-5,754	-9,241	-12	-7,109
5	0	2,538	-0,347	3,555	6

Таблица 5  
Численные значения характеристической частоты и характеристической температуры

Параметр	$\varphi_1$	$\varphi_2$	$\varphi_3$	$\varphi_4$	$\varphi_5$
$\omega_i, 10^{-12}$ Гц	40,243	30,674	25,175	19,084	4,237
$T_i, K$	722,5	684	670	648	623

Расчет коэффициентов проводился с помощью молекулярной модели (рис. 3) согласно [4], а также решения обратной задачи теории упругости [8]. Перед определением численных значений коэффициентов  $K_{ij}$  [4] заметим, что  $K_{ij}$  соответствует силе, приложенной к атому в направлении  $i$ -орбитали, которая приводит к смещению в направлении  $j$ -орбитали. Результаты расчетов приведены в табл. 4.

Полученные результаты использовались для расчетов характеристических частот и соответствующих им значений температуры разрушения химических связей. Рассмотренный подход позволяет объяснить тонкую структуру плавления и кристаллизации, проследить динамику формирования химической связи в кристаллах теллура. В табл. 5 приведены численные значения, оценка которых проводилась согласно [9–12].

\*\*\*

Таким образом, рассмотренная молекулярная модель теллура, представленная структурой химической

связи неэквивалентными орбиталями  $\varphi_i$  ( $1 \leq i \leq 5$ ) и соответственно пятью характеристическими температурами  $T_1 \dots T_5$ , позволяет выявить интервал температуры, соответствующий определенной длине связи. Ковалентная составляющая химической связи определяется температурами  $T_1, T_2, T_3$ , а металлическая — температурами  $T_4$  и  $T_5$ . При соответствующих технологических подходах эта особенность позволяет в широких пределах управлять физическими свойствами монокристаллического теллура.

#### ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Сайто К., Хаякава С., Такеи Ф., Ямадера Х. Химия и периодическая таблица.— М.: Мир, 1982.
2. Горлей П. М., Радченко В. С., Шендеровский В. А. Процессы переноса в теллуре.— Киев: Наукова думка, 1987.
3. Чижигов Д. М., Счастливый В. П. Телур и телуриды.— М.: Наука, 1966.
4. Маник О. М. Багатофакторний підхід в теоретичному матеріалознавстві.— Чернівці: Прут, 1999.
5. Лейбфрид Г. Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов.— М.—Л.: Госиздат, 1963.
6. Хохштрассер Р. Молекулярные аспекты симметрии.— М.: Мир, 1968.
7. Уббелюде А. Р. Расплавленное состояние вещества.— М.: Металлургия, 1982.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости.— М.: Наука, 1965.
9. Ащеулов А. А., Гуцул И. В., Маник О. Н., Маник Т. О. Математические модели формирования химической связи твердых растворов CdSb-ZnSb // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2009.— Т. 6, № 84.— С. 56–59.
10. Ащеулов А. А., Гуцул И. В., Маник О. Н. и др. Химическая связь в низкосимметричных кристаллах CdSb, ZnSb, Cd<sub>x</sub>Zn<sub>1-x</sub>Sb и особенности их технологии // Неорганические материалы.— 2010.— Т. 46, № 6.— С. 649–655.
11. Ащеулов А. А., Гуцул И. В., Маник О. Н., Маник Т. О. Особенности оптимизации материалов на основе CdSb // Сенсорная электроника и микросистемные технологии.— 2010.— Т. 1, № 7.— С. 64–70.
12. Ashcheulov A. A., Manik O. N., Marenkin S. F. Cadmium antimonide: Chemical Bonding and technology // Inorganic materials.— 2003.— V. 39, № 2.— P. 59–67.

#### НОВЫЕ КНИГИ

##### НОВЫЕ КНИГИ



Айхлер Ю., Айхлер Г.-И. Лазеры. Исполнение, управление, применение.— М.: Техносфера, 2008.— 440

Лазеры играют важнейшую роль в сфере технических измерений, информационных технологий, обработки материалов, медицине и других областях науки. В книге приведен обзор наиболее распространенных типов лазеров с описанием их многочисленных применений. Рассматриваются основы лазерной оптики, оборудование для анализа лазерного излучения, приводятся характеристики лазерных материалов. Заключительные главы посвящены рассмотрению наиболее важных областей применения лазерных установок и перспектив их дальнейшего развития. Простота и доступность изложения делает книгу прекрасным пособием для студентов вузов, преподавателей, учителей и школьников.



Д. ф.-м. н. В. Н. КАТЕРИНЧУК, д. ф.-м. н. З. Д. КОВАЛЮК,  
к. ф.-м. н. В. В. ХОМЯК

Украина, Черновицкое отделение ИПМ им. И. Н. Францевича НАНУ  
E-mail: chimsp@ukrpost.ua

Дата поступления в редакцию  
14.05 2010 г.

Оппонент к. ф.-м. н. З. Ф. ЦИБРИЙ  
(ИФП им. В. Е. Лашкарёва, г. Киев)

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ОКСИДОВ, ТЕРМИЧЕСКИ ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ InSe

*Качественные пленки  $\text{In}_2\text{O}_3$  высокой проводимости получены термическим окислением InSe при невысоких температурах. Обнаружена наноструктуризация поверхности оксида в форме нанопг.*

Одним из способов создания качественных пленок оксидов является термическое окисление полупроводников. Эти оксиды могут иметь различные свойства в части проводимости и оптического пропускания, зависящие от химического соединения, технологических факторов и толщины пленок. Наиболее часто оксиды полупроводников используют в различного типа гетероструктурах, поскольку они снижают плотность поверхностных дефектов на гетерогранице с полупроводником [1, с. 396].

В процессе выращивания одной химической фазы на подложках другой, как правило, образуется слой, имеющий наноструктурированную поверхность [2]. Возникающие нанобъекты могут иметь различную форму и размеры, что определяется технологическими факторами [3]. Изучение закономерностей роста таких пленок и их электрических свойств необходимо для оптимизации фотоэлектрических параметров гетероструктур.

В настоящей работе исследована динамика поверхностного сопротивления пленок оксида индия, полученных термическим окислением InSe, и топология окисленной поверхности.

Кристаллы InSe выращивались методом Бриджмена. В том случае, когда подложки из них вырезались путем скалывания пластин со слитка, нормаль к поверхности подложки  $N$  и кристаллографическая ось  $c$  были коллинеарны, т. е.  $N||c$ . Для получения подложек с  $N \perp c$  необходимая грань кристалла сначала вырезалась, а потом обрабатывалась химическими травителями. Термическое окисление кристаллических подложек InSe проводилось в атмосфере воздуха при температуре 350, 400 или 450°C в электропечи с блоком регулирования и стабилизации температуры. Длительность окисления составляла от нескольких минут до нескольких десятков часов.

Поверхностное сопротивление  $R_s$  оксида измерялось для образцов, имеющих форму квадрата, причем две его противоположные стороны служили токовыми контактами. Измерение  $R_s$  оксида имеет осо-

бенности, связанные с его структурой. При начальном окислении подложки InSe слой оксида на ее поверхности образуется в следующей последовательности: формирование отдельных его зародышей, их разрастание и образование наносетчатой структуры и, наконец, ее слияние в сплошной слой. Соответственно этим фазам формирования оксида его поверхностное сопротивление будет определяться, во-первых, слоем полупроводника с низкоомными включениями оксида; во-вторых, сетчатой структурой оксида, шунтируемой слоем InSe и зеркально отраженной сетчатой структурой высокоомных обедненных областей; в третьих, собственно слоем оксида, изолированным от подложки обедненным слоем гетероперехода «оксид —  $p$ -InSe». Присутствие обедненных областей на гетерогранице между оксидом и подложкой во всех рассмотренных случаях не влияет на величину  $R_s$  ввиду их большого сопротивления.

В качестве контактов использовался чистый индий. При этом предполагалось, что расплавленный индий хорошо смачивает как окисленные, так и неокисленные участки поверхности подложки.

Поверхностная топология неокисленных и окисленных образцов кристаллов InSe исследовалась с помощью атомного силового микроскопа Nanoscope IIIa Dimension 3000 SPM (Digital Instruments, USA).

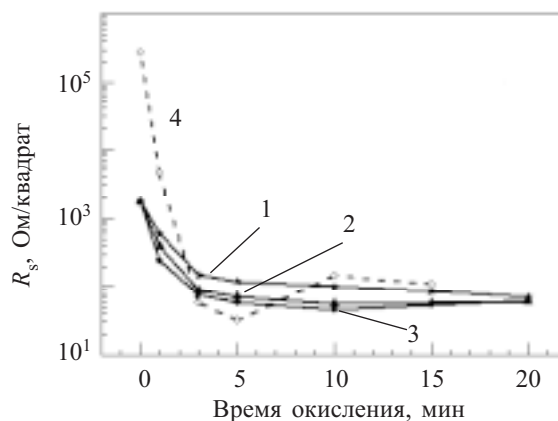


Рис. 1. Зависимость поверхностного сопротивления пленки  $\text{In}_2\text{O}_3$  на подложках  $p$ -InSe с  $N||c$  (сплошные) и  $N \perp c$  (пунктирные) от времени окисления при различной температуре:

1 — 350°C; 2, 4 — 400°C; 3 — 450°C



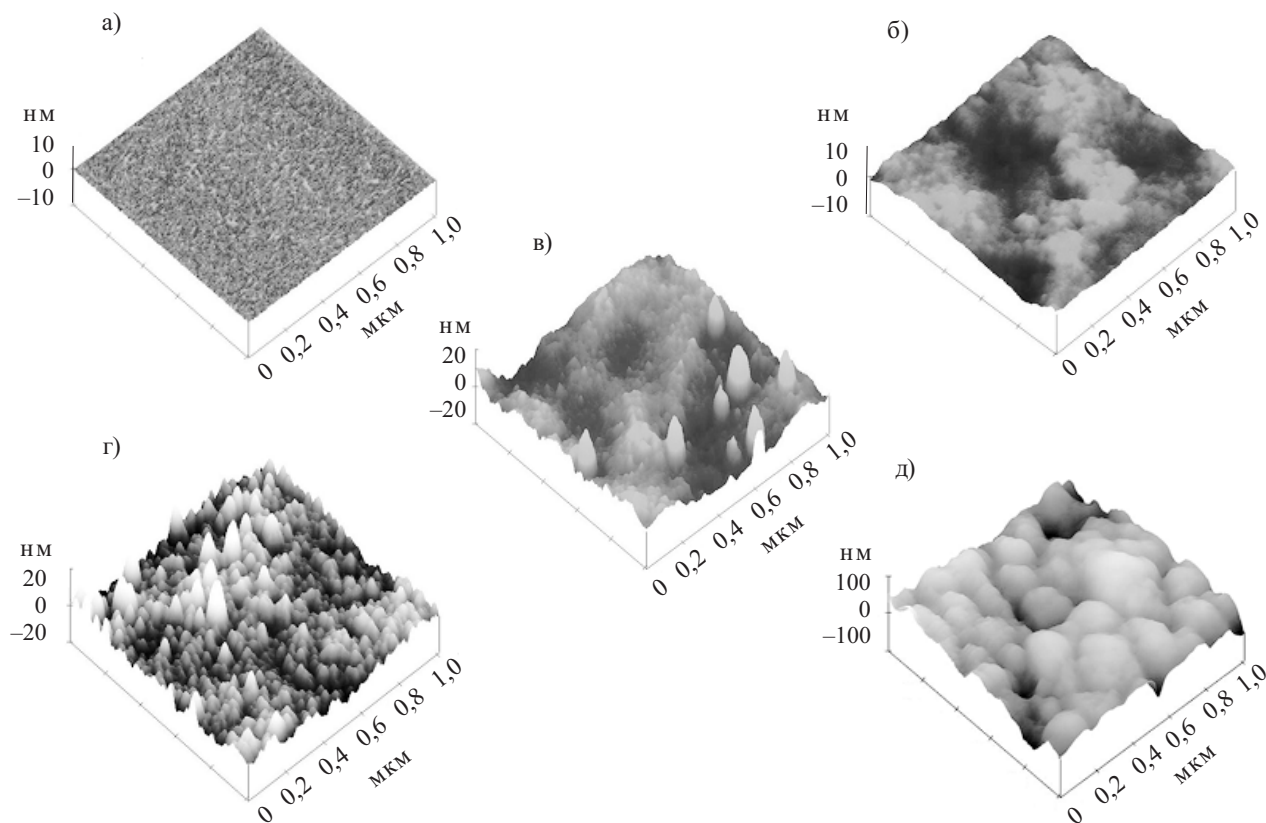


Рис. 2. Изображения, полученные с помощью атомно-силовой микроскопии, фрагментов неокисленной (а) поверхности кристаллов InSe (0001) и окисленной при температуре 450°C в течение различного времени окисления: б — 15 мин; в — 1 ч; г — 5 ч; д — 20 ч

Из результатов измерений, представленных на **рис. 1**, видно, что значение  $R_s$  существенно изменяется лишь в начальный период окисления, который длится не более 5 минут, причем чем выше температура окисления, тем сильнее убывание  $R_s$  и тем ниже его величина в начальный период окисления. Дальнейшее окисление подложки не приводит к существенному изменению сопротивления, которое стабилизируется на уровне 100 Ом/квадрат. Характер изменений  $R_s$  для подложек с  $N||c$  практически ничем не отличается для случая, когда плоскость окисления перпендикулярна  $c$ , однако зависимость  $R_s(t)$  здесь более резкая, что свидетельствует о более быстром процессе окисления соответствующей грани кристалла и о меньшем поверхностном сопротивлении оксида на этой грани.

Полученные зависимости  $R_s$  предполагают следующую качественную схему процесса окисления подложки. На поверхности InSe равновероятно образуются как оксиды индия, так и оксиды селена, поскольку данное соединение бинарное. Однако оксиды селена при температуре выше 100°C разлагаются, а компоненты разложения легко испаряются. Температура окисления подложек в нашем эксперименте составляла 350–450°C и поэтому можно считать, что происходило образование пленки

только оксида индия  $In_2O_3$ . С увеличением ее толщины происходит ограничение доступа кислорода к гетерогранице «оксид — полупроводник» и обратный процесс — улетучивание оксидов селена. Поэтому наибольшие изменения поверхностного сопротивления пленки оксида наблюдаются в течение первых минут окисления.

Изменения поверхностной топологии пленок  $In_2O_3$ , образующихся при термическом окислении подложек InSe при температуре 450°C в течение 20 ч, можно видеть на фото на **рис. 2**. На **рис. 2, а** изображен фрагмент поверхности неокисленной подложки — естественной грани кристалла после скола образца со слитка ( $N||c$ ). Среднеарифметическое значение шероховатости этой поверхности составляло 0,053 нм, что указывает на высокое ее качество и позволяет считать ее атомарно ровной. После окисления образцов на протяжении 15 мин на поверхности InSe образуются скопления кристаллитов оксида индия, которые на **рис. 2, б** показаны светлыми. Латеральные размеры кристаллитов составляют порядка сотен нанометров, а наибольшая высота — 7–8 нм, что отвечает значению четырех периодов решетки InSe ( $c = 16,7 \text{ \AA}$  [4]). Значение шероховатости при этом увеличилось до 0,422 нм.



Увеличение времени окисления подложки до 1 ч приводит к уменьшению латеральных размеров неокисленных участков (рис. 2, в). Вместе с тем, на поверхности образуется небольшое количество кристаллитов окисла в виде наноиگل, и наступает упорядочивание элементов поверхности. Высота отдельных наноиگل достигала 10 нм. Значение шероховатости составило 0,631 нм, а высота преобладающего числа кристаллитов окисла увеличилась до 0,8 — 2,5 нм.

Для поверхности слоя окисла, полученного при окислении подложки на протяжении 5 ч (рис. 2, г), характерно формирование достаточно однородного ансамбля наноиگل, ориентированных перпендикулярно поверхности. Их плотность достигала  $10^{10}$ — $10^{11}$  см<sup>-2</sup>, а размеры отличались разбросом как по высоте, так и по радиусу оснований. При этом высота наноиگل возросла почти в два раза по сравнению с представленными на рис. 2, в.

После окисления подложек в течение 20 ч топология поверхности существенно меняется — кристаллиты приобретают куполообразную форму (рис. 2, д). Это свидетельствует о том, что топология поверхности в этом случае определяется процессами рекристаллизации. В результате коалесценции кристаллитов начинает формироваться слой окисла с эффективной высотой нанобразований около 50 нм.

Обнаруженные закономерности поверхностной топологии пленок окисла, полученных в различных технологических условиях, свидетельствуют о неоднородности их наращивания, что приводит к формированию нанобразований. Причиной этому могут служить механические напряжения на гетерогранице при зарождении молекул окисла, приводящие к их слиянию в образования, имеющие наибольшую термодинамическую стойкость к разрушению. Оптимизация технологических режимов окисления может быть использована для наноразмерного упорядочивания поверхности окисла.

## ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов.— Т. 1.— М.: Мир, 1984.
2. Barabasi A.-L. Self-assembled island formation in heteroepitaxial growth // Appl. Phys. Lett.— 1997.— Vol. 70, N 19.— P. 2565—2567.
3. Kovalyuk Z. D., Katerynychuk V. M., Savchuk A. I., Lytvyn O. S. Surface topology of GaSe oxidized crystals // Superlattices and Microstructures.— 2008.— Vol. 44, N 4—5.— P. 416—419.
4. Ikari T., Shigetomi S., Nashimoto K. Crystal structure and Raman spectra of InSe // Phys. Stat. Sol. (b).— 1982.— Vol. 111, N 2.— P. 477—481.

## НОВЫЕ КНИГИ

## НОВЫЕ КНИГИ

### Наногетероструктуры в сверхвысокочастотной полупроводниковой электронике.— М.: Техносфера, 2010.— 432 с.

В сборник вошли 30 статей В. Г. Мокерова за период с 1986 по 2009 год. Эти работы посвящены вопросам создания наногетероструктур и послужили основанием для создания Института сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук в 2002 году. Чл.-кор. РАН В. Г. Мокеров был бессменным руководителем ИСВЧПЭ РАН с 2002 по 2008 год. Главной целью деятельности Института является проведение фундаментальных и поисковых научных исследований и прикладных разработок в области сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники, включая разработку гетероструктурных СВЧ монолитных интегральных схем для бортовых радаров, широкополосных систем беспроводной связи, оптоволоконных линий связи, высокочувствительных радиометров.

Сборник статей посвящен 70-летию со дня рождения В. Г. Мокерова (1940—2010 гг.).



## НОВЫЕ КНИГИ

## НОВЫЕ КНИГИ

### Чобану М. Многомерные многоскоростные системы обработки сигналов.— М.: Техносфера, 2009.— 480 с.

В книге рассматриваются многомерные многоскоростные системы, которые используются для обработки ММ цифровых сигналов. Здесь впервые на русском языке систематически изложена теория и методы неразделимой обработки ММ сигналов, приводится все необходимое для разработки ММ многоскоростных систем, начиная с фундаментальных результатов из теории цифровой обработки ММ сигналов и заканчивая алгоритмами и программным/аппаратным обеспечением для ММ многоскоростных систем.



Н. В. МАКСИМЧУК, д. т. н. А. Н. ШИМЫРЕВА,  
к. т. н. А. В. БОРИСОВ

Украина, НТУУ «Киевский политехнический институт»  
E-mail: lejanel@ukr.net

Дата поступления в редакцию  
03.06 2010 г.

Оппонент к. ф.-м. н. О. Б. ОХРИМЕНКО  
(ИФП им. Лашкарёва, г. Киев)

## СВОЙСТВА И ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦЕРИЯ

*Установлены основные закономерности формирования наноструктурных пленок  $\text{CeO}_x$  с управляемыми физическими свойствами, что расширяет область их применения для создания сенсоров различного назначения.*

Оксид церия с уверенностью можно назвать многофункциональным материалом исходя из его широкого практического применения в оптике, электронике и, особенно, для реализации сенсоров газа, влажности, температуры и радиационных дозиметров. Высокое значение диэлектрической проницаемости этого материала (15—52, в зависимости от условий получения) и высокое качество его эпитаксиального слоя на кремнии открывает перспективы для будущих микроэлектронных применений, например в качестве малоразмерных стабильных конденсаторов хранения в устройствах динамической памяти, альтернативных диэлектриков в КМОП-устройствах, в структурах SOI (кремний-на-диэлектрике) [1—5]. Сходство кристаллических решеток оксида церия и кремния позволяет использовать  $\text{CeO}_2$  для гетероэпитаксиального выращивания монокристаллических пленок или буферных слоев [3, 6]. Такие пленки применяют для создания полевых транзисторов, МДП-варакторов и фотоваракторов, поскольку материал имеет ряд важных преимуществ по сравнению с диоксидом и нитридом кремния. Его высокая диэлектрическая проницаемость и, соответственно, большая электрическая прочность дает возможность использовать более тонкие диэлектрические слои. Ширина запрещенной зоны  $E_g=3,6$  эВ обуславливает лучшую диэлектрическую изоляцию структуры и уменьшает ток утечки через диэлектрик. Материал обладает химической стойкостью в кислотно-щелочных средах и непроницаемостью для подвижных ионов натрия. Большая плотность поверхностных чувствительных центров у пленок  $\text{CeO}_x$  (до  $10^{20}$  см<sup>-2</sup>) обуславливает более высокую рН-чувствительность сенсоров на основе ионоселективных полевых транзисторов (ИСПТ). Параметр расхождения постоянных решетки  $\text{CeO}_2$  и кремния достаточно мал —  $\Delta a/a=0,35\%$ , что обеспечивает лучшую адгезию с кремнием и, как следствие, уменьшение плотности поверхностных состояний, увеличение крутизны вольт-амперных харак-

теристик сенсоров на основе ИСПТ. Кроме того, следует отметить высокую термическую и химическую стабильность, качественную иммобилизацию биохимических элементов при создании биосенсоров [7].

Практическое применение нанокристаллических пленок оксида церия не ограничивается вышесказанным. Так, на их основе авторами были разработаны новые типы фоточувствительных элементов (фоторезисторы и фотодиоды) для биолюминесцентных сенсорных систем [8 — 10]. Такие пленки заслуживают особого внимания, поскольку в связи с квантово-размерными эффектами они приобретают новые функциональные свойства, не характерные для монокристаллических, микрокристаллических и аморфных структур. Наноструктурные пленки могут иметь гораздо большую электропроводность, радиационную стойкость и стабильность, чем химически идентичные им порошковые и объемные материалы. Их применение перспективно в материаловедении и в физике твердого тела.

Целью настоящей работы было исследование закономерностей формирования пленок оксида церия и влияния их структурных свойств на физические характеристики созданных высокоэффективных сенсорных преобразователей.

### Технология получения тонких пленок $\text{CeO}_x$

Тонкие пленки оксида церия, в зависимости от их назначения, получали двумя технологическими способами: методом вакуумного «взрывного испарения» — для создания биолюминесцентных сенсоров, и методом «окисления металлического зеркала» — для изготовления внешнего затворного диэлектрика ионоселективных полевых транзисторов. Для создания МДП-фотодиодов применяли оба метода.

По технологии «взрывного испарения» (метод «вспышки») пленки  $\text{CeO}_x$  толщиной 200—500 нм получали из соответствующих порошкообразных смесей и соединений [12—14]. Испарение проводилось в вакууме порядка  $10^{-3}$ — $10^{-2}$  Па. Пленки оксида церия осаждали при температуре от 175 до 300°C на подложках разных типов — монокристаллическом кремнии с пленками оксида кремния, монокристаллическом p- и n-кремнии.

Омические контакты к слоям оксида церия изготавливали путем осаждения пленок титана и никеля методом электронно-лучевого испарения. К контактными

площадкам припаивались электрические выводы, поверхность защищалась тонким слоем прозрачного компаунда.

Тонкие нанокристаллические пленки оксида церия для применения в качестве внешнего затворного диэлектрика ИСПТ, получали методом «окисления металлического зеркала», при котором сначала электронно-лучевым испарением осаждаются тонкие пленки церия. Такая технология довольно проста, процесс не занимает много времени и позволяет использовать стандартное оборудование при относительно низкой температуре. Полученные пленки отличаются равномерностью по толщине, однородностью параметров и близким к стехиометрическому составом. Для обеспечения равномерности толщины пленки напыление церия проводилось в два этапа в разных направлениях. После первого этапа пластины поворачивались на  $180^\circ$  в горизонтальной плоскости. Давление в камере составляло  $10^{-5}$  Па, ток эмиссии — 140 мА, ускоряющее напряжение — 12 кВ, температура подложки поддерживалась на уровне  $160^\circ\text{C}$ . После напыления пленки подложки выдерживались при этой температуре в течение 10 мин. Окисление церия происходило в диффузионной печи при температуре  $300^\circ\text{C}$  в кислородной среде.

Для стабилизации отклика ИСПТ пленку оксида церия наносили на тонкий слой оксида кремния, который предварительно выращивали на подложке методом термического окисления.

#### Исследование структурных свойств пленок $\text{CeO}_x$

Микроструктура пленок  $\text{CeO}_x$ , полученных указанными методами при разной температуре подложки, изучалась с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) JEOL JSM 6490LV (ускоряющее напряжение составляло 20 кВ) и трансмиссионного электронного микроскопа (ТЭМ) ПЭМ-В-М с разрешающей способностью 0,21 нм и ускоряющим напряжением 125 кВ.

СЭМ-анализ показал, что оба метода позволяют получать качественные, плотноупакованные пленки оксида церия, которые характеризуются гомогенностью по толщине и составу. Однако наиболее однородными были пленки, осажденные на подложки монокристаллического кремния c-Si, и пленки, изготовленные по технологии «окисление металлического зеркала».

На светопольных и темнопольных ТЭМ-изображениях структуры пленок, полученных методом «взрывного испарения» при температуре подложки  $175^\circ\text{C}$  (рис. 1, а — в), наблюдается аморфная матрица с гранецентрированными нанокристаллами  $\text{CeO}_2$  кубической формы, расположенными попарно (рис. 1, б). Это подтверждается наличием гало от аморфной фазы и дифракционных пятен от плоскостей {111} пары кристаллов на дифрактограмме пленок (рис. 1, з). Средний размер нанокристаллов  $\text{CeO}_2$  составляет 36 нм.

Анализ ТЭМ-изображений микроструктуры пленок, полученных методом «взрывного испарения» при температуре  $200^\circ\text{C}$  (рис. 2) показал, что пленки представляют собой поликристалл с хаотически расположенными нанозернами размером от 10 до 40 нм. Соответствующая электронограмма приведена на рис. 2, б. Наблюдаемые прерывистые кольца свидетельствуют о микрокристаллической (наноразмерной) структуре пленок.

По данным ТЭМ-исследования установлено, что пленки, полученные методом «взрывного испарения» при температуре подложки  $175^\circ\text{C}$ , состоят из аморфной и кристаллической фаз, т. е. аморфной матрицы, в которой расположены нанокристаллы, тогда как пленки, изготовленные по той же технологии при  $200^\circ\text{C}$ , имеют нанокристаллическую структуру.

Рентгеноструктурный анализ выполнялся на Х-дифрактометре модели DMAX-B (Япония). Исследования пленок оксида церия, полученных при температуре подложки  $200^\circ\text{C}$ , показали наличие дифрак-

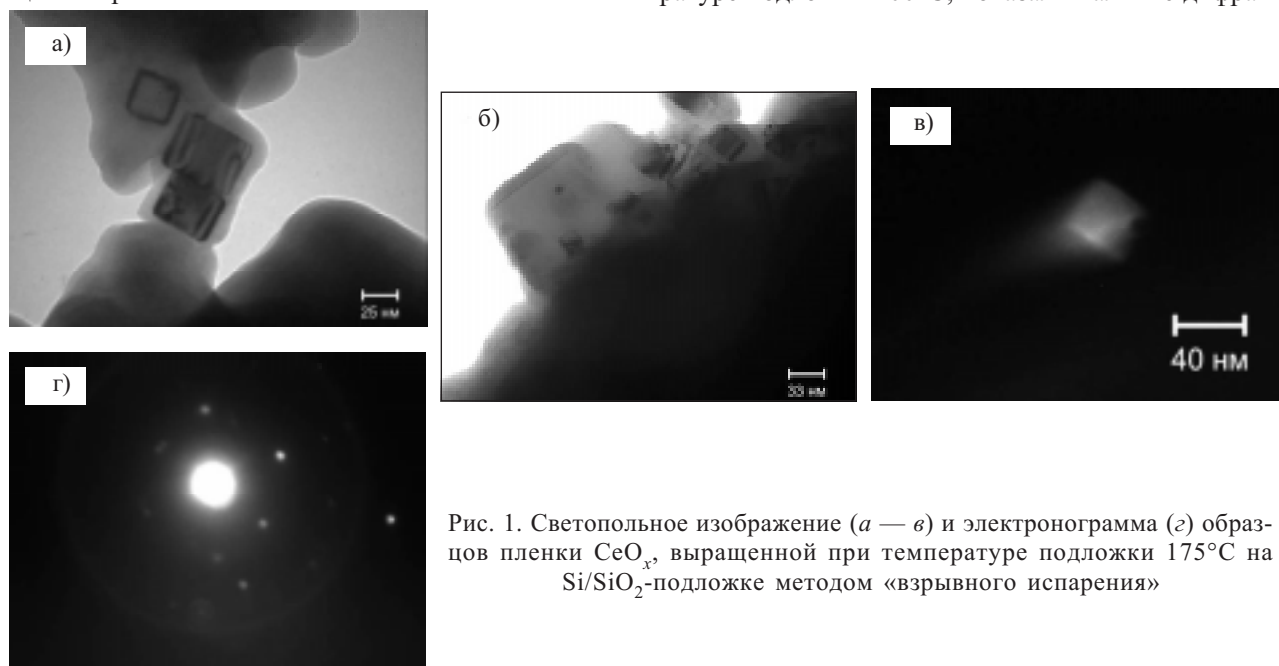


Рис. 1. Светопольное изображение (а — в) и электронограмма (з) образцов пленки  $\text{CeO}_x$ , выращенной при температуре подложки  $175^\circ\text{C}$  на Si/SiO<sub>2</sub>-подложке методом «взрывного испарения»

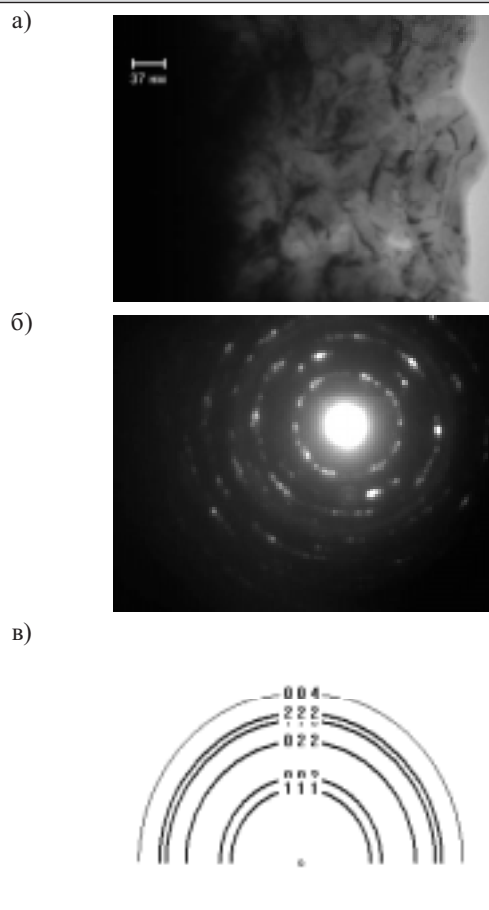


Рис. 2. Микроструктура пленки  $\text{CeO}_x$ , полученной на  $\text{Si/SiO}_2$ -подложке при температуре  $200^\circ\text{C}$  методом «взрывного испарения» (а), экспериментальная (б) и модельная (в) электронограммы

ционных рефлексов, характерных для поликристаллической фазы  $\text{CeO}_2$  [15]. Наибольшей интенсивностью характеризовались пики испускания при  $2\theta=28,7^\circ$  от плоскостей  $\{111\}$ , что свидетельствует о доминирующей ориентации нанозерен пленки вдоль этой плоскости.

Известно, что разные фазы оксида церия —  $\text{Ce}_2\text{O}_3$  и  $\text{CeO}_2$  — имеют разные электронные структуры запрещенной зоны, а точечные дефекты приводят к образованию локализованных состояний в запрещенной зоне [16]. Поэтому были проведены исследования электронной структуры и состава полученных пленок с использованием метода рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) на электронном спектрометре «SERIES 800 XPS» Kratos Analytical [17]. Абсолютная разрешающая способность спектрометра, которая определялась как ширина кривой на половине высоты линии  $\text{Ag}3d_{5/2}$ , равняется 1,1 эВ, точность определения энергии связи не превышала 0,1 эВ. Энергия связи электронов  $E_b$  калибровалась по стандартной линии  $\text{C}1s$  электронов графита на поверхности исследованных образцов и составляла 284,5 эВ. Источником излучения служила рентгеновская трубка с магниевым анодом ( $U=12\text{ кВ}$ ,  $I=30\text{ мА}$ ), использующая немонахроматическое Mg-излучение с энергией 1253,6 эВ.

Анализ состава нанокристаллических пленок оксида церия показал, что в зависимости от метода получения пленки и технологических режимов (прежде всего, от температуры подложки) изменяется соотношение концентраций ионов  $\text{Ce}^{3+}$  и  $\text{Ce}^{4+}$  в пленках  $\text{CeO}_x$ , причем это отражается на их электронной структуре. РФЭС-анализ пленок, выращенных при температуре подложки  $175^\circ\text{C}$ , выявил  $\text{Ce}_2\text{O}_3$ -фазу и слабые пики, которые характеризуют конечные состояния  $\text{Ce}^{4+}$  [18], что согласуется с данными ТЭМ-анализа о наличии аморфной матрицы с вкраплениями нанокристаллов  $\text{CeO}_2$ . Таким образом, фаза  $\text{Ce}_2\text{O}_3$ , выявленная с помощью РФЭС-метода, аморфная. Однако у пленок оксида церия, полученных при температуре  $200^\circ\text{C}$ , как ТЭМ-, так и РФЭС-анализы показали наличие нанокристаллической фазы  $\text{CeO}_2$  со структурным типом  $\text{Fm}3m$ .

#### Фотоэлектрические свойства пленок оксида церия

Фотоэлектрические свойства любых пленок существенно зависят от их химического состава, а также от микроструктуры и морфологии, которые определяются, прежде всего, технологическими режимами получения пленки. Именно поэтому было исследовано влияние микроструктуры тонких пленок оксида церия на их фотоэлектрические характеристики.

Как показали ТЭМ-, РФЭС- и рентгеноструктурный анализы, в пленках оксида церия в зависимости от температуры подложки может существовать как одна поликристаллическая фаза, так и два структурных компонента — кристаллический (представленный кристаллитами  $\text{CeO}_2$ ) и межкристаллитный ( $\text{Ce}_2\text{O}_3$ ). Поскольку свойства этих фаз значительно отличаются, их соотношение определяет электрические и фотоэлектрические свойства пленок. При уменьшении линейных размеров кристаллитов доля межкристаллитной фазы существенно возрастает. Как показывают многочисленные исследования, межкристаллитная фаза представляет собой стекловидную среду с изотропными свойствами, а нанокристаллический материал представляет собой изотропную матрицу со случайно расположенными вкраплениями кристаллической фазы [19].

Для исследования влияния на фотоэлектрические свойства пленок оксида церия их микроструктуры и типа подложки снимались передаточные и люкс-амперные характеристики (ЛАХ) при облучении пленок белым и синим светом [8—10]. По ЛАХ были вычислены коэффициенты фоточувствительности  $K_{\text{фч}}$  пленок  $\text{CeO}_x$ , осажденных на подложках разных типов (рис. 3). Максимальная фоточувствительность к белому и синему свету обнаружена у нанокристаллических пленок, полученных при температуре подложки  $200^\circ\text{C}$  независимо от ее типа.

На базе тонких нанокристаллических пленок  $\text{CeO}_x$  были реализованы относительно дешевые миниатюрные фоторезисторы для регистрации биолюминесценции, которые в отличие от традиционных фотоэлектронных умножителей не нуждаются в высоковольтных источниках питания. Разработанные фоторезисторы способны регистрировать слабые биолюминес-



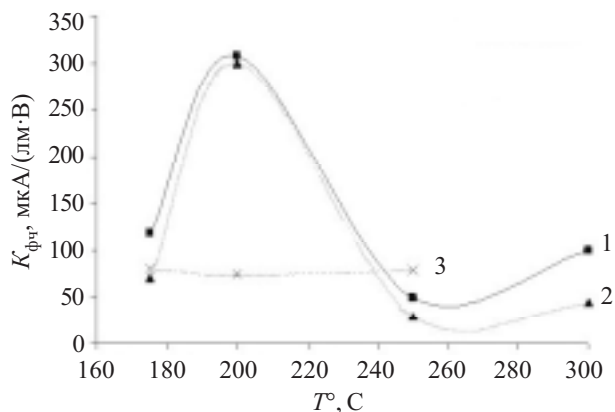


Рис. 3. Зависимость коэффициента фоточувствительности пленок оксида церия от температуры подложки для разных ее типов:

1 —  $\text{SiO}_2$ ; 2 —  $n\text{-Si}$ ; 3 —  $p\text{-Si}$

центные сигналы на уровне освещенности 600 квантов/(с·см)<sup>2</sup> [8—10].

#### Характеристики МДП-структур на основе пленок оксида церия

Главным фактором, который влияет на чувствительность и стабильность сенсоров на основе МДП-структур, являются процессы, происходящие на границе раздела «полупроводник — диэлектрик». Поэтому и к этой границе, и к материалу диэлектрика предъявляются повышенные требования.

Свойства границы раздела «полупроводник Si — диэлектрик  $\text{CeO}_x$ » изучались методом вольт-фарадных характеристик. Измерения проводились на частоте 1,2 МГц.

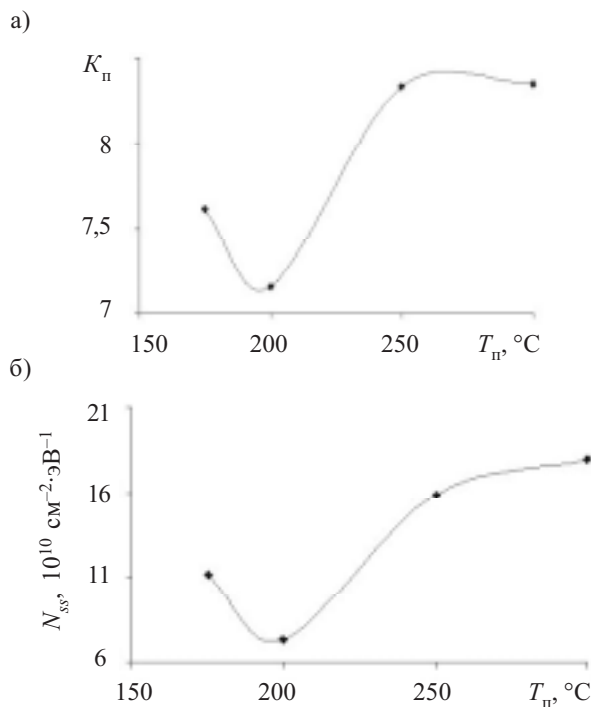


Рис. 4. Зависимости коэффициента перекрытия (а) и плотности поверхностных состояний (б) от температуры подложки для МДП-структур, полученных с помощью метода «взрывного испарения»

Исследования влияния температуры Si-подложки на коэффициент перекрытия по емкости  $K_p = C_{\text{max}}/C_{\text{min}}$  и плотность поверхностных состояний на границе раздела «диэлектрик — полупроводник»  $N_{ss}$  для МДП-структур (рис. 4), изготовленных методом взрывного испарения, показывают, что в рассматриваемом диапазоне температуры коэффициент перекрытия МДП-структур зависит от температуры подложки и лежит в пределах 7,6—8,4, что приблизительно в 2 раза больше, чем у структур на основе  $\text{SiO}_2$ . Характер зависимости от  $T_p$  плотности поверхностных состояний  $N_{ss}$  исследуемых МДП-структур аналогичен зависимости  $K_p(T_p)$ : минимальное значение  $N_{ss}$  наблюдалось для пленок  $\text{CeO}_x$ , выращенных при температуре подложки  $200^\circ\text{C}$ , а увеличение температуры подложки приводит к увеличению плотности поверхностных состояний, что обусловлено морфологическими изменениями структуры пленки, в частности увеличением степени поликристалличности (т. е. отношения объема кристаллической фазы к объему аморфной фазы в пленке).

Однако для МДП-структур, полученных с помощью метода «окисления металлического зеркала», характерно снижение плотности поверхностных состояний на порядок ( $N_{ss} = 6,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ ) и рост  $K_p$  более чем в 3 раза по сравнению со структурами, пленки  $\text{CeO}_x$  которых были изготовлены по технологии «взрывного испарения». Это свидетельствует о значительном улучшении качества границы раздела «полупроводник — диэлектрик» и технологичности метода «окисления металлического зеркала» для получения тонких пленок оксида церия.

Были проведены также исследования зависимости коэффициента выпрямления от температуры подложки диодных МДП-структур, диэлектрическая пленка  $\text{CeO}_x$  которых изготавливалась по технологии «взрывного испарения» (рис. 5). Максимальное значение коэффициента выпрямления (1875) наблюдалось при температуре подложки  $200^\circ\text{C}$ , что объясняется повышенной электропроводностью таких структур при прямом смещении за счет нанокристаллической микроструктуры пленки  $\text{CeO}_x$ .

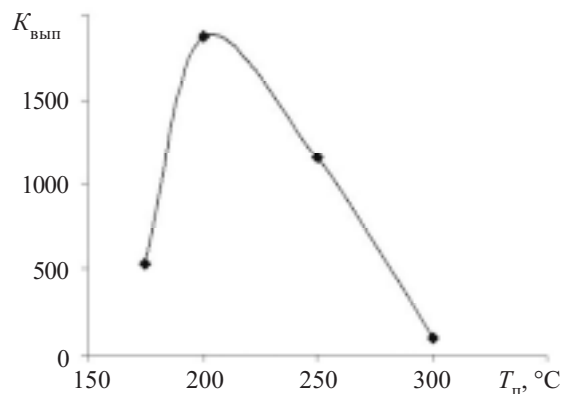


Рис. 5. Зависимость коэффициента выпрямления МДП-фотодиодов от температуры подложки для образцов, полученных методом «взрывного испарения»

*Параметры МДП-структур на основе пленок оксида церия на монокристаллическом кремнии, полученных разными методами*

Тип структуры	Метод нанесения	$T_{\text{п}}, ^\circ\text{C}$	$\varepsilon$	$K_{\text{вып}}$	$K_{\text{п}}$	$N_{\text{ss}}, \text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$
c-Si-CeO <sub>x</sub> , КЭФ 4,5/0,1	Взрывное испарение	175	10,6	533	7,61	$1,12 \cdot 10^{11}$
c-Si-CeO <sub>x</sub> , КЭФ 4,5/0,1	Взрывное испарение	200	9,5	1875	7,15	$7,32 \cdot 10^{10}$
c-Si-CeO <sub>x</sub> , КЭФ 4,5/0,1	Взрывное испарение	250	9,6	1154	8,33	$1,59 \cdot 10^{11}$
c-Si-CeO <sub>x</sub> , КЭФ 4,5/0,1	Взрывное испарение	300	8,5	100	8,35	$1,85 \cdot 10^{11}$
c-Si-CeO <sub>x</sub> , КДБ 10/0,1	Окисление металлического зеркала	160	15	4800	13	$6,8 \cdot 10^{10}$
c-Si-SiO <sub>2</sub>	Термическое окисление	1100—1300	3,9	2500	$\approx 4$	$10^{11}—10^{12}$

Однако максимальные значения коэффициента выпрямления (4800), диэлектрической проницаемости (15), коэффициента перекрытия по емкости (13) и минимальная плотность поверхностных состояний на границе «полупроводник — диэлектрик» ( $6,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ ) достигались в пленках CeO<sub>x</sub>, полученных по технологии «окисления металлического зеркала» [7].

#### Практическое применение нанокристаллических пленок CeO<sub>x</sub>

На базе разработанных полупроводниковых фотоприемников был реализован и исследован портативный электронный биолюменометрический комплекс, использующий живые организмы (дафнии и биолюминесцентные бактерии) для определения концентрации токсических веществ [20]. Принцип работы сенсоров такого вида основан на регистрации интенсивности биолюминесценции, которая возникает в результате взаимодействия метаболитов дафний и люминола при активации процесса с помощью перекиси водорода. Минимальный порог чувствительности такого метода к патулину составляет 0,1 мг/л за 2 ч и 0,01 мг/л за 6 и 24 ч эксперимента. Метод с использованием биолюминесцентных бактерий дает возможность определить патулин с концентрацией 0,63 мг/л за 1 ч анализа. Для бифентрина минимальный порог чувствительности сенсора с использованием дафний составлял 0,01 мг/л за 3 ч и 0,0001 мг/л за 24 ч эксперимента.

Разработанный метод определения токсичности объектов окружающей среды на основе регистрации уровня хемилюминесценции среды под действием продуктов жизнедеятельности *D. magna* и биолюминесценции *Ph. phosphoreum* В 7071 характеризуется стабильной воспроизводимостью и повышенной чувствительностью. Полученные результаты свидетельствуют об эффективности метода и целесообразности его использования.

На основе гетероперехода «CeO<sub>x</sub> — монокристаллический кремний» были реализованы диодные структуры с высоким коэффициентом выпрямления

$K_{\text{вып}} = 4800$  и повышенной фоточувствительностью. Максимальная фоточувствительность наблюдалась для фотодиодных структур, пленка CeO<sub>x</sub> которых формировалась при температуре 200°C. Это дает основание считать, что при такой температуре формируется упорядоченная структура с минимальным количеством рекомбинационных центров, что и обеспечивает повышенную фоточувствительность как фоторезисторов, так и фотодиодов.

Нанокристаллические пленки оксида церия были успешно применены в качестве подзатворного диэлектрика ИСПТ для создания чувствительных, стабильных и надежных биосенсоров [7]. ИСПТ является мощным инструментом для изучения токсичного воздействия разных веществ, в том числе лекарственных препаратов и продуктов питания, на биохимические процессы, которые происходят в живом организме. ИСПТ способны регистрировать сложные химические и биологические процессы — перенос зарядов или окислительно-восстановительные реакции (например, механизмы ионного обмена и транспорта через мембрану). ИСПТ с нанокристаллической пленкой CeO<sub>x</sub> были разработаны для создания высокоспецифических иммунных биосенсоров токсичности, принцип действия которых базируется на изменении pH среды в результате образования иммунного комплекса между антителом и микотоксином.

Чувствительность по току стока ИСПТ-структур с диэлектриком CeO<sub>x</sub> составляет 1,4 мкА/pH, что вдвое больше по сравнению со структурами на основе SiO<sub>2</sub>-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, а pH-чувствительность для диэлектрика CeO<sub>x</sub> больше на 9,4 % и равна 58 мВ/pH, что близко к максимально возможной чувствительности для структуры «полупроводник — диэлектрик — раствор», так называемой Нернстовой чувствительности, которая составляет 59 мВ/pH. К тому же, если учитывать высокую химическую стойкость и простоту получения тонких пленок CeO<sub>x</sub>, их можно считать весьма перспективными для использования в качестве ион-чувствительного материала ионоселективных по-

левых транзисторов — основного элемента мультисенсорных систем биомедицинского назначения, в частности, для определения концентрации токсичных веществ.

МДП-варакторы также используют как один из элементов сенсоров для определения пестицидов, ионов тяжелых металлов, глюкозы, мочевины, ионов  $H^+$ ,  $K^+$ ,  $Na^+$  и др. В основе работы сенсоров данного типа лежит метод измерения высокочастотных вольт-фарадных характеристик. Адсорбция заряженных частиц, которые возникают в результате биохимической реакции, чувствительной поверхностью диэлектрика фиксируется с появлением сдвига вольт-фарадной характеристики вдоль оси напряжений. МДП-варакторы на основе нанокристаллических пленок оксида церия были выбраны для создания сенсоров, в которых осуществляется управление зарядом, образующимся в результате биохимической реакции [18]. К тому же, исследуемые МДП-структуры на основе нанокристаллических пленок оксида церия, полученных обоими методами, отличаются высокой стабильностью в исследуемом диапазоне частот (430 кГц — 1,26 МГц) благодаря отсутствию обмена электронными состояниями, локализованными на границе раздела «диэлектрик — полупроводник» [18].

#### Выводы

Таким образом, установлено, что нанокристаллические пленки оксида церия, полученные методом «взрывного испарения» при температуре подложки 200°C независимо от ее типа обеспечивают максимальную фоточувствительность фоторезисторов и МДП-фотодиодов, изготовленных на основе таких пленок. Это позволяет создавать новые типы чувствительных элементов биолюминесцентных сенсорных систем.

Из сравнения характеристик МДП-структур, изготовленных на основе пленок  $CeO_x$ , полученных разными методами, следует, что метод «окисления металлического зеркала» дает пленки с лучшими характеристиками, чем метод «взрывного испарения». Диэлектрическая проницаемость, коэффициент перекрытия по емкости, коэффициент выпрямления таких структур намного превосходят характеристики МПД-структур на основе  $SiO_2$ .

Учитывая высокую химическую стойкость оксида церия, стабильность характеристик, а также простоту получения тонких пленок этого диэлектрика, можно считать разработанные сенсоры с рекордным среди аналогов значением pH-чувствительности перспективными для создания недорогих, портативных, высокочувствительных и надежных мультипараметрических приборов для экологического мониторинга, исследования воздействия токсичных агентов на разные химические и биологические процессы, для биомедицинских и других целей вместо распространенных сегодня типов дорогой, громоздкой, сложной аналитической аппаратуры.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Patsalas P., Logothetidis S. Structure-dependent properties of nanocrystalline cerium oxide films // *Physical Review*.— 2003.— N B 68.— P. 035104-1—035104-13.

2. Bertaux S., Reynders P., Heintz J-M. Sintering and color properties of nanocrystalline  $CeO_2$  films // *Thin Solid Films*.— 2005.— N 473.— P. 80—88.

3. Skorodumova N. V., Ahuja R., Simak S. I. et al. Electronic, bonding, and optical properties of  $CeO_2$  and  $Ce_2O_3$  from first principles // *Physical Review B*.— 2001.— Vol. 64.— P. 115108—1—115108—9.

4. Shmyryeva A. N., Semikina T. V., Scurtul K. D. Composite cerium oxide thin films for oxygen and CO sensors // *Book of Abstracts. Physical, Chemical and Biological Sensors, Fourth International Workshop "Russian technologies for industrial applications"*.— Russia, St.-Petersburg.— 2000.— P. 32.

5. Шмырева А. Н. Микроэлектронные сенсоры для определения концентрации NO. // *Электроника и связь*.— 2003.— № 18.— С. 104—107.

6. Shmyryeva A. N., Fursenko A. N., Semikina T. V. Fiber-optical sensor of acidity ambient (pH) metrology // *J. Solid State Phenomena*.— 1998.— № 63—64.— P. 341—346.

7. Максимчук Н. В. Процеси взаємодії біохімічних комплексів з поверхнею плівки нанокристалічного оксиду церію // *Сб. науч. трудов «Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии»*.— Киев.— 2009.— Т. 7, №3.— С. 813—824.

8. Шмырева А. Н., Максимчук Н. В. Фоторезистивные преобразователи для биолюминесцентных сенсорных систем // *Электроника и связь*.— 2007.— № 1.— С. 5—11.

9. Борисов А. В., Шмырева А. Н., Максимчук Н. В. Нанокристаллические пленки оксида церия для биолюминесцентных сенсорных систем // *Сб. науч. трудов «Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии»*.— Киев.— 2009.— Т. 7, № 1.— С. 245—254.

10. Максимчук Н. В., Борисов А. В., Шмырева А. Н. Фотоэлектрические процессы в наноструктурных пленках оксида церия // *Тр. междунар. симпозиума «Нанопотоника»*.— Украина, Ужгород.— 2008.— С. 54—55.

11. Bin Zhu, Changrong Xia, Xiaouguan Luo et al. Transparent two-phase composite thin film with high conductivity // *Thin Solid Films*.— 2001.— N 385.— P. 209—214.

12. Shmyryeva A. N., Dushejko M. G., Scurtul K. D. Thermoelectrical properties of the cerium oxide semiconductor films // *Extend Abstracts of 7th Joint Vacuum Conference of Hungary*.— Austria, Croatia and Slovenia.— 1997.— P. 253.

13. Shmyryeva A. N., Semikina T. V., Dushejko M. G., Scurtul K. D. New thin films oxide materials  $CeO_2$ —ZnO for sensing // *Book of Abstracts. Workshop «Sensors springtime in Odessa»*.— Odessa.— 1998.— P. 70—71.

14. Yushchenko A. V., Ilchenko V. V., Shmyryeva A. N., Telega V. M. The response of the heterostructure nanoscale layer  $CeO_2$ —p-Si to the gas ammonia environment // *Proceed. of the 1st International Conf. "Electronics and Applied Physics"*.— Ukraine, Kiev.— 2005.— P. 100—101.

15. Шмырева А. Н. Микроэлектронные сенсорные системы // *Электроника и связь*.— 2005.— № 29.— С. 5—15.

16. Patsalas P., Logothetidis S., Metaxa S. Optical performance of nanocrystalline transparent ceria films // *Applied Physics Letters*.— 2002.— N 81.— P. 466—468.

17. Ющенко А. В., Ильченко В. В., Шмырева А. Н. и др. Формирование наноструктурных пленок  $CeO_x$ , напыленных методом «взрывного» испарения на поверхности p-Si (100) // *Proceed. of the 1st International Conf. "Electronics and Applied Physics"*.— Ukraine, Kiev.— 2005.— P. 102—106.

18. Максимчук Н. В., Міняйло О. В., Прокопенко А. С. МДН-фотоварактори з плівкою оксиду церію // *Збірник статей II конференції молодих вчених «Електроніка 2009»*.— Київ.— 2009.— Ч. I.— С. 51—58.

19. Нанотехнологии в электронике / Под ред. Ю. А. Чаплыгина.— М.: Техносфера, 2003.

20. Мельник В. Г., Назаренко В. І., Стародуб М. Ф. та ін. Електронний біолюмінесцентний прилад для визначення токсичних речовин // *Електроника и связь. Тематич. вып. «Проблемы электроники»*.— 2008.— Ч. 2.— С. 110—114.



В. В. БРУС, д. ф.-м. н. З. Д. КОВАЛЮК, д. ф.-м. н. П. Д. МАРЬЯНЧУК,  
к. ф.-м. н. И. Г. ОРЛЕЦКИЙ, к. ф.-м. н. Э. В. МАЙСТРУК

Украина, Черновицкое отделение ИПМ НАНУ,  
ЧНУ им. Юрия Федьковича  
E-mail: chimsp@unicom.cv.ua

Дата поступления в редакцию  
14.05 2010 г.

Оппонент к. т. н. А. В. ИВАЩУК  
(НТУУ «КПИ», г. Киев)

## СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ НА ПЛЕНКАХ $\text{TiO}_2$ , ИЗГОТОВЛЕННЫХ МЕТОДОМ РЕАКТИВНОГО МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

*Исследованы вольт-амперные характеристики металлических контактов на тонких пленках диоксида титана, а также влияние отжига структур в вакууме на их электрические свойства.*

Благодаря своим электрическим и оптическим свойствам диоксид титана является перспективным полупроводниковым материалом для использования в различных полупроводниковых приборах. В связи с этим достаточно актуальным является создание омических контактов к диоксиду титана. Эта проблема на сегодняшний день исследована не в полной мере, особенно для тонких пленок  $\text{TiO}_2$ .

Для достижения высокой эффективности работы полупроводниковых приборов важную роль играют металлические контакты к полупроводниковой структуре. Они должны иметь свойства омических контактов, т. е. линейные вольт-амперные характеристики (ВАХ) и малое электрическое сопротивление. Такие условия выполняются при образовании обогащенной основными носителями заряда приконтактной области со стороны полупроводника.

Практика показывает, что соотношение между работой выхода электронов из металла и работой выхода из полупроводника не является единственным критерием оценки омических свойств контактов. Обязательно следует учитывать поверхностные явления, параметры решетки, образование химических соединений в месте контакта, степень легирования полупроводникового материала и др.

В настоящей работе исследовались ВАХ различных металлических контактов (Al, Cr, In, Mo, Ti) на тонких пленках диоксида титана и влияние отжига структур в вакууме на их электрические свойства.

### Экспериментальная часть

Нанесение пленок  $\text{TiO}_2$  осуществлялось с помощью реактивного магнетронного распыления мишени из чистого титана при постоянном напряжении в атмосфере смеси аргона и кислорода в универсальной вакуумной установке Laybold-Heraeus L560.

Титановую мишень, представляющую собой шайбу диаметром 100 мм и толщиной 5 мм, размещали над столиком магнетрона с водяным охлаждением на расстоянии 7 см от закрепленных подложек.

Предварительно очищенные подложки (пластины стекла) размещали над магнетроном. Для обеспечения однородности пленок по толщине столик вращался со скоростью 5 об/мин. Температуру подложек контролировали системой термопар в вакуумной камере и поддерживали на заданном уровне ( $100^\circ\text{C}$ ). После установки подложек воздух из вакуумной камеры откачивался до давления  $10^{-4}$  Па.

Парциальное давление аргона в технологическом процессе составляло 0,7 Па, кислорода — 0,02 Па при мощности магнетрона 400 Вт.

Для удаления неконтролируемых примесей (загрязнения) использовали кратковременное протравливание поверхности мишени бомбардирующими ионами аргона.

Толщину пленок  $\text{TiO}_2$  (около 0,4 мкм) измеряли с помощью интерферометра МИИ-4 по стандартной методике. С помощью термозонда было установлено, что все пленки имели  $n$ -тип проводимости.

Металлические контакты на образцах (рис. 1) формировали сразу после нанесения пленок  $\text{TiO}_2$ . Титановые и молибденовые контакты наносили с помощью магнетронного распыления соответствующих мишеней в атмосфере аргона. Алюминий, хром и индий наносили с помощью резистивного испарения из вольфрамовых тиглей. Площадь второго контакта (рис. 1) составляла  $0,14\text{ см}^2$  для всех исследуемых металлов.

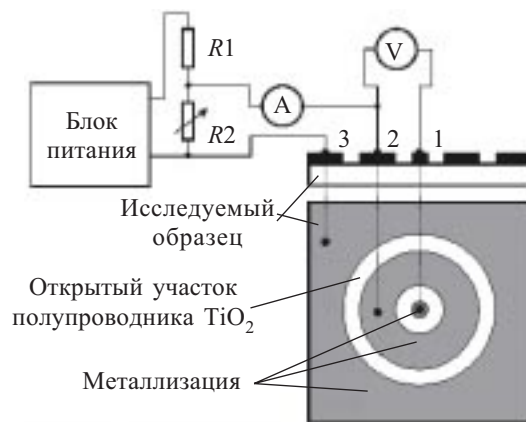


Рис. 1. Схема измерения сопротивления контактов 1, 2, 3 трехзондовым методом



Отжиг образцов проводили в кварцевых ампулах, из которых откачивали воздух до давления остаточных газов  $10^{-3}$  Па, при температуре  $350^{\circ}\text{C}$  в электропечи СНОЛ 15/1300 с микропроцессорным регулятором температуры типа RT26-S765 в течение 1 часа.

Для подробного исследования электрических свойств контактов проводились измерения ВАХ с помощью трехзондового метода.

В приведенной схеме ток через контакты 2 и 3 задается источником питания и делителем напряжения (резисторы  $R1$  и  $R2$ ). В отсутствие ответвлений тока амперметр измеряет ток, протекающий через контакт 2. Разность потенциалов между этим контактом и полупроводником фиксируется мультиметром Picotest M3500A. Контакт 1 является чувствительным к потенциалу полупроводника электродом независимо от того, присутствует ли на нем контактная разность потенциалов, поскольку он находится в равновесии с полупроводником (т. е. под тем же потенциалом).

Направление прохождения тока через контакт 2 изменяется при изменении полярности подключения к блоку питания.

Чтобы описать электрические свойства контактов используют понятие «удельное сопротивление контакта»  $\rho_k$ , т. е. сопротивление контакта единичной площади. Поскольку полное сопротивление контакта  $R_k$  уменьшается с увеличением площади металлизации  $S_k$ , то можно записать:

$$\rho_k = R_k S_k.$$

Если омические свойства контактов неудовлетворительны, то  $\rho_k$  зависит от напряжения на контакте  $U$  [1].

### Результаты исследований и их обсуждение

При измерении вольт-амперных характеристик контактов во всех случаях при обратном смещении на металл подавался положительный потенциал, а при прямом смещении — отрицательный. На рис. 2 показаны ВАХ различных металлических контактов к пленке  $\text{TiO}_2$ .

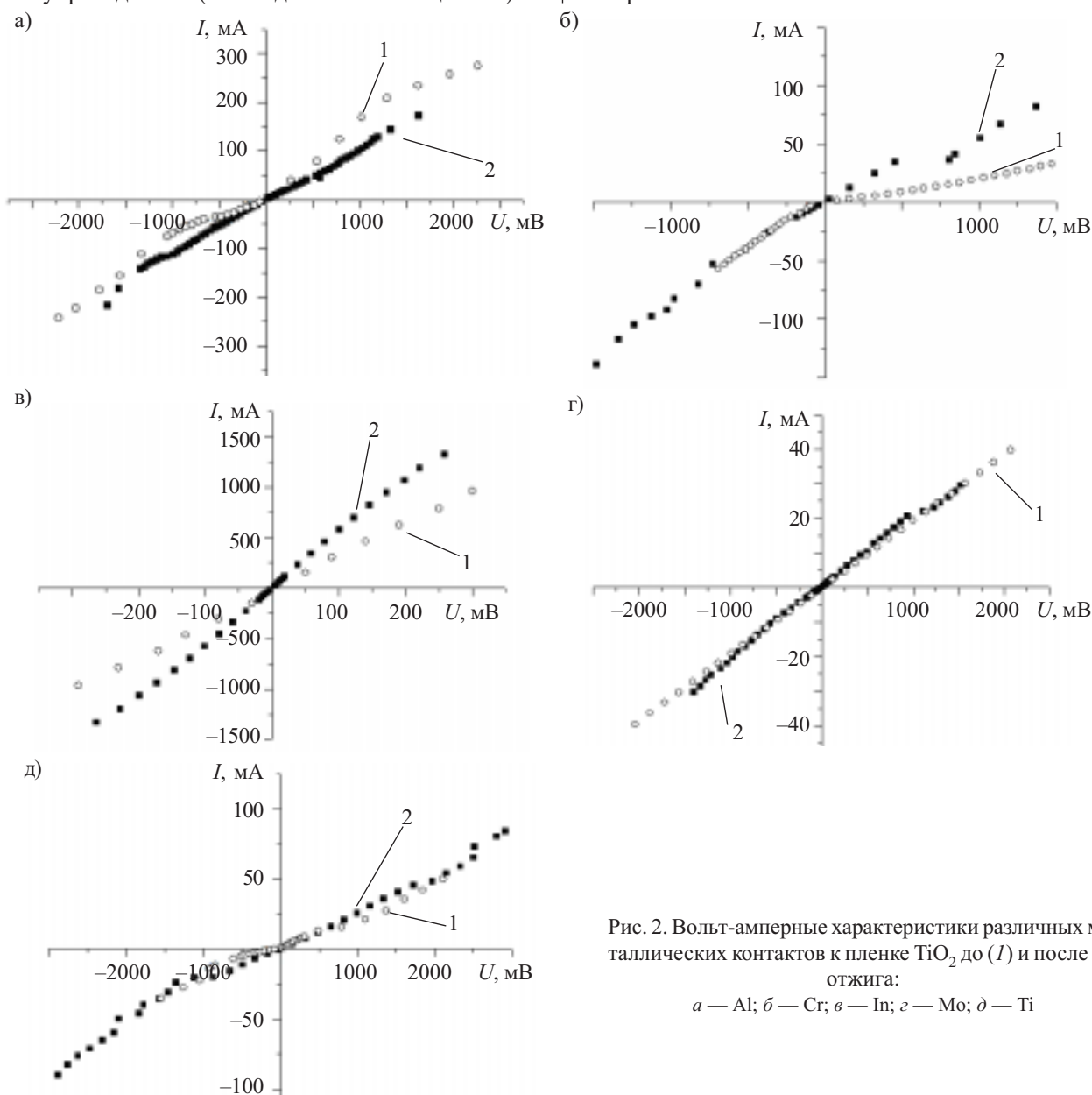


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики различных металлических контактов к пленке  $\text{TiO}_2$  до (1) и после (2) отжига:

$a$  — Al;  $б$  — Cr;  $в$  — In;  $г$  — Mo;  $д$  — Ti

Форма кривой  $I$  на рис. 2, а свидетельствует о том, что алюминий формирует неомический контакт с пленкой диоксида титана. Такое поведение может быть обусловлено протеканием окислительно-восстановительных реакций на границе раздела фаз «алюминий — диоксид титана» после нанесения контакта. Приконтактный слой Al окисляется путем экстрагирования анионов кислорода из пленки  $\text{TiO}_2$ . После диффузии кислорода у поверхности дефектной подложки  $\text{TiO}_{2-x}$  образуется слой гетерогенной смеси оксида алюминия и металлического алюминия [2]. После отжига контакта наблюдается выравнивание обеих ветвей ВАХ. Удельное сопротивление контакта  $\text{TiO}_2/\text{Al}$  после отжига составляет  $1,4 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ .

ВАХ контакта  $\text{TiO}_2/\text{Cr}$ , представленная на рис. 2, б, показывает, что этот контакт также обладает неомическими свойствами, поскольку наклоны ветвей ВАХ при разной полярности напряжения отличаются. После отжига наблюдается изменение наклона прямой ветви ВАХ, в то время как наклон обратной остается без изменений.

В процессе напыления пленки хрома образуется слой оксида хрома  $\text{CrO}_2$ , который хорошо смачивает поверхность диоксида титана (т. е. наблюдается четкая граница раздела двух оксидов, без пустот и неоднородностей). Окислительно-восстановительные реакции между двумя фазами протекают путем динамического внедрения кислорода из кристаллической решетки  $\text{TiO}_2$  в пленку хрома. Долговременный отжиг пленки при высокой температуре приводит к растворению хрома в  $\text{TiO}_2$  [3].

Из ВАХ контакта  $\text{TiO}_2/\text{In}$  на рис. 2, в видно, что этот контакт является омическим, поскольку величина его удельного сопротивления относительно мала ( $\rho_k = 4,5 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ ), а ветви ВАХ — прямолинейны и симметричны. Следует отметить, что отжиг в вакууме уменьшает удельное сопротивление контакта  $\text{TiO}_2/\text{In}$  до значения  $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ .

ВАХ контакта  $\text{TiO}_2/\text{Mo}$  (рис. 2, г) имеет прямолинейный и симметричный вид, но значение удельного сопротивления контакта ( $\rho_k = 7,5 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ ) несколько велико для качественного омического контакта. При нанесении молибденовой пленки атомы Mo взаимодействуют с кислородом из диоксида титана, что приводит к образованию аморфного слоя оксидов молибдена различной степени окисленности и к увели-

чению шероховатости поверхности  $\text{TiO}_2$  [3]. Температурная обработка практически не влияет на вид вольт-амперной характеристики.

Контакт  $\text{TiO}_2/\text{Ti}$  (рис. 2, д) не обладает выраженными омическими свойствами, о чем свидетельствуют большое удельное сопротивление ( $\rho_k = 6 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ ) и непрямолинейность и несимметричность ветвей ВАХ. Ti взаимодействует с  $\text{TiO}_2$ , образуя слой  $\text{TiO}_x$  оксида титана, обедненного кислородом, толщиной меньше толщины нанесенной пленки. При температуре  $400^\circ\text{C}$  наблюдается диффузия Ti в поверхностный слой  $\text{TiO}_2$ , а при  $700^\circ\text{C}$  имеет место диффузия вглубь пленки диоксида титана [4]. Отжиг не приводит к существенным изменениям свойств контакта.

### Выводы

Таким образом, при исследовании вольт-амперных характеристик металлических контактов на тонких пленках  $\text{TiO}_2$ , изготовленных методом реактивного магнетронного распыления при постоянном напряжении, установлено, что критериям омичности контакта (малое удельное сопротивление, прямолинейность и симметричность ветвей ВАХ) соответствует лишь индиевый контакт, удельное сопротивление которого уменьшается после отжига в вакууме. Для остальных металлов не наблюдается существенных изменений электрических свойств контактов после отжига. В случае использования для контактов Al, Cr, Mo и Ti на границе раздела «металл — полупроводник» имеют место окислительно-восстановительные реакции, поэтому можно предположить, что образование неомических контактов перечисленных металлов с тонкими пленками диоксида титана обусловлено формированием неоднородных гетерогенных слоев, которые ухудшают электрические свойства контактов.

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы: Теория и эксперимент. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
2. Dake L. S., Lad R. J. Properties of aluminum overlayers on chemically modified  $\text{TiO}_2(110)$  // J. Vac. Scien. Technol. A — 1995. — Vol. 43. — P. 15—29.
3. Diebold U. The surface science of titanium dioxide // Surface Science Reports. — 2003. — Vol. 43. — P. 53—229.
4. Mayer J. T., Diebold U., Madey T. E., Garfunkel E. Titanium and reduced titania overlayers on titanium dioxide (110) // J. Electr. Spectrosc. Rel. Phen. — 1995. — Vol. 73. — P. 1—11.

### НОВЫЕ КНИГИ

#### НОВЫЕ КНИГИ



Печатные платы / Под ред. К. Ф. Кумбза. — М.: Техносфера, 2011. — 232 с.

В книге рассматриваются все процессы создания и применения печатных плат: проектирование и выбор базовых материалов, изготовление, обеспечение качества и оценки надежности печатных плат и печатных узлов, монтаж плат, включая особенности бессвинцовых технологий пайки, а также методы и средства испытаний применительно к специальным требованиям. Шестое издание дополнено информацией по ценообразованию, количественной оценке технологичности плат, управлению производством и решению экологических проблем.



К. т. н. Ю. Н. ХОВЕРКО

Украина, Национальный университет «Львовская политехника»,  
Польша, г. Вроцлав, Международная лаборатория сильных  
магнитных полей и низких температур  
E-mail: druzh@polynet.lviv.ua

Дата поступления в редакцию  
25.05 2010 г.

Оппонент к. т. н. П. В. ПАЩЕНКО  
(НИИ ЯФ, г. Москва)

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТОЙКОСТИ СЛОЕВ ПОЛИКРЕМНИЯ В КНИ-СТРУКТУРАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ И СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

*Исследованы свойства рекристаллизованных слоев поликремния на изоляторе  $p$ -типа проводимости, облученных высокоэнергетическими электронами, в температурном диапазоне 4,2—300 К и в сильном магнитном поле с целью создания датчиков физических величин, работоспособных в жестких условиях эксплуатации.*

Проблема создания микроэлектронных датчиков механических и тепловых величин, работоспособных в экстремальных условиях, т. е. при низкой температуре, в сильном магнитном поле, а также в условиях электронного облучения, является актуальной для различных отраслей науки и техники (авиакосмическая техника, криоэнергетика и др.).

Сегодня в микроэлектронике широко используются слои поликристаллического кремния на поверхности окисленной кремниевой пластины (КНИ-структуры). Такие слои формируются, как правило, химическим осаждением из газовой фазы. В отличие от монокристаллического кремния, в поликристаллических слоях подвижность электронов и дырок мала, что обусловлено наличием большого количества дефектов структуры, которые являются центрами рассеяния и рекомбинации [1, 2]. Уменьшение количества дефектов структуры при лазерной рекристаллизации исходного поликремния ведет к возрастанию подвижности носителей заряда в слое, что делает возможным создание на основе КНИ-структур микроэлектронных приборов, в том числе датчиков физических величин с большим быстродействием, увеличенной степенью интеграции, а также создание интегральных схем с трехмерной интеграцией элементов для обработки сигналов в интеллектуальных датчиках [2, 3].

Известны микроэлектронные датчики механических и тепловых величин на основе поликремния для диапазона температуры  $-30...+60^{\circ}\text{C}$  [3, 4]. Наши предыдущие исследования [5—8] показали возможность создания датчиков механических и тепловых величин на основе рекристаллизованных лазером слоев поликремния на изоляторе, работоспособных в широком интервале температуры (4,2—300 К). Для того, чтобы оценить радиационную стойкость таких датчиков, необходимо провести при криогенных темпера-

турах исследование характеристик слоев поликристаллического кремния с различной концентрацией носителей, облученных высокоэнергетическими электронами, а также оценить влияние магнитного поля на эти характеристики.

Целью настоящей работы является изучение возможности использования КНИ-структур в датчиках физических величин, работоспособных в жестких условиях эксплуатации — при низких температурах, в сильном магнитном поле и при облучении.

### Объект исследования и методика эксперимента

Для исследования характеристик слоев поликремния использовались специально изготовленные тестовые КНИ-структуры с поликремниевыми резисторами размерами  $80 \times 8 \times 0,5$  мкм (рис. 1), рекристаллизованными лазером. В качестве исходного материала использовали пластины кремния ориентации (100),  $p$ -типа проводимости, предварительно термически окисленные до получения слоя оксида толщиной 1,0 мкм. На слой  $\text{SiO}_2$  в реакторе с рабочим давлением порядка 100 Па при температуре  $625^{\circ}\text{C}$  из газовой фазы охлаждали слой поликристаллического кремния толщиной 0,5 мкм. Затем осуществлялось легирование поликремния методом ионной имплантации бора с различными дозами. Слои поликремния подвергали лазерной рекристаллизации путем сканирования поверхности лазерным лучом ( $\lambda=1,06$  мкм). После рекристаллизации концентрация носителей за-

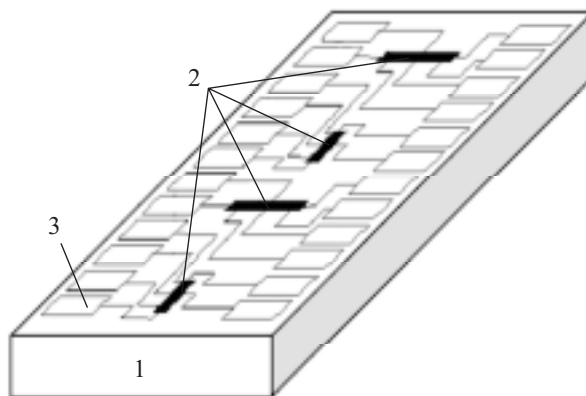


Рис. 1. Схематическое изображение образца тестовой КНИ-структуры:

1 — подложка из монокристаллического кремния; 2 — поликремниевые резисторы; 3 — контактные площадки

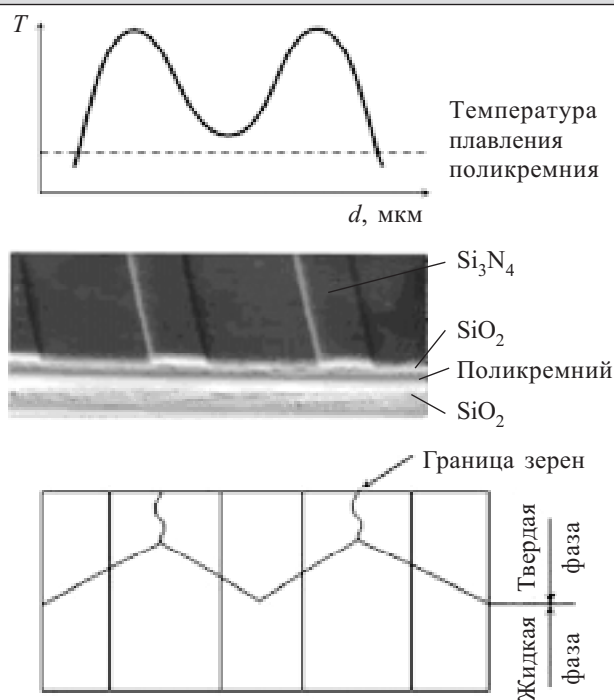


Рис. 2. Модуляция температурного профиля в зоне расплава во время процесса рекристаллизации поликремниевых слоев на изоляторе

ряда в поликремниевых резисторах составила  $4,8 \cdot 10^{18}$  и  $1,7 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

При лазерной рекристаллизации использовалось комбинированное покрытие из слоев  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . С помощью этого покрытия за счет подбора коэффициентов отражения материалов в зоне термического влияния лазерного излучения можно управлять температурным профилем процесса рекристаллизации слоев поликремния (рис. 2). Кроме того, использо-

вание таких покрытий предотвращает растекание материала в процессе рекристаллизации. В оптимальных условиях лазерной рекристаллизации за счет селективного нагрева материала получены слои поликремния с размерами зерен до  $20 \times 500 \text{ мкм}$  [9].

Температурные исследования КНИ-структур проводились в интервале температуры  $4,2\text{—}300 \text{ К}$  в магнитном поле с индукцией до  $14 \text{ Тл}$ . Образцы охлаждались до  $4,2 \text{ К}$  в гелиевом криостате. Для нагрева образцов до температуры  $300 \text{ К}$  использовалась специальная вставка с нагревателем из бифилярной проволоки, намотанной на ее корпус. Стабилизированный электрический ток в пределах  $1\text{—}100 \text{ мкА}$  через образец задавался источником тока Keithley 224 в зависимости от сопротивления исследуемого материала. Электрическое напряжение на потенциальных контактах образцов, выходной сигнал термопары и датчика магнитного поля измерялись цифровыми вольтметрами типа Keithley 2000 и Keithley 2010 с точностью до  $1 \cdot 10^{-6} \text{ В}$  с одновременной автоматической регистрацией показаний приборов через параллельный порт персонального компьютера, их визуализацией и записи массивов данных в файл.

Исследование влияния сильных магнитных полей на свойства слоев поликремния проводилось на установке, содержащей биттеровский магнит с индукцией до  $14 \text{ Тл}$  и временем развертки по полю  $1,75$  или  $3,5 \text{ Тл/мин}$  при температуре  $4,2 \text{ К}$  и выше.

На импульсном ускорителе электронов типа микро-трон М-30 в Институте электронной физики НАНУ образцы поликремния облучали при температуре  $300 \text{ К}$  электронами с энергией  $10 \text{ МэВ}$  флюэнсом  $1 \cdot 10^{16}$  и  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ .

### Экспериментальные результаты

Исследование характеристик слоев поликристаллического кремния при электронном облучении проводилось в широком температурном интервале — от

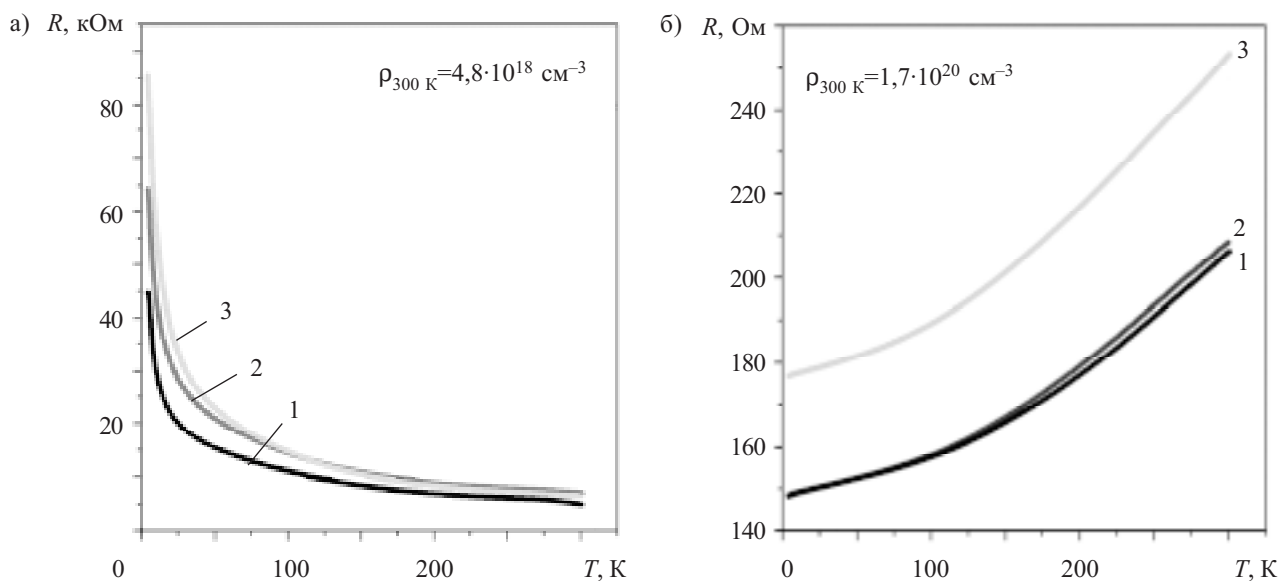


Рис. 3. Температурная зависимость сопротивления слоев слаболегированного (а) и сильнолегированного (б) поликремния до (1) и после облучения электронами различного флюэнса: 2 —  $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ; 3 —  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$



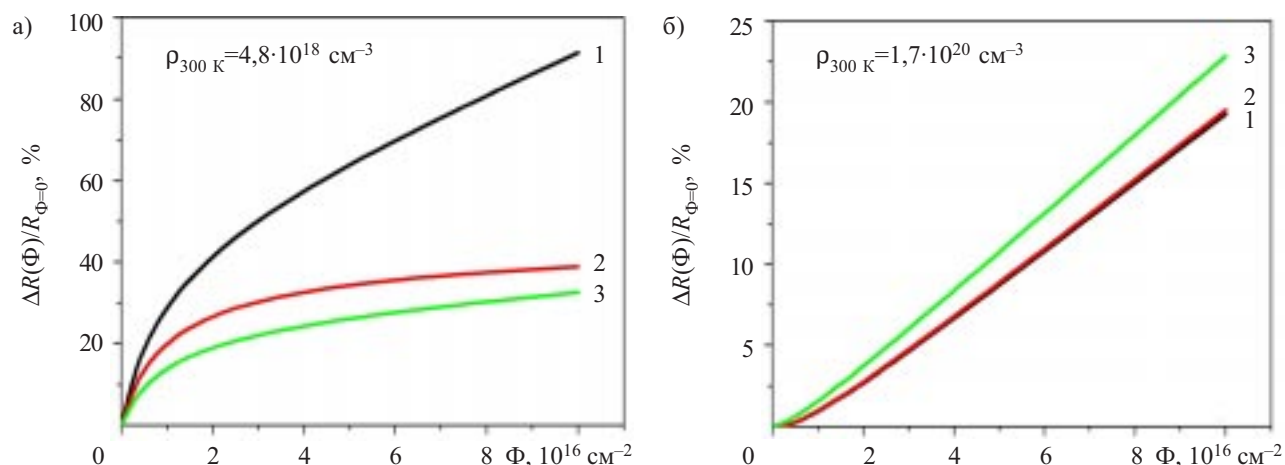


Рис. 4. Зависимость относительного изменения сопротивления слаболегированных (а) и сильнолегированных (б) слоев поликремния от флюэнса электронов при различной температуре (в К): 1 — 4,2; 2 — 77; 3 — 300

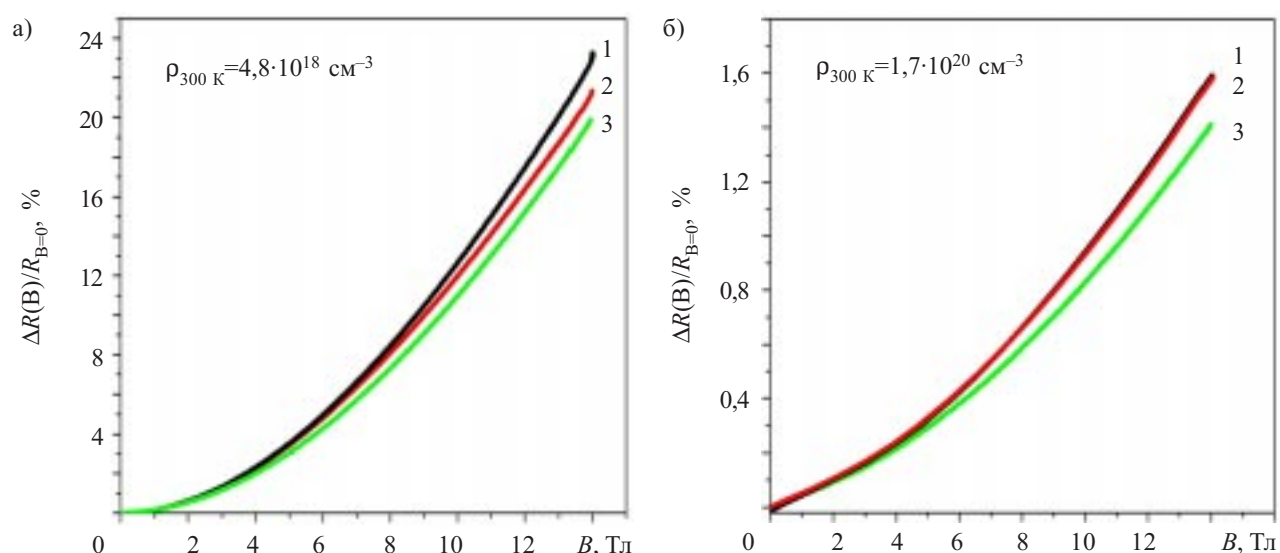


Рис. 5. Магнетосопротивление рекристаллизованных слаболегированных (а) и сильнолегированных (б) слоев поликремния до (1) и после облучения высокоэнергетическими электронами различного флюэнса: 2 —  $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ; 3 —  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$

4,2 до 300 К. На **рис. 3** видно, что сопротивление слоев поликремния увеличивается после облучения высокоэнергетическими электронами. Эта зависимость сильнее проявляется для слаболегированных образцов с концентрацией носителей  $4,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (рис. 3, а), в то время как для сильнолегированных образцов она значительно меньше (рис. 3, б). Это хорошо иллюстрирует **рис. 4**, на котором видно, что для слаболегированных слоев поликремния (рис. 4, а) зависимость его сопротивления от флюэнса электронов более сильно проявляется при температуре жидкого гелия. Отсюда следует вывод о радиационной стойкости сильнолегированных слоев поликремния на изоляторе, рекристаллизованных лазером, при облучении их высокоэнергетическими электронами флюэнсом  $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , что может быть использовано для создания на их основе радиационностойких микроэлектронных датчиков физических величин.

Исследовалось также влияние электронного облучения на магнетосопротивление слоев поликремния в сильных магнитных полях (с индукцией до 14 Тл) при температуре жидкого гелия (**рис. 5**).

Как видно из рис. 3 и 5, наблюдается корреляция между влиянием электронного облучения на проводимость и магнетосопротивление слоев поликремния при низкой температуре.

Исследования показывают, что поликристаллический кремний состоит из мелких, соединяющихся своими границами монокристаллических зерен, которые, в свою очередь, состоят из разупорядоченных атомов [10]. В соответствии с моделью ловушек носителей заряда в легированном материале подвижные носители захватываются энергетическими состояниями на границах зерен. В результате такого захвата на поверхности зерен возникают как области пространственного заряда (обедненные носителями), так и по-

тенциальные барьеры. Лазерная рекристаллизация мелкозернистого поликремния приводит к увеличению среднего размера зерна, а значит, и к уменьшению общей площади поверхности зерен, на которой осуществляется захват свободных носителей заряда. Поскольку эффективный потенциальный барьер на границах зерен в рекристаллизованных слоях поликремния незначителен (менее 0,1 эВ), вероятность сегрегации примесей вдоль таких границ после облучения высокоэнергетическими электронами сильнолегированных пленок поликремния достаточно высока. Это приводит к уменьшению подвижности носителей заряда  $\mu$  в облученных образцах по сравнению с необлученными и, соответственно, к уменьшению проводимости и магнетосопротивления поликремневых слоев.

Если учесть, что магнетосопротивление описывается выражением [11]  $\Delta R / R = a(\mu B)^2$ , где  $a$  — коэффициент, который учитывает рассеяние носителей заряда, то становится понятным, что уменьшение магнетосопротивления поликремния после облучения, которое экспериментально наблюдалось в слоях образцов, обусловлено уменьшением подвижности носителей заряда в поликремнии.

\*\*\*

Таким образом, установлено, что сильнолегированные бором слои поликремния на изоляторе, рекристаллизованные лазером, проявляют радиационную стойкость при облучении высокоэнергетическими электронами различного флюэнса, а изменение их сопротивления в магнитном поле до 14 Тл достаточно мало (не превышает 1—2%). Эти свойства можно использовать для создания микроэлектронных датчиков физических величин, работоспособных в условиях сильных магнитных полей, электронного облучения и криогенных температур.

## ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Druzhinin A. A., Lavitskaya E. N., Maryamova I. I., Deshchinsky Y. L. Grain boundary effect on the conductivity and piezoresis-

tance of the polycrystalline silicon layers // *Functional Materials*.— 1996.— Vol. 3, N 1.— P. 58—61.

2. Druzhinin A., Lavitska E., Maryamova I., Kogut I. Laser recrystallization of polysilicon in sensor technology: possibilities and restrictions // *Silicon-on-Insulator Technology and Devices*.— Electrochem. Soc. Proc.— 1997.— Vol. 23.— P. 92—97.

3. Mosser V., Suski J., Goss J., Obermeier E. Piezoresistive pressure sensors based on polycrystalline silicon // *Sensors and Actuators*.— 1991.— Vol. A28.— P. 113—132.

4. Druzhinin A., Lavitska E., Maryamova I. et al. Mechanical sensors based on laser-recrystallized SOI structures // *Sensors and Actuators A. Physical*.— 1997.— Vol. A61.— P. 400—404.

5. Druzhinin A., Maryamova I., Lavitska E. et al. Laser recrystallized polysilicon layers for sensor application: electrical and piezoresistive characterization / In book: *Perspectives, Science and Technologies for Novel Silicon on Insulator Devices* // Ed. by P. L. F. Hemment.— Kluwer Acad. Publ, Dordrecht, 2000.— P. 127—135.

6. Druzhinin A., Lavitska E., Maryamova I., Khoverko Y. Laser recrystallized SOI layers for sensor applications at cryogenic temperatures // In book: *Progress in SOI structures and Devices Operating at Extreme Conditions* // Ed. by F. Balestra—Kluwer Acad. Publ., Netherlands, 2002.— P. 233—237.

7. Druzhinin A., Lavitska E., Maryamova I. et al. On possibility to extend the operation temperature range of SOI sensors with polysilicon piezoresistors // *Journal of Telecommunications and Information Technology*.— 2001.— № 1.— P. 40—45.

8. Дружинин А. А., Марьямова И. И., Матвиенко С. Н., Ховерко Ю. Н. Исследование свойств слоев поликремния на изоляторе при криогенных температурах для создания сенсоров // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*.— 2003.— № 6.— С. 10—13.

9. Druzhinin A. A., Kostur V. G., Kogut I. T. et al. Microzone laser recrystallized polysilicon layers on insulator // *Phys. and Techn. Problems of SOI Structures and Devices*.— NATO ASI Series: Kluwer Acad. Publ., Netherlands.— 1995.— P. 101—105.

10. Seto J. The electrical properties of polycrystalline silicon films // *J. Appl. Phys.*— 1975.— Vol. 46, N 12.— P. 5247—5254.

11. Жданова Н. Г., Каган М. С., Ландсберг Е. Г. Электронная локализация в невырожденных полупроводниках с произвольным потенциалом заряженных примесей // *ЖЭТФ*.— 2000.— Т. 117, № 4.— С. 761—770.

## НОВЫЕ КНИГИ

## НОВЫЕ КНИГИ

Проектирование систем цифровой и смешанной обработки сигналов / Под ред. У. Кестера.— М.: Техносфера, 2010.— 328 с.

Книга посвящена как теоретическим, так и прикладным аспектам создания аналого-цифровых систем обработки сигналов. Рассматриваются вопросы аналого-цифрового и цифро-аналогового преобразования, даются основы цифровой обработки сигналов, цифровой фильтрации, спектрального анализа. Отдельная глава посвящена вопросам конструирования, таким как компоновка устройства, разводка печатных плат, передача сигналов по высокоскоростным интерфейсам, сопряжение цифровых и аналоговых блоков устройства.

Для инженеров и студентов радиотехнических и других смежных специальностей.



К. ф.-м. н. М. В. ДМИТРИЕВ, к. т. н. И. Н. ЕРИМИЧОЙ,  
к. т. н. Л. И. ПАНОВ

Украина, Одесский национальный политехнический университет  
E-mail: panov.leonid@gmail.com

Дата поступления в редакцию  
14.01.2010 г.

Оппонент д. х. н. В. Н. ТОМАШИК  
(ИФП им. В. Е. Лашкарёва, г. Киев)

## ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ КРИСТАЛЛИЗУЮЩЕЙСЯ ФАЗЫ СТЕКЛОКЕРАМИКИ ОТ ВРЕМЕНИ СПЕКАНИЯ

*Приведена методика вычисления эффективной диэлектрической проницаемости кристобалита по измеренной диэлектрической проницаемости композиционной стеклокерамики и обнаружена зависимость вычисленного параметра от времени кристаллизации.*

В предыдущих работах [1, 2] авторами было проведено изучение диэлектрической проницаемости компонентов, входящих в состав простого стеклокерамического композиционного материала (СКМ). Он синтезируется из одного стекла и одного наполнителя и содержит образующийся при спекании кристобалит — одну из основных кристаллических модификаций диоксида кремния.

Для формирования стеклокристаллической матрицы при спекании такого СКМ использовалось специально разработанное стекло, обладающее набором заранее задаваемых физических и технологических характеристик [3, 4]. Диэлектрическая проницаемость  $\text{SiO}_2$  ( $\approx 4$ ), входящего в шихту для варки исходного стекла, в несколько раз меньше, чем у используемых оксидов шихты  $\text{PbO}$  (22),  $\text{ZnO}$  (18),  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (12) [1, табл. 1]. Поэтому уход диоксида кремния из стекла для формирования кристобалита, по всей вероятности, должен увеличивать диэлектрическую проницаемость остаточного стекла  $\epsilon_{\text{ос}}$  на протяжении всего времени спекания  $\tau$ . Однако из полученных в [2] результатов следует, что это происходит при спекании не более двух часов, а затем величина  $\epsilon_{\text{ос}}$  неожиданно начинает уменьшаться.

Чтобы установить причины такого несоответствия полученных результатов ожидаемым, необходим анализ достоверности величин всех параметров и правомочности математических формул, использованных для определения  $\epsilon_{\text{ос}}$ , чему и посвящена настоящая работа.

### Анализ достоверности использованных в расчетах величин параметров

В формулу для расчета  $\epsilon_{\text{ос}}$ , выполненного в [2], входят шесть параметров — объемные доли наполнителя ( $y_n$ ), кристобалита ( $y_{\text{ф}}$ ), остаточного стекла ( $y_{\text{ос}}$ ) и значения диэлектрической проницаемости этих первых двух компонентов ( $\epsilon_n$ ,  $\epsilon_{\text{ф}}$ ) и эксперименталь-

ное ее значение для композита ( $\epsilon_{\text{с}}$ ). Объемные доли  $y_{\text{ф}}$  и  $y_{\text{ос}}$  после публикации [2] были уточнены в [5], поэтому представлялось логичным выяснить влияние этих уточнений на характер изменений  $\epsilon_{\text{ос}}$ .

Дополнительные расчеты были проведены для температуры спекания  $950^\circ\text{C}$ , при которой изменения параметров СКМ и его компонентов в зависимости от  $\tau$  проявляются наиболее отчетливо. Кроме  $y_{\text{ф}}$  и  $y_{\text{ос}}$ , полученных в [5], в этих расчетах использовались величины  $\epsilon_n$  из [6] и  $\epsilon_{\text{с}}$  из [3, 5], а также  $\epsilon_{\text{ф}}$ , принятая равной 4 в [2]. Эти расчеты показали, что отмеченный в [2] спад величины  $\epsilon_{\text{ос}}$  при  $\tau \geq 2$  ч наблюдается по-прежнему. Поскольку достоверность использованных значений  $\epsilon_{\text{с}}$  не вызывает сомнений, следует более детально рассмотреть величину  $\epsilon_{\text{ф}}$ . По всей видимости, при расчете  $\epsilon_{\text{ос}}$  в качестве  $\epsilon_{\text{ф}}$  нельзя использовать величину диэлектрической проницаемости отдельно сформированного кристобалита. Поэтому для кристобалита, образующегося в СКМ, необходимо разработать методику вычисления диэлектрической проницаемости.

### Методика вычисления зависимости $\epsilon_{\text{ф}} = f(\tau)$

Удельная поверхность порошков исходного стекла ( $850 \text{ м}^2/\text{кг}$ ) и наполнителя ( $650 \text{ м}^2/\text{кг}$ ) [3, 6] определяет средний диаметр частиц этих компонентов СКМ, равный  $\approx 2$  мкм. Эта величина определяет порядок значений минимального размера кристалликов кристобалита, появляющихся в самом начале кристаллизации, когда диэлектрическая проницаемость кристобалита принимает максимальное значение. Это обусловлено влиянием на величину  $\epsilon_{\text{ф}}$  дополнительной электрической емкости поверхности полного слоя объемного заряда (ПСОЗ) в каждом кристаллике. При этом объем толщ ПСОЗ соизмерим с объемом сердцевин кристаллика без этого слоя.

В процессе дальнейшей кристаллизации объемная доля ПСОЗ в увеличивающемся кристаллике уменьшается, что приводит к постепенному ослаблению влияния ПСОЗ на величину  $\epsilon_{\text{ф}}$  до тех пор, пока она не примет минимальное значение  $\epsilon_{\text{ф min}}$ .

Таким образом, для определения количественного изменения  $\epsilon_{\text{ф}}$  необходимо знать дополнительную величину  $\Delta\epsilon_{\text{ф}}$ , обусловленную дополнительной емкостью ПСОЗ. В простейшем случае полная величина диэлектрической проницаемости кристобалита может быть представлена как

$$\epsilon_{\phi п} = \epsilon_{\phi мин} + \Delta\epsilon_{\phi} = \epsilon_{\phi мин} + G(\tau_{кр м} - \tau_{кр}), \quad (1)$$

где  $G$  — изменение диэлектрической проницаемости кристаллизующейся фазы в единицу времени под влиянием ПСОЗ;

$\tau_{кр}$  — время кристаллизации;

$\tau_{кр м}$  — время кристаллизации, необходимое для образования максимальной доли кристаллов.

В соответствии с (1), величина  $\Delta\epsilon_{\phi}$  имеет тем большее значение, чем меньше время кристаллизации  $\tau_{кр}$ .

Время кристаллизации  $\tau_{кр}$  связано со временем спекания СКМ  $\tau$  зависимостью

$$\tau_{кр} = \tau - \Delta\tau, \quad (2)$$

где  $\Delta\tau$  — отрезок времени от момента достижения температуры спекания (когда  $\tau=0$ ) до начала кристаллизации стекла.

В соответствии с [2], при температуре спекания  $950^{\circ}\text{C}$   $\Delta\tau=0,25$  ч. В этом случае предполагается, что за 0,15 ч до достижения  $950^{\circ}\text{C}$  температура достаточно высока для начала ядрообразования, т. е. инкубационный период начинается при  $\tau = -0,15$  ч.

Формула (1) представляет собой уравнение с двумя неизвестными —  $G$  и  $\epsilon_{\phi мин}$  — и имеет множество решений. Поэтому для правильного выбора искомой функции  $\epsilon_{\phi п} = f(\tau)$  необходим критерий. Таким критерием является отсутствие участка спада зависимости  $\epsilon_{ос}(\tau)$  в диапазоне 0,5—6,0 ч при условии уменьшения темпа роста  $\epsilon_{ос}$  в области значений  $\tau$  вблизи  $\tau_{кр м}$ . Последнее связано с насыщением объемной доли кристобалита при приближении времени спекания к  $\tau_{кр м}$ .

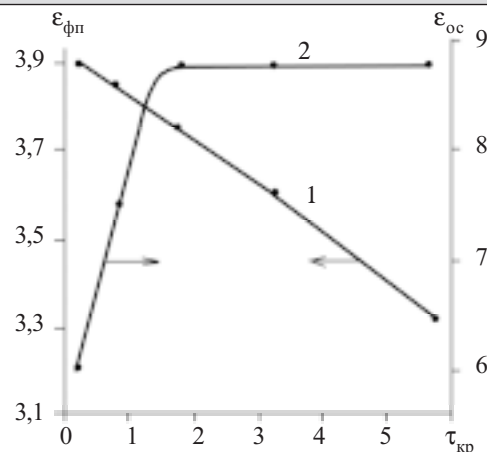
Некоторые из результатов расчетов при  $G=0,1$  приведены в **таблице**, откуда видно, что обоим этим требованиям удовлетворяют результаты, полученные при  $\epsilon_{\phi мин}=3,30$ .

Зависимость  $\epsilon_{ос}$  от времени спекания  $\tau$ , рассчитанная для разных значений  $\epsilon_{\phi}$  при  $G=0,1$ ,  $\Delta\tau=0,25$

ф, ч	ф <sub>кр</sub> , ч	$\epsilon_{\phi мин}$					
		3,70		3,30		3,00	
		$\epsilon_{фп}$	$\epsilon_{ос}$	$\epsilon_{фп}$	$\epsilon_{ос}$	$\epsilon_{фп}$	$\epsilon_{ос}$
0,5	0,25	4,25	5,96	3,85	6,04	3,55	6,10
1,0	0,75	4,20	7,30	3,80	7,57	3,50	7,80
2,0	1,75	4,10	8,24	3,70	8,86	3,40	9,41
3,5	3,25	3,95	8,04	3,55	8,88	3,25	9,63
6,0 (ф=ф <sub>кр м</sub> )	5,75	3,70	7,95	3,30	8,91	3,00	9,80

Расчеты, проведенные при других значениях  $G$ , дали результаты, которые не соответствуют указанным критериям.

Чувствительность результатов расчета  $\epsilon_{ос}$  к изменению  $\epsilon_{\phi мин}$  всего на 0,05 демонстрирует **рисунок**. Здесь видно, что увеличение  $\epsilon_{\phi мин}$  от 3,30 до 3,35 привело к тому, что на участке  $\tau_{кр}$  от 1,75 до 5,75 ч величина диэлектрической проницаемости остаточного



Зависимость  $\epsilon_{фп}$  (1) и  $\epsilon_{ос}$  (2) от времени кристаллизации при  $\epsilon_{\phi мин}=3,35$  и  $G=0,1$

стекла перестала изменяться ( $\epsilon_{ос}=8,77 \pm 0,01$ ). Кроме того, значения  $\epsilon_{фп}$  и  $\epsilon_{ос}$ , приведенные на рисунке, отличаются от рассчитанных при  $\epsilon_{\phi мин}=3,30$  во всем диапазоне  $\tau_{кр}$ .

\*\*\*

Таким образом, на основе комплексного метода исследований создана методика вычисления диэлектрической проницаемости кристобалита в зависимости от времени спекания  $\tau$  в моноармированной стеклокерамике со стеклокристаллической матрицей. Найденные в соответствии с этой методикой значения  $\epsilon_{фп}$  могут быть использованы для вычисления диэлектрической проницаемости СКМ.

Этот метод может быть полезен при изготовлении габаритных изделий, спекаемых длительное время, для сохранения их геометрии, при расчете свойств композитов, улучшаемых за счет кристаллической фазы, а также при разработке деталей из стеклокристаллических материалов без наполнителя, изготавливаемых методом литья стекла.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Дмитриев М. В., Еримичой И. Н., Панов Л. И. Оценка параметров компонентов моноармированной стеклокерамики со стеклокристаллической матрицей // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2009.— № 2.— С. 51—57.
2. Дмитриев М. В., Еримичой И. Н., Панов Л. И. Прогнозирование параметров стеклокерамики со стеклокристаллической матрицей для разных соотношений компонентов и режимов спекания // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2009.— № 3.— С. 47—50.
3. Дмитриев М. В. Влияние режимов спекания на параметры стеклокерамики с кристаллизующим стеклом // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2000.— № 1.— С. 36—39.
4. А. с. 1782947 СССР. Стеклокерамический композиционный материал / Л. В. Буран, М. В. Дмитриев, В. Д. Лемза, Л. Н. Тартаковская.— 1992.— Бюл. № 3.
5. Дмитриев М. В., Еримичой И. Н., Панов Л. И. Способ определения доли кристаллов в стеклокерамическом диэлектрике // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2009.— № 5.— С. 50—53.
6. Дмитриев М. В. Влияние концентрации компонентов и пор на диэлектрическую проницаемость стеклокерамики // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 1997.— № 4.— С. 34—39.



## АННОТАЦІЇ К СТАТТЯМ НОМЕРА

**Діоди Ганна з InP з катодним контактом, що інжектує гарячі електрони. Частина 1. Міжфазні взаємодії в катодних контактах.** Болтовець М. С., Іванов В. М., Ковтонюк В. М., Рясівська Н. С., Бєляєв О. Є., Бобиль А. В., Конакова Р. В., Кудрик Я. Я., Міленін В. В., Новіцький С. В., Шеремет В. М.

Досліджено міжфазні взаємодії в контактах Ge–Au, Ge–TiB<sub>x</sub> та Au–TiB<sub>x</sub>–Au до  $n-n^+-n^{++}$ -InP до і після швидкої термічної обробки та вихідні параметри діодів Ганна, виготовлених на основі структури InP з контактною металізацією Au–TiB<sub>x</sub>–Au–Ge, в діапазоні температури –40...+60°C. Показано, що омичний контакт до шару InP формується внаслідок дифузії атомів Ge і Au вглиб шару, а вихідні параметри діодів Ганна з такими катодними контактами відповідають параметрам діодів Ганна, які отримано за складнішою технологією.

**Методика діагностики електронних пучків середнього рівня потужності по перехідному випромінюванню.** Воробйов Г. С., Дрозденко О. О., Шульга Ю. В., Барсук І. В.

Описано загальну методику діагностики за перехідним випромінюванням стрічкових та аксіально-симетричних електронних пучків малого перерізу (0,1 мм) середнього рівня потужності. Вперше проведено порівняльний аналіз різних типів приймачів перехідного випромінювання: фотокамери, відеокамери та цифрофої фотокамери. Вказано переваги та недоліки кожного з приймачів випромінювання, які необхідно враховувати під час аналізу конкретного об'єкту досліджень згідно з поставленим завданням.

**Підвищення надійності контакту тонкоплівкових резисторів.** Лугін А. Н., Оземша М. М.

Показано, що з метою зниження пікових значень струму та потужності розсіювання у контакті тонкоплівкового резистора, а отже, й підвищення стійкості резистора до параметричних та катастрофічних відмов необхідно збільшити товщину резистивного шару під контактом та в приграничній до контакту зоні резистивного елементу.

**Оцінювання частотної межі допустимого використання наближених моделей ліній передачі при аналізуванні кіл друкованих плат.** Сиротко В. П.

Шляхом порівняння амплітуд сигналів на приймальних кінцях ліній передачі кіл друкованих плат, розрахованих з використанням наближених моделей та з використанням більш точних (електродинамічних) моделей, визначено шукану частотну межу. Для сучасних матеріалів та конструкцій друкованих плат вона складає 3 ГГц.

**InP Gunn diodes with a cathode contact injecting hot electrons. Part 1. Interactions between phases in the cathode contacts.** Boltovets N. S., Ivanov V. N., Kovtonyuk V. M., Rayevskaya N. S., Belyaev A. E., Bobyl A. V., Konakova R. V., Kudryk Ya. Ya., Milenin V. V., Novitskiy S. V., Sheremet V. N.

The article presents the research on interactions between phases in the Ge–Au, Ge–TiB<sub>x</sub> and Au–TiB<sub>x</sub>–Au contacts to  $n-n^+-n^{++}$ -InP, both before and after rapid thermal annealing, and also the output parameters of Gunn diodes based on the InP structure with Au–TiB<sub>x</sub>–Au–Ge contact metallization in the –40...+60 °C temperature range. It is shown that ohmic contacts to InP layer are formed as a result of diffusion of Ge and Au atoms deep inside the layer. The output parameters of Gunn diodes with Au–TiB<sub>x</sub>–Au–Ge cathode contacts agree with the data obtained for InP Gunn diodes made with the use of more complicated technology.

**Method of middle-intensive electron beams diagnostics by means of transient radiation.**

Vorobyov G. S., Drozdenko A. A., Shulga Y. V., Barsuk I. V.

The general method of diagnostics of transient radiation of ribbon-shaped and axially-symmetric electron beams of small section and high power density is described. A comparative analysis of different types of receivers of a transient radiation is carried out for the first time. Advantages and disadvantages of each of receivers of radiation, which must be taken into account at the analysis of concrete object of researches, are indicated.

**Reliability growth of thin film resistors contact.** Lugin A. N., Ozemsha M. M.

Necessity of resistive layer growth under the contact and in the contact zone of resistive element is shown in order to reduce peak values of current flow and power dissipation in the contact of thin film resistor, thereby to increase the resistor stability to parametric and catastrophic failures.

**Estimation of the frequency border for tolerable use of the approximate models of transmission lines at the circuit analysis of printed circuit boards.** Sirotko V. K.

The required frequency border was defined by means of comparison of amplitude signals on receiving end of printed circuit boards transmission lines calculated using more exact electrodynamic models. For the contemporary printed circuit boards materials and designs the frequency border makes 3 GHz.

**Автодинний спектрометр ядерного квадрупольного резонансу з рівномірною частотною шкалою. Саміла А. П., Хандоожко А. Г., Хандоожко В. А.**

Для лінеаризації частотної розгортки автодинного спіндетектору ЯКР застосовано фазову прив'язку його частоти до синтезатора частоти на мікросхемі, що містить фазовий детектор. Для калібровки спектрів розроблено схему, що формує «масштабну лінійку» з частотних міток з інтервалом 10 та 100 кГц.

**Датчики інтегральної поглинутої дози іонізуювально-го випромінювання на основі МОН-транзисторів. Перевертало В. Л.**

Визначено вимоги до конструкції та технології виготовлення *p*-канальних та *n*-канальних МОП-транзисторів із товстим шаром оксиду, призначених для вжитку як інтегральні дозиметри поглинутої дози іонізуючого випромінювання. Розроблено технологію створення радіаційно-чутливих МОП-транзисторів з товстим шаром оксиду в *p*-канальному і в *n*-канальному варіантах.

**Фізико-технологічні аспекти створення низьковольтних обмежувачів напруги на основі кремнію. Рахматов А. З., Скорняков С. Л., Карімов А. В., Йодгорова Д. М., Абдулхаєв О. А., Бузруків У. М.**

Показано, що під час дифузійного легування арсеном кремнієвих пластин в умовах вакуумованої кварцевої ампули найбільш ефективним є використання складеного джерела у вигляді кристалічного арсену та порошку кремнію марки КДБ з концентрацією базової домішки (бору) не менше концентрації базової домішки в легуваних кремнієвих пластинах. Визначено експериментальні значення поверхневої концентрації, власного та ефективного коефіцієнтів дифузії, що відповідають умовам дифузії As в ампулі на протязі 2 год при 1423 К та тиску пари As  $2 \cdot 10^5$  Па. Отримані результати можуть бути цікавими при розробці та виробленні низьковольтних (менше 7 В) обмежувачів напруги на основі кремнію.

**Вплив на теплопередачу в пульсаційній тепловій трубі її орієнтації в просторі. Наумова А. М., Кравець В. Ю.**

Наведено результати експериментального дослідження впливу орієнтації пульсаційної теплової труби (ПТТ) на її теплопередаючі характеристики. Показано, що перенесення як маси, так і тепла залежить від розташування ПТТ відносно своєї вісі. В результаті порівняння з даними інших авторів зроблено висновок про залежність термічного опору ПТТ не тільки від орієнтації в просторі, але й від інших визначальних факторів: геометрії пристрою та теплофізичних властивостей теплоносія.

**The continuous wave NQR spectrometer with equidistant frequency scale. Samila A. P., Khandozhko A. G., Khandozhko V. A.**

The phase binding frequency of marginal oscillator to frequency synthesizer which includes a phase detector, are used for linearization of the frequency sweep. For spectrum calibration the circuit is designed which forms «scale rule» of the frequency tags with an interval of 10 and 100 kHz.

**Sensors of absorbed dose of ionizing radiation based on MOSFET. Perevertaylo V. L.**

The requirements to technology and design of *p*-channel and *n*-channel MOS transistors with a thick oxide layer designed for use in the capacity of integral dosimeters of absorbed dose of ionizing radiation are defined. The technology of radiation-sensitive MOS transistors with a thick oxide in the *p*-channel and *n*-channel version is created.

**Physicotechnological aspects of low-voltage suppressors development on the silicon base. Rakhmatov A. Z., Skorniakov S. L., Karimov A. V., Yodgorova D. M., Abdulkhayev O. A., Buzrukov U. M.**

It is shown that by arsenic diffusion alloying of silicon plates in conditions of deaerated quartz ampoule the most effective is the use of a compound source in the form of crystal arsenic and silicon powder of boron-implanted silicon grade with base impurity (boron) concentration not less than the concentration of base impurity in alloyed silicon plates. The work defines experimental values of surface concentration, proper and effective diffusion coefficients that fit diffusion conditions of As inside ampoule for 2 h at temperature 1423 K and pressure of As steams of  $2 \cdot 10^5$  Pa. The received results are of interest in designing and producing of low-voltage (less than 7 V) suppressors on the silicon base.

**Effect of orientation on heat transfer in pulsating heat pipe. Naumova A. M., Kravets V. Yu.**

The paper presents the results of experimental research of orientation effect on heat transfer characteristics of a pulsating heat pipe (PHP). It is shown that transport of either mass or heat depends on PHP orientation against its axis. As a consequence of comparing experimental data with other authors' results it was concluded that PHP thermal resistance depends not only on orientation but on some other determininal factors such as device construction and thermophysical properties of heat carrier.

**Радіаційна технологія покращення омичних контактів до елементів електронної техніки. Конакова Р. В., Колядина Е. Ю., Матвеева Л. А., Нелюба П. Л., Шинкаренко В. В.**

Розглянуто два види металізації (Au, Ti) до матеріалу, що містить фулерен. Досліджено ефективність мікрохвильового відпалу полімер-фулеренового шару з обома металізаціями, та показано, що НВЧ-обробка знижує сумарний опір структури в обох випадках. Показано перспективність використання титанової металізації у порівнянні з золотом, та проаналізовано механізми, що обумовлюють якість титанової металізації.

**Технологія складання мікросхем на гнучкому поліімідному носії. Пліс Н. І., Вербицький В. Г., Жора В. Д., Волністов В. Н., Грунянська В. П., Сергеева Н. М.**

Розглянуто технологію складання мікросхем на гнучкому поліімідному носії. Показано, що такі мікросхеми відрізняються високою надійністю та мають перевагу у порівнянні з іншими конструкціями ІС у випадках їх використання у складі герметичних мікроскладань, у мікроелектронній апаратурі, що працює в умовах великих прискорень, ударних та радіаційних навантажень.

**Молекулярна модель та хімічний зв'язок телура. Ащеулов А. А., Маник О. М., Маник Т. О., Білинський-Слотило В. Р.**

Розглянуто молекулярну модель телура, що пояснює складну структуру хімічного зв'язку. Визначено його силові та енергетичні характеристики, які можуть бути використані для технологічних рішень отримання нових матеріалів.

**Електричні та топологічні властивості плівок оксидів, термічно вирошених на підкладках InSe. Катеринчук В. Н., Ковалюк З. Д., Хомяк В. В.**

Досліджено динаміку поверхневого опору плівок  $\text{In}_2\text{O}_3$ , термічно вирошених на підкладках InSe у двох кристалографічних площинах. Встановлено, що їх опір суттєво змінюється лише на протязі перших 5 хвилин періоду окислення. Збільшення часу окислення не впливає на його величину, але призводить до трансформації топології поверхні. На зображеннях атомно-силової мікроскопії виявлено наноструктуризацію поверхні оксиду у вигляді наноголок. Їх латеральні та вертикальні розміри, а також їх щільність залежать від температурно-часових факторів.

**Radiation technology for improvement of ohmic contacts to the electronic device elements. Konakova R. V., Kolyadina E. Yu., Matveeva L. A., Nelyuba P. L., Shynkarenko V. V.**

Two types of metallization (Au, Ti) to a fullerene-bearing material are investigated. The advantages of microwave annealing are noted. Microwave annealing of polymer-fullerene layers with both metallizations is studied; the resistance decreases in both cases. The titanium metallization seems to be more promising than the gold one. The mechanisms responsible for titanium metallization quality are presented.

**The technology of microcircuit assembly on flexible polyimide substrate. Plis N. I., Verbitsky V. G., Zhora V. D., V. N. Volnistov, V. P. Grunianskaya, N. N. Sergeeva.**

The research is devoted to technology of microcircuit assembly on flexible polyimide substrate. It is proved that such microcircuits provide high reliability and have advantage over other IC models when applied in hermetic micro-assemblies in microelectronic devices that operate under high accelerations, shocks and strong radiation.

**Tellurium molecular model and chemical bond. Azcheulov A. A., Manyk O. N., Manyk T. O., Bilynskiy-Slotylo V. R.**

The molecular model of tellurium was considered which explains the complex structure of the chemical bond. Its force bearing and energy characteristics which stipulated the appearance the number of technological solutions of new materials obtaining are defined.

**Electrical and topological properties of oxides films grown thermally on InSe substrates. Katerynychuk V. M., Kovaluk Z. D., Khomiak V. V.**

The surface resistance dynamics of oxides grown thermally on InSe substrates in two crystallography planes is obtained. It is determined that resistance changes considerably only during the first 5 minutes of the oxidation period. The increase of an oxidation duration does not influence on its value, but it results in transformation of surface topology. The images of atomic-power microscopy visualize the surface nanostructurization of oxide in the form of nanoneedles. Their lateral and vertical parameters as well as their density are caused by temperature-time factors.

**Властивості та практичне застосування нанокристалічних плівок оксиду церію.** Максимчук Н. В., Шмирева О. М., Борисов А. В.

Проведено дослідження властивостей плівок  $\text{CeO}_x$ , виготовлених різними методами. Порівняльний аналіз показав, що метод «окислення металічного дзеркала» дає плівки зі значно кращими характеристиками, ніж метод «вибухового випаровування», хоча останній дає більш високу фоточутливість плівок  $\text{CeO}_x$  та структур на їх основі. При цьому було визначено оптимальну температуру підкладки. Отримані дані розширюють область застосування  $\text{CeO}_x$ -плівок для мікроелектронних сенсорів.

**Властивості металічних контактів на плівках  $\text{TiO}_2$ , виготовлених методом реактивного магнетронного розпилення.** Брус В. В., Ковалюк З. Д., Мар'янчук П. Д., Орлецький І. Г., Майстрок Е. В.

Досліджено вольт-амперні характеристики металевих контактів (Al, Cr, In, Mo, Ti) на тонких плівках діоксиду титану, а також вплив відпалу структур у вакуумі на їх електричні властивості. Вимірювання ВАХ металевих контактів проводилися за допомогою трьохзондового методу. Встановлено, що контакт індію на тонких плівках  $\text{TiO}_2$  відзначається чітко вираженими омичними властивостями.

**Дослідження стійкості шарів полікремнію в КНІ-структурах при дії електронного опромінення та сильного магнітного поля.** Ховерко Ю. М.

Вивчено властивості рекристалізованих шарів полікремнію на ізоляторі в КНІ-структурах  $p$ -типу провідності з різною концентрацією носіїв заряду, опромінених високоенергетичними електронами з потоком частинок до  $10^{17} \text{ см}^{-2}$  в температурному діапазоні 4,2—300 К та в сильних магнітних полях. Встановлено, що сильнолеговані шари полікремнію на ізоляторі проявляють радіаційну стійкість при опроміненні, а магнітоопір такого матеріалу в магнітному полі до 14 Тл не перевищує 1—2%. Ці властивості можна використовувати для створення мікроелектронних датчиків фізичних величин, працездатних в жорстких умовах експлуатації.

**Залежність діелектричної проникності кристалізованої фази склокерамики, від часу спікання.** Дмитрієв М. В., Єримічой І. Н., Панов Л. І.

Наведено методику обчислювання ефективної діелектричної проникності кристобаліту, сформованого у скло-керамічному композиційному матеріалі (СКМ), з вимірної діелектричної проникності СКМ. Виявлено залежність обчисленого параметра від часу кристалізації.

**Properties and practical application of thin  $\text{CeO}_x$  films.** Maksimchuk N. V., Shmyreva A. N., Borisov A. V.

The properties of  $\text{CeO}_x$  films produced by various methods have been investigated. According to the comparative analysis “metallic mirror oxidation” method allows to produce films with significantly better characteristics than the «explosive evaporation» method. Though the latter method yields higher photosensitivity of  $\text{CeO}_x$  films and structures on their base. In the process the optimal value of the substrate temperature was determined. Obtained data expand the  $\text{CeO}_x$  application potential in microelectronic sensor sphere.

**The properties of metal contacts on  $\text{TiO}_2$  thin films produced by reactive magnetron sputtering.** Brus V. V., Kovaluk Z. D., Maryanchuk P. D., Orletsky I. G., Maystruk E. V.

The article deals with research on volt-ampere characteristics of metal contacts (Al, Cr, In, Mo, Ti) on titanium dioxide thin films and influence of annealing in vacuum on their electric properties. Volt-ampere characteristics measurements were taken by three-probe method. There was established that indium contact on  $\text{TiO}_2$  thin films possessed sharply defined ohmic properties.

**Investigation of the stability of polysilicon layers in SOI-structures under irradiation by electrons and hard magnetic field influence.** Khoverko Yu. N.

The properties of recrystallized polysilicon on insulator layers of  $p$ -type conductive SOI-structures with different carrier concentration irradiated with high-energy electrons flow about  $10^{17} \text{ cm}^{-2}$  in temperature range 4,2—300 K and high magnetic fields were investigated. It was found that heavily doped laser recrystallized polysilicon on insulator layers show its radiation resistance under irradiation with high-energy electrons and magnetoresistance of such material remains quite low in magnetic field about 14 T does not exceed 1—2%. Such quality can be applied in designing of microelectronic sensors of mechanical values operable in hard conditions of exploitation.

**Dependence of crystallizing phase dielectric permittivity on time of glass-ceramics sintering.** Dmitriyev M. V., Yerimichoy I. N., Panov L. I.

The paper deals with computing technique of effective dielectric permittivity of a crystobalite  $\epsilon_{\text{фп}}$  formed in glass-ceramic body by means of measured dielectric permittivity of glass-ceramic composit. Dependence of the calculated parameter from the time of crystallization is found.