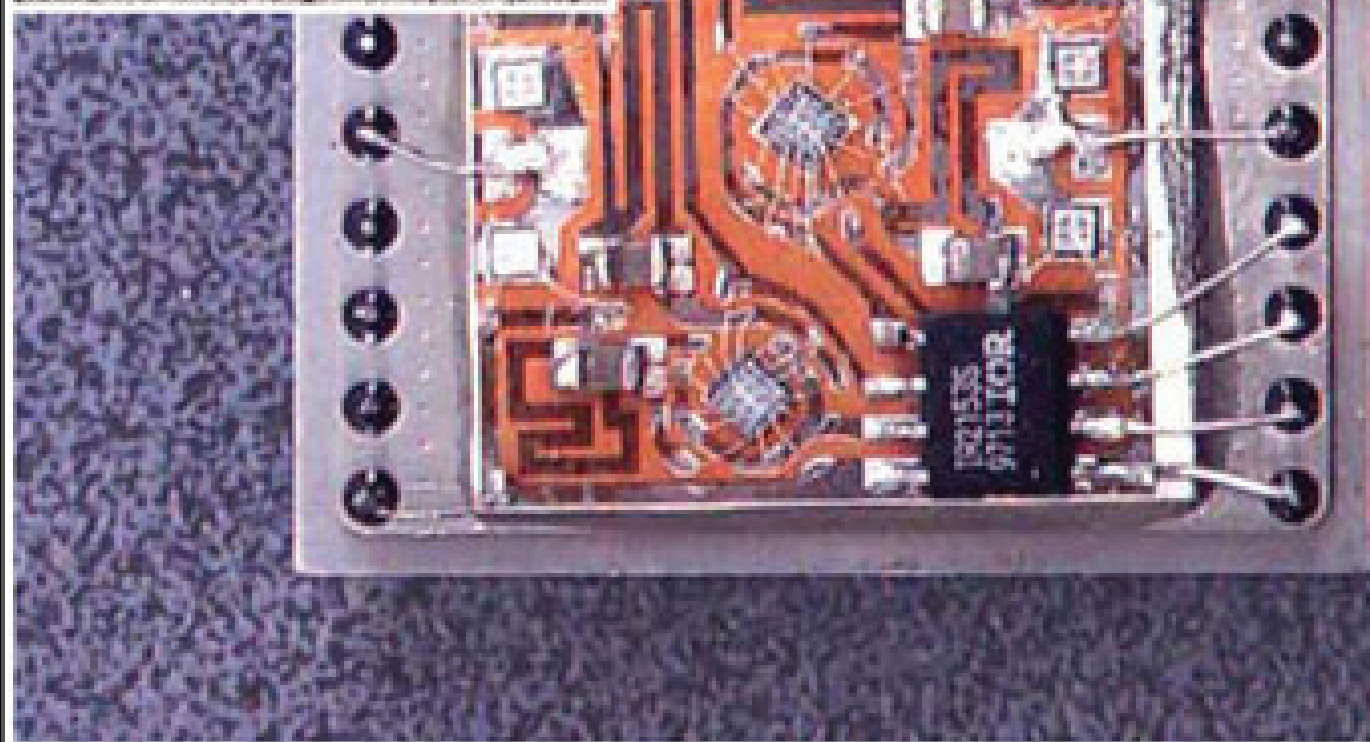


# ТРА

**ТЕХНОЛОГИЯ И  
КОНСТРУИРОВАНИЕ В  
ЭЛЕКТРОННОЙ  
АППАРАТУРЕ**



К статье «Мощный инвертор напряжения со специальной силовой микросхемой»



**3 2004**

**МАЙ – ИЮНЬ**



Украина, Киев  
13-15 октября 2004

7-я международная  
специализированная выставка  
электронных компонентов  
и комплектующих  
«Мир Электроники 2004»

[www.presto.kiev.ua](http://www.presto.kiev.ua)

Оргкомитет выставки –  
ООО «PrestoExpo»  
03062, Украина, г. Киев,  
ул. Чистяковская, 2, оф. 11  
тел/факс: +38 (044) 449-94-76  
+38 (044) 443-73-50  
e-mail: [presto1@optima.com.ua](mailto:presto1@optima.com.ua)

## НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ «ТЕХНОЛОГИЯ И КОНСТРУИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЕ»

### ПОДПИСКА НА ЖУРНАЛ

По Украине.

Отделение связи. «Каталог изданий Украины». Индекс 23785.  
Подписное агентство «Идея», [www.idea.com.ua](http://www.idea.com.ua). Индекс 11146.  
Тел./факс +038 (062)381-09-32.  
Подписное агентство «KSS», [www.kss.kiev.ua](http://www.kss.kiev.ua). Индекс 20363.  
Тел. +038 (044)464-02-20.

По России.

Отделение связи. Каталог «Пресса России». Индекс 71141.  
Представительство журнала «ТКЭА» в России:  
192286 С.-Петербург, п/о 286, п/я 416; «ЭРА».  
E-mail: [era48@mail.ru](mailto:era48@mail.ru), тел. (812)595-40-89.

В странах СНГ.

Отделение связи. Подписные каталоги. Индексы 23785, 71141.  
Через редакцию «ТКЭА».  
Украина, 65005, г. Одесса, ул. Прохоровская, 45.  
E-mail [tkea@odessa.net](mailto:tkea@odessa.net),  
тел. (048)733-72-83.



Журнал издается при поддержке  
Министерства промышленной  
политики Украины,  
НПП «Сатурн»,  
ОАО «Укралмг» (г. Киев),  
НПП «Карат» (г. Львов),  
СКБ «Молния»,  
Политехнического университета  
(г. Одесса),  
ЦКБ «Ритм» (г. Черновцы)  
и других предприятий и организаций

Редакция: Е. А. Тихонова, А. А. Ефименко, Л. М. Лейдерман,  
А. Н. Ошценко, М. С. Хлопова.  
Компьютерное обеспечение: П. В. Назаров.  
Техническая редакция, дизайн: Е. И. Корсунья.

Подписано к печати 21.06 2004 г. Формат 60×84 1/8.  
Печать офсетная. Печ. л. 8,0. Уч.-изд. л. 9,9. Тираж 700 экз. Заказ № 89.  
Издательство «Нептун-Технологии»  
(65028, г. Одесса, ул. Б. Хмельницкого, 59).  
Отпечатано в типографии издательства «ТЭС»  
(65012, г. Одесса, ул. Канатная, 81/2).

ТЕХНОЛОГИЯ  
И  
КОНСТРУИРОВАНИЕ  
В  
ЭЛЕКТРОННОЙ  
АППАРАТУРЕ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Учредитель АО "Нептун"

2004

Год издания 28-й

№ 3

Год регистрации 1992

СОДЕРЖАНИЕ

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

*К.т.н. Н. М. Вакив*  
*Д.т.н. П. П. Воробийченко*  
*Д.т.н. В. Н. Годованюк*  
*К.т.н. А. А. Дашковский*  
*Д.т.н. Л. С. Лутченков*  
*Д.т.н. В. П. Малахов*  
*В. А. Мингалёв*  
*Д.т.н. В. Б. Ткаченко*  
*Е. А. Тихонова*  
*К.т.н. В. М. Чмиль*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

*Д.т.н. А. Л. Вайнер*  
*К.т.н. Э. Н. Глушеченко*  
*Д.т.н. В. Т. Дейнега*  
*Д.т.н. Ю. А. Долгов*  
*Д.ф.-м.н. В. А. Дроздов*  
*К.т.н. И. Н. Ермихой,*  
*зам. гл. редактора*  
*К.т.н. А. А. Ефименко,*  
*Д.ф.-м.н. Ф. Д. Касимов*  
*К.ф.-м.н. В. В. Ковальчук*  
*Д.ф.-м.н. Г. П. Ковтун*  
*Л. М. Лейдерман,*  
*отв. секретарь редакции*  
*Д.т.н. С. Ю. Лузин*  
*К.т.н. О. Н. Негоденко*  
*К.т.н. Ю. Е. Николаенко*  
*Д.ф.-м.н. В. В. Новиков*  
*К.т.н. В. И. Попов,*  
*гл. редактор*  
*К.т.н. В. В. Рюхтин*  
*К.т.н. В. В. Сибиряков*  
*Д.ф.-м.н. О. И. Шпотюк*

АДРЕС РЕДАКЦИИ

Украина, 65005, Одесса-5,  
ул. Прохоровская, 45  
Тел. (+38-048) 733-72-83

E-mail: tkea@odessa.net  
Web-сайт: tkea.wallst.ru

Международный стандартный  
серийный номер  
ISSN 0130-6243

Регистрационный номер  
КВ 2092 от 07.06.96 г.

Зарегистрирован в ВАК по разделам  
"Физико-математические науки",  
"Технические науки"

Номер подготовлен по заказу  
Министерства промышленной  
политики Украины

Ответственные за выпуск

К. т. н. Николаенко Ю. Е.  
Д. т. н. Вербицкий В. Г.

Материалы для микроэлектроники

Выбор полупроводникового материала для детекторов гамма-излучения. *Абызов А. С., Ажсажа В. М., Давыдов Л. Н., Ковтун Г. П., Кутний В. Е., Рыбка А. В.* 3

Полупроводниковые гетеропереходы оксид—InSe(GaSe) для фотоэлектрических анализаторов поляризованного излучения. *Ковалюк З. Д., Катеринчук В. Н.* 7

Акустостимулированное понижение температуры отжига радиационных дефектов в кристаллах Ge. *Олих Я. М., Лисюк И. А., Тумочко Н. Д.* 9

Деградационные превращения в топологически разупорядоченных твердых телах: 3. Бимолекулярная кинетика затухания радиационных эффектов в ХСП. *Вакив Н. М.* 14

Функциональная микроэлектроника

Устройства на основе фотонных кристаллов. *Нелин Е. А.* 18

Методы построения микроэлектронных радиоизмерительных преобразователей с частотным принципом работы. *Осадчук В. С., Осадчук А. В.* 26

Использование фотоприемных устройств в качестве контрольных для снижения погрешности измерений. *Ницович Б. М., Докторович И. В., Годованюк В. Н., Бутенко В. К., Юрьев В. Г.* 34

Оптимизация геометрических характеристик  $p-n$ -структур для оптоэлектроники. *Викулин И. М., Ирха В. И., Коробицын Б. В., Горбачев В. Э.* 38

Энергетическая микроэлектроника

Мощный инвертор напряжения со специальной силовой микросхемой. *Гаврилюк Г. И., Бакалюк А. П., Севастьянов В. В., Чечель В. В.* 40

Устройство для охлаждения элементов микроэлектронной аппаратуры. *Айцеулов А. А., Охрем В. Г., Охрем Е. А.* 42

Исследование теплопередающих характеристик радиаторов с оребрением на основе миниатюрных тепловых труб. *Кравец В. Ю., Николаенко Ю. Е., Руденко А. И.* 45

Сенсозлектроника

Преобразователь давления с частотным выходом на основе однопереходных тензотранзисторов. *Бабичев Г. Г., Гаврилюк Г. И., Зинченко Э. А., Козловский С. И., Романов В. А., Шаран Н. Н.* 48

Мостовые магниточувствительные сенсоры. *Викулина Л. Ф., Мингалёв В. А.* 51

Датчик давления с тензочувствительным преобразователем на поверхностных акустических волнах. *Летих Я. И.* 53

Интегральные схемы и полупроводниковые приборы

Разработка конструкции и технологии изготовления диодов Ганна для КВЧ-терапии. *Иванов В. Н., Ковтонюк В. М., Раевская Н. С.* 55

Механизм возникновения шумовых максимумов в элементах с нелинейными вольт-амперными характеристиками. *Головка А. Г.* 58

Экспресс-метод контроля качества полупроводниковых диодных кристаллов. *Павлюк С. П., Ищук Л. В., Кислицын В. М.* 62

Библиография

Новые книги 17, 25, 37

В портфеле редакции 17, 64

Выставки. Конференции 44, 2 и 3 стр. обложки

## СПЕЦІАЛЬНИЙ НОМЕР

за результатами виконання робіт у межах міжгалузевої науково-технічної Програми розвитку найбільш конкурентоспроможних напрямків мікроелектроніки в Україні

## СПЕЦИАЛЬНЫЙ НОМЕР

по результатам выполнения работ в рамках межотраслевой научно-технической Программы развития наиболее конкурентоспособных направлений микроэлектроники в Украине

### ЗМІСТ

#### Матеріали для мікроелектроніки

Вибір напівпровідникового матеріалу для детекторів гамма-випромінювання. *О. С. Абызов, В. М. Ажажа, Л. М. Давидов, Г. П. Ковтун, В. С. Кутній, О. В. Рыбка* (3)

Напівпровідникові гетеропереходи оксид-InSe(GaSe) для фотоелектричних аналізаторів поляризованого випромінювання. *З. Д. Ковалюк, В. М. Катеринчук* (7)

Акустостимульоване зниження температури відпаду радіаційних дефектів у кристалах Ge. *Я. М. Оліх, І. О. Лисюк, М. Д. Тимочко* (9)  
Деградаційні перетворення в твердих тілах, що топологічно розупорядковані: 3. Бімолекулярна кінетика затухання радіаційних ефектів в ХСН. *М. М. Ваків* (14)

#### Функціональна мікроелектроніка

Пристрої на основі фотонних кристалів. *Є. А. Нелін* (18)  
Методи побудови мікроелектронних радіовимірювальних перетворювачів з частотним принципом роботи. *В. С. Осадчук, А. В. Осадчук* (26)

Використання фотоприйомних пристроїв як контрольних для зниження похибки вимірів. *Б. М. Ніцович, І. В. Докторович, В. М. Годованюк, В. К. Бутенко, В. Г. Юр'єв* (34)

Оптимізація геометричних характеристик *p-n*-структур для оптоелектроніки. *І. М. Вікулін, В. І. Ірха, Б. В. Коробицин, В. Е. Горбачов* (38)

#### Енергетична мікроелектроніка

Потужний інвертор напруги із спеціальною силовою мікросхемою. *Г. І. Гаврилюк, А. П. Бакалюк, В. В. Севастьянов, В. В. Чечель* (40)

Пристрій для охолодження елементів мікроелектронної апаратури. *А. А. Ащеулов, В. Г. Охрем, О. А. Охрем* (42)

Дослідження теплопередавальних характеристик радіаторів з оребренням на основі мініатюрних теплових труб. *В. Ю. Кравець, Ю. Є. Ніколасенко, О. І. Руденко* (45)

#### Сенсоелектроніка

Перетворювач тиску з частотним виходом на основі одноперехідних тензотранзисторів. *Г. Г. Бабичев, Г. І. Гаврилюк, Е. А. Зінченко, С. І. Козловський, В. О. Романов, М. М. Шаран* (48)

Мостові магніточутливі сенсори. *Л. Ф. Вікуліна, В. О. Мінгалъов* (51)

Датчик тиску з тензочутливим перетворювачем на поверхневих акустичних хвилях. *Я. І. Леніх* (53)

#### Інтегральні схеми і напівпровідникові прилади

Розробка конструкції та технології виготовлення діодів Ганна для НВЧ-терапії. *В. М. Іванов, В. М. Ковтоноук, Н. С. Раєвська* (55)

Механізм виникнення шумових максимумів в елементах з нелінійними вольт-амперними характеристиками. *Головка А. Г.* (58)  
Експрес-метод контролю якості напівпровідникових діодних кристалів. *С. П. Павлюк, Л. В. Ішук, В. М. Кисліцин* (62)

### CONTENT

#### The materials for microelectronics

Selection of semiconductor material for gamma-radiation detectors. *Abyzov A. S., Azhazha V. M., Davydov L. N., Kovtun G. P., Kutny V. E., Rybka A. V.* (3)

Oxide-InSe(GaSe) semiconductor heterojunctions for polarized radiation photoelectric analyzers. *Kovalyuk Z. D., Katerynchuk V. M.* (7)

Acoustostimulated decrease of the annealing temperature of radiation defects in the Ge crystals. *Olikh Ja. M., Lysiuk I. O., Tymochko M. D.* (9)

Degradation transformations in topologically-disordered solids: 3. Bimolecular kinetics of attenuation of radiating effects in CGS. *Vakiv N. M.* (14)

#### The functional microelectronics

Devices on the base of photonic crystals. *Nelin Y. A.* (18)

The methods of building microelectronics transducers with frequency principle of work. *Osadchuk V. S., Osadchuk A. V.* (26)

The application of photodetector preamplifier modules as control ones to reduce the measurement error. *Nitsovyeh B. M., Doctorovych I. V., Hodovaniouk V. N., Butenko V. K., Yuryev V. H.* (34)

Optimization of the geometrical characteristics of *p-n*-structures for an optoelectronics. *Vikulin I. M., Irkha V. I., Korobitsyn B. V., Gorbachev V. E.* (38)

#### The power microelectronics

A powerful inverter of the voltage with special power integrated circuit. *Gavrilyuk G. I., Bakalyuk A. P., Sevastyanov B. V., Chechel V. V.* (40)

Cooling device for microelectronic equipment elements. *Ashcheulov A. A., Okhrem V. G., Okhrem Ye. A.* (42)

Heat-transfer characteristics study of a heat sink based on miniature heat pipes. *Kravetz V. Yu., Nikolaienko Yu. E., Rudenko A. I.* (45)

#### The sensoelectronics

Pressure transducers with frequency output on base of strain sensitive unijunction transistors. *Babichev G. G., Gavrilyuk G. I., Zinchenko E. A., Kozlovsky S. I., Romanov V. A., Sharan N. N.* (48)

The bridge magnetosensitivity sensors. *Vikulina L. F., Mingalev V. A.* (51)

Pressure sensor with tensosensitive converter on the surface acoustic waves base. *Lepikh Ya. I.* (53)

#### The integrated circuits and semiconductor devices

Development of design and technology of Gunn diodes for EHE-therapy. *V. N. Ivanov, V. M. Kovtonjuk, N. S. Raevska* (55)

The mechanism of occurrence noises of maxims in elements with nonlinear current-voltage characteristics. *Golovko A. G.* (58)

Express-method of semiconductor diode crystal quality diagnostics. *Pavlyuk S. P., Ishchuk L. V., Kislytsyn V. M.* (62)

К. ф.-м. н. А. С. АБЫЗОВ, д. ф.-м. н. В. М. АЖАЖА,  
к. ф.-м. н. Л. Н. ДАВЫДОВ, д. ф.-м. н. Г. П. КОВТУН,  
к. т. н. В. Е. КУТНИЙ, к. ф.-м. н. А. В. РЫБКА

Украина, ННЦ "Харьковский физико-технический институт"  
E-mail: gkovtun@kipt.kharkov.ua

Дата поступления в редакцию  
06.11 2003 г.

Оппонент к. ф.-м. н. В. В. КОВАЛЬЧУК  
(ЮГПУ им. К. Д. Ушинского, г. Одесса)

## ВЫБОР ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

*На основе физических параметров, критических для детектирующей способности детектора, проведен анализ бинарных соединений с тетраэдрической структурой.*

Работа по созданию полупроводниковых детекторов (ППД)  $\gamma$ -излучения, работающих при комнатной температуре, проводится уже на протяжении десятилетий. Первоначальная цель — получить параметры пропорциональных датчиков — была достигнута еще в 1970-х годах [1, 2]. После этого успеха были поставлены новые задачи — приблизиться к характеристикам детекторов на основе Si [Li] и высокоочищенного Ge (HPGe), охлаждаемых жидким азотом. Значительный прогресс в этом направлении был достигнут при использовании соединений  $\text{HgI}_2$ ,  $\text{CdTe}$  и  $\text{CdZnTe}$  [3, 4]. Наилучшие значения получены при существенном охлаждении ( $-40^\circ\text{C} \dots 0^\circ\text{C}$ ), необходимым для снижения шума детектора и увеличения подвижности носителей заряда [5—7]. Для комнатных температур энергетическое разрешение приближается к величинам порядка нескольких процентов.

Перед создателями ППД стоит задача добиться энергетического разрешения в 1% и меньше при  $T \approx +20^\circ\text{C}$ , причем для повышения эффективности регистрации  $\gamma$ -излучения желательно, чтобы активный объем детектора был порядка кубического сантиметра. Это обусловлено тем, что малые размеры снижают эффективность детектирования, и тем сильнее, чем больше энергия  $\gamma$ -квантов. В настоящее время выращены кристаллы нужного качества и созданы детекторы объемом более одного кубического сантиметра ( $\text{CdTe}$  [6]). Представление о размерах детекторов и их энергетическом разрешении как функции этих размеров дает **рис. 1** [8]. Малый размер детекторов из полупроводниковых соединений по сравнению с газовыми камерами и сцинтилляторами — серьезное преимущество для регистрации  $\gamma$ -излучения.

Другой существенный прорыв был достигнут в решении проблемы неполного сбора зарядов и, следовательно, повышения эффективности регистрации  $\gamma$ -излучения. Эта проблема связана с малой величиной произведения подвижности на время жизни носителей и с различием этих величин для электро-

нов и дырок. В последнее десятилетие были разработаны и усовершенствованы ряд методов сбора зарядов только одного знака (электронов) [9—12]. Эти методы открывают широкие возможности для применения ППД в области контроля за распространением ядерного оружия [13, 14], в промышленности [15, 16] и медицине [17, 18].

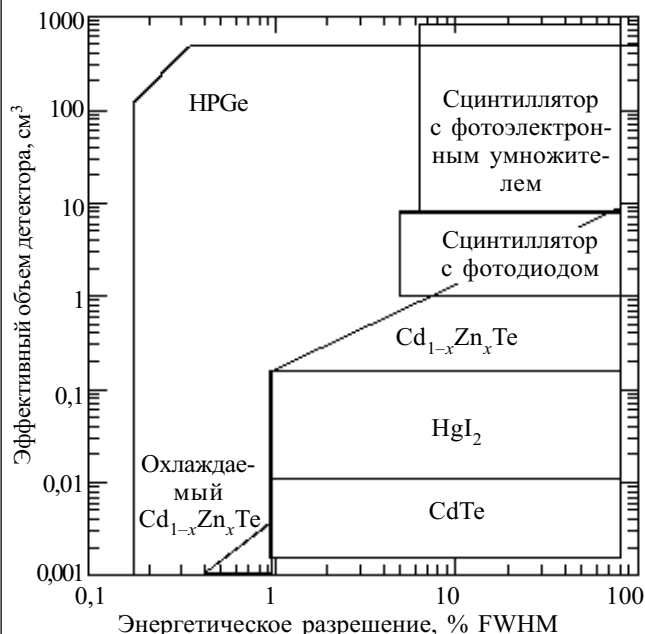


Рис. 1. Размеры спектрометрических детекторов и их энергетические разрешения для  $\gamma$ -излучения с энергией 662 кэВ

Помимо  $\text{CdZnTe}$ ,  $\text{CdTe}$  и  $\text{HgI}_2$ , были разработаны и исследованы детекторы на основе других соединений —  $\text{GaAs}$ ,  $\text{PbI}_2$ ,  $\text{TlBr}$ ,  $\text{CdSe}$ ,  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Se}$ . Общей проблемой для всех детекторных полупроводниковых материалов является сложность выращивания структурно совершенных материалов, характеризующихся высокой степенью стехиометрии и химической чистоты. Эти основные требования должны соблюдаться на всех этапах изготовления детектора.

Таким образом, в области детектирования ионизирующего излучения с помощью ППД существует ряд проблем и намечены возможности их решения. Один из основных вопросов, касающихся ППД, — оптимальный выбор материала детектора. В настоящей работе обоснован выбор полупроводникового соединения, наиболее пригодного для спектрометрии и дозиметрии  $\gamma$ -излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке УНТЦ (проект № 1880).

**Критические параметры для выбора**

*Ширина запрещенной зоны*  $E_g$  — одна из наиболее существенных характеристик полупроводника. Она определяет ряд других параметров, от которых зависит качество работы детектора. Это, например, подвижность носителей заряда  $\mu_{e,h}$ , которая, как правило, изменяется обратно пропорционально ширине запрещенной зоны, или удельное сопротивление  $\rho$ , которое увеличивается с ростом  $E_g$ . Соответственно, темновые токи и шумы уменьшаются с ростом  $E_g$ . Поэтому при выборе значения  $E_g$  необходим компромисс, чтобы максимизировать  $\mu_{e,h}$  и  $\rho$  одновременно. Имеющиеся эмпирические и теоретические данные указывают, что оптимальные значения  $E_g$  должны находиться в диапазоне 1,5...2,0 эВ.

*Подвижность и время жизни.* Эффективность сбора заряда в детекторе существенно зависит от соотношения

$$l/L = \mu_{e,h} \tau E / L = \mu_{e,h} \tau \rho J / L,$$

- где  $l$  — длина пробега носителей заряда;
- $L$  — толщина детектора;
- $\tau$  — время жизни носителей заряда;
- $E$  — электрическое поле в детекторе;
- $J$  — плотность темнового тока.

Чтобы улучшить сбор зарядов, произведение  $\mu_{e,h} \tau \rho$  должно быть максимально большим. Величина  $J$ , однако, ограничена требованием малости уровня шумов (в случае достаточной электрической прочности материала).

*Атомный номер  $Z$*  является важным параметром, который нужно максимизировать, чтобы сократить глубину поглощения  $\gamma$ -излучения и увеличить эффективность детектирования, или при той же самой эффективности сократить толщину детектора, или при постоянстве обеих этих величин увеличить максимальную разрешаемую энергию  $\gamma$ -излучения. Отметим весьма сильную ( $\propto Z^5$ ) зависимость глубины поглощения от атомного номера.

В качестве численного параметра, характеризующего способность полупроводника поглощать  $\gamma$ -излучение, в данной работе использовалось произведение  $d\langle Z^5 \rangle / M$ , где  $d$  — плотность и  $M$  — молярная масса материала детектора.

*Удельное сопротивление.* Это важный параметр, который должен выбираться как можно большим. Большое  $\rho$  позволяет увеличить напряженность поля и снизить время сбора заряда или уменьшить темновой ток. Так как удельное сопротивление входит множителем в выражение для  $l = \mu_{e,h} \tau E = \mu_{e,h} \tau \rho J$ , то для оценки способности материала детектора сохранить и зарегистрировать индуцированные излучением заряды имеет смысл использовать произведение сразу трех множителей —  $\mu_{e,h} \tau \rho$ , отдавая предпочтение материалу с максимальной величиной  $\mu_{e,h} \tau \rho$  (при равных прочих условиях). Другие параметры (энергия образования электрон-дырочной пары  $\epsilon$ , температура плавления и т. д.) не являются главными факторами, которые нужно учитывать на первом этапе выбора материала детектора.

Кроме того, при выборе полупроводника для детектора ионизирующего излучения необходимо учесть возможность практического получения материала, включая процесс роста монокристалла. Анализу подлежат такие параметры как необходимый уровень чистоты исходных материалов, температура плавления, давление, при котором выращивается кристалл, химическая стабильность соединения, возможность длительной эксплуатации и хранения.

Таким образом, для численного сравнения эффективности материалов детектора в дальнейшем будем использовать параметры  $d\langle Z^5 \rangle / M$  и  $\mu_{e,h} \tau \rho$  и отдельно охарактеризуем материал с точки зрения его технологичности.

Упомянутые в этом разделе экспериментально наблюдаемые параметры ППД, а также параметры, которые будут использованы в ходе дальнейшего изложения, представлены в **табл. 1**.

Таблица 1

*Некоторые физические параметры полупроводниковых детекторов при 25°С*

Соединение	$d, \text{г/см}^3$	$Z$	$E_g, \text{эВ}$	$\epsilon, \text{эВ}$	$\rho, \text{Ом}\cdot\text{см}$	$\mu_e, \text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$\tau_e, \text{с}$	$\mu_h, \text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$\tau_h, \text{с}$
Si	2,33	14	1,12	3,6	$10^5$	1350	$3 \cdot 10^{-3}$	480	$3 \cdot 10^{-3}$
Алмаз (C)	3,51	6	5,4	—	$10^{11}$	2000	$10^{-8}$	1600	$10^{-8}—10^{-9}$
AlSb	4,26	51	1,6	5,1	$10^4$	200	$2,6 \cdot 10^{-9}$	420	$1,3 \cdot 10^{-9}$
GaSe	4,55	31; 34	2,03	6,3	—	60	$2,5 \cdot 10^{-8}$	45	$7 \cdot 10^{-9}$
InP	4,78	49; 15	1,34	4,2	$10^7$	4700	$1,5 \cdot 10^{-9}$	150	—
CdS	4,84	48; 16	2,6	7,3	—	350	—	50	—
ZnSe	5,27	34	2,6	—	—	600	—	80	—
GaAs	5,36	31; 33	1,43	4,2	$10^8$	8000	$10^{-8}—10^{-9}$	400	$10^{-8}—10^{-9}$
Ge	5,32	32	0,67	2,9	$10^3—10^4$	3900	$10^{-3}$	1900	$10^{-3}$
$\text{Cd}_{0,7}\text{Zn}_{0,3}\text{Se}$	$\approx 5,5$	48	—	—	—	—	$5 \cdot 10^{-6}$	—	$\approx 10^{-5}$
$\text{BiI}_3$	5,64	83	1,9	—	—	680	—	—	—
ZnTe	5,6	52	2,26	—	$10^{10}$	340	$3,8 \cdot 10^{-9}$	130	$7 \cdot 10^{-7}$
CdSe	5,80	48; 34	1,74	5,5	$10^8$	650	$10^{-6}$	75	—
$\text{Cd}_{0,8}\text{Zn}_{0,2}\text{Te}$	$\approx 6$	52	2,0	4,8	$1,5 \cdot 10^{11}$	1100	$10^{-6}$	50	$5 \cdot 10^{-7}$
CdTe	6,2	48; 52	1,44	4,4	$10^9$	1100	$10^{-6}$	80	$\approx 10^{-6}$
$\text{PbI}_2$	6,2	82; 53	2,35	7,7	$10^{13}$	8	$2,5 \cdot 10^{-6}$	2	$\approx 10^{-6}$
$\text{HgI}_2$	6,4	80; 53	2,13	4,2	$10^{13}$	100	$10^{-6}—10^{-7}$	4	$\approx 10^{-5}—10^{-6}$
$\text{Bi}_2\text{S}_3$	6,78	83; 16	1,3	—	—	200	$10^{-10}$	1100	$10^{-9}$
TlBr	—	—	2,68	6,5	$10^{12}$	6	$2,5 \cdot 10^{-6}$	—	—

**Анализ возможных соединений элементов**

На основании периодической таблицы элементов проанализируем возможные полупроводниковые соединения с учетом необходимых значений приведенных выше параметров. Элементы из групп II—VI и периодов II—VI образуют соединения с алмазоподобной структурой — сфалерита (цинковая обманка) или вюрцита. Эти соединения удовлетворяют двум правилам — число валентных электронов на атом равняется четырем, а число электронов, отдаваемых катионом для образования валентных связей, равно числу электронов, недостающих до октета у аниона [19]. Некоторые полезные тенденции могут быть прослежены при рассмотрении элементов по мере удаления от IV группы и/или при увеличении номера периода [19, 20].

Заметим вначале, что для полупроводников IV группы при переходе от алмаза через Si и Ge к  $\alpha$ -Sn наблюдается уменьшение микротвердости, температуры плавления и ширины запрещенной зоны. Естественно, при этом увеличиваются постоянная решетки, массовая плотность, и, как правило, растет подвижность носителей. Эти тенденции могут быть приписаны прогрессирующей «металлизации» элементов — Pb, идущий после  $\alpha$ -Sn, является типичным металлом. С другой стороны, при продвижении от IV группы через соединения  $A^{III}B^V$ ,  $A^{II}B^{VI}$  к  $A^I B^{VII}$  уменьшается ковалентный и растет ионный характер химической связи. Соответственно увеличиваются ширина запрещенной зоны, температура плавления и уменьшается микротвердость. Те же самые тенденции наблюдаются для соединений, в которых один элемент зафиксирован (например, A=In), а другой (B) берется из различных периодов таблицы элементов — InP, InAs, InSb.

Поэтому для элементов IV группы оптимальные значения конкурирующих параметров  $E_g$  (или  $\mu_{e,h}$ ) и  $Z$  могут быть найдены среди центральных элементов — Si и Ge.

Для выбора соединений с большим  $Z$  (или, по крайней мере, с одним из элементов с большим  $Z$ ) обратимся к нижней части таблицы элементов. В этом случае для получения большей ширины запрещенной зоны выберем элементы, удаленные от IV группы. Некоторые из таких пар приведены в табл. 2.

Таблица 2

Физические свойства некоторых полупроводниковых соединений

Соединение	Постоянная решетки, Å	Микротвердость, кг/мм <sup>2</sup>	Ширина запрещенной зоны, эВ	Подвижность электронов, см <sup>2</sup> /(В·с)	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Температура плавления, °С
CdSe	6,05	90...130	1,74	650	5,80	1239
ZnTe	6,101	90	2,26	340	5,64	1290
CdTe	6,48	60	1,47	1100	6,20	1092
HgTe	6,462	—	0,08	—	8,17	670
HgSe	6,074	—	0,07	(14...80)·10 <sup>3</sup>	8,26	798
CuI	6,052	—	—	—	5,62	605
AgI	6,502	6,5	2,8	30	5,67	552

Видно, что у соединений Hg велика роль металлизации, мала запрещенная зона, а у галогенидов запрещенная зона слишком велика, чтобы использовать их в качестве детекторного материала. Оптимальными параметрами обладают CdSe, ZnTe, CdTe.

Заметим, что мы ограничиваемся только бинарными соединениями. Тернарные соединения, такие как  $A^{III}B^V B^{VI}$  или  $A^{II}B^{VI} B^V$ , могли бы предоставить намно-

го более широкие возможности для выбора. (Необходимо различать сплавы бинарных соединений, подобные  $Cd_{1-x}Zn_xSe$ , и тернарные соединения, где все элементы — из различных групп.) Однако достижение необходимого уровня стехиометричности и чистоты тернарных соединений может оказаться более трудной задачей. Кроме того, разнообразие возможных собственных дефектов в тернарных соединениях делает проблематичным получение соединения с оптимальными детектирующими свойствами.

Что же касается сплавов бинарных соединений (например,  $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ,  $CdS_{1-x}Se_x$ ,  $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ), в которых элементы из одной и той же группы смешиваются в произвольных концентрациях, то они заслуживают внимания. В них при изменении концентрации элементов плавно меняются физические свойства, например, ширина запрещенной зоны. Важно найти такое оптимальное значение концентрации, когда улучшение одного из параметров (например, рост удельного сопротивления в  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  с увеличением  $x$  [21]) еще не привело к существенной деградации других (уменьшение  $\mu_{e,h}$  и  $\tau$  в  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  при  $x > 20\%$ ).

**Анализ и выбор предполагаемых материалов**

Наиболее важные параметры ( $\mu_{e,h}$ ,  $\tau$ ,  $\rho$  и атомный номер  $Z$ ) для полупроводников с алмазоподобной решеткой и других соединений приведены в табл. 1. Эти соединения представлены на рис. 2, где по осям отложены величины  $\mu_{e,h}\tau\rho$  и  $d\langle Z^5 \rangle/M$ . Из рис. 2 и табл. 1 видно, что наилучшими детектирующими свойствами обладают  $CdZnTe$ ,  $HgI_2$ ,  $CdTe$  и  $GaAs$ .

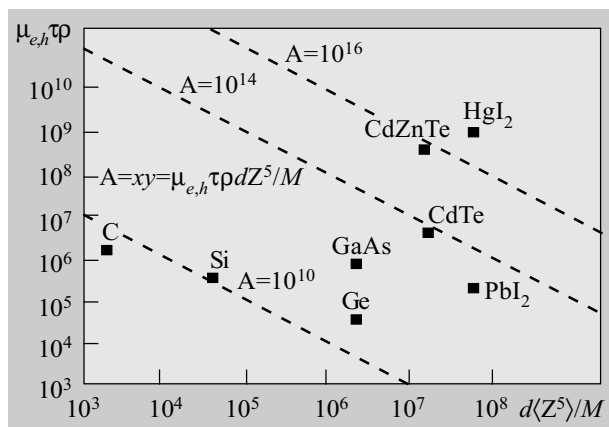


Рис. 2. Относительное расположение полупроводниковых материалов в осях  $\mu_{e,h}\tau\rho$  и  $d\langle Z^5 \rangle/M$

Теперь охарактеризуем эти соединения с учетом технологичности их получения.

$CdTe$  и  $CdZnTe$ . Среди рассмотренных соединений указанные материалы обладают одними из лучших характеристик. Это связано с большим значением  $Z$ , сравнительно высокой подвижностью носителей  $\mu_{e,h}$  и относительно отработанной технологией роста кристаллов.

Кристаллы  $CdTe$  и  $CdZnTe$  могут быть получены различными методами. Лучшие результаты достигнуты методом Бриджмена при высоком давлении (HPVB). Масса выращенного кристалла достигает десятка килограммов, ростовой цикл — около четырех недель [22]. Поддержание высокого давления (до 100 атм) в процессе роста кристаллов усложняет технологический процесс, но дает возможность получить стехиометрические кристаллы с низким уровнем дефектов.

GaAs. Сравнительно низкий атомный номер GaAs снижает его привлекательность для регистрации и спектрометрии  $\gamma$ -излучения большой энергии. В GaAs имеются мелкие примеси, что характерно для всех соединений  $A^{III}B^V$ . Кроме того, запрещенная зона (1,4 эВ) более узкая, чем в  $Cd_{0,8}Zn_{0,2}Te$  (1,65 эВ), что не позволяет получить удельное сопротивление выше  $10^8$  Ом·см. Даже чрезвычайно высокая подвижность не компенсирует этот недостаток. Однако технология роста и обработки кристаллов GaAs развита лучше, чем у всех выбранных материалов. Это соединение следует рассматривать третьим по привлекательности после  $CdZnTe$  и  $CdTe$ .

$HgI_2$ . Несмотря на привлекательные электрические свойства и большое значение  $Z$ , соединение  $HgI_2$  из-за низкой механической прочности нельзя использовать в обычной конструкции детектора. Этот вывод согласуется с результатами упомянутого выше анализа, согласно которому соединения, не обладающие четырьмя электронами на атом, имеют менее прочную химическую связь и меньшую механическую прочность, чем соединения типа  $A^{II}B^VI$  или  $A^{III}B^V$ . Изготовление кристаллов  $HgI_2$  оказывается сложным процессом из-за низкотемпературного (при  $T \approx 127^\circ C$ ) фазового перехода. Кристаллы большой массы (сотни граммов [23]) можно растить только из газовой фазы, и трудно изготовить монокристаллическую заготовку размерами больше чем  $5 \times 5 \times 5$  мм. Кроме того, для детекторов из  $HgI_2$  характерна низкая надежность и малый срок службы, связанные с неизбежным присутствием Hg и I, которые имеют тенденцию реагировать с металлом контактов и окружающей средой.

#### Заключение

Среди полупроводниковых соединений, используемых в детекторах, широкозонные кристаллы  $CdZnTe$ ,  $CdTe$ ,  $HgI_2$  занимают сегодня ведущее положение. В попытке ответить на вопрос, является ли этот выбор оптимальным и окончательным, и оценить детектирующую способность полупроводникового материала были рассмотрены такие свойства как энергетическое разрешение, отношение максимального сигнала к минимальному и эффективность регистрации.

Физические параметры, определяющие эти свойства, зачастую конкурируют, и необходимый компромисс должен быть найден, чтобы максимизировать их одновременно. Как первое приближение, для оценки детектирующей способности материала были выбраны параметры  $\rho_{IT}$  (произведение удельного сопротивления, подвижности и времени жизни носителей) и  $d(Z^5)/M$  (где  $Z$  — средний атомный номер,  $d$  — массовая плотность и  $M$  — молярная масса). Анализ элементов периодической таблицы позволяет выбрать направления поиска полупроводниковых соединений. К сожалению, недостаток теоретических и экспериментальных данных, а также их расхождения, не позволяют сравнить все перспективные полупроводниковые соединения. Кроме того, при всем доверии к теории, проблеме технологичности должно быть уделено особое внимание.

Таким образом, проведенный анализ показал, что наиболее подходящими для создания детекторов  $\gamma$ -излучения являются следующие материалы, перечисленные в порядке приоритетности:  $CdZnTe$ ,  $CdTe$ , GaAs.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Swerkowski S., Armatrout G. and Wichner R. Recent advances with  $HgI_2$  X-ray detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci.— 1974.— Vol. NS-21, N 1.— P. 302—304.
2. Slappa M., Huth G., Seibt W. et al. Capabilities of mercuric iodide as a room temperature X-ray detector // Ibid.— 1976.— Vol. NS-23, N 1.— P. 102—116.
3. Iwaczyk J. S., Patt B. E., Wang Y. J., Khusainov A. Kh. Comparison of  $HgI_2$ ,  $CdTe$  and Si(p-i-n) X-ray detectors // Nucl. Instr. and Meth. A.— 1996.— Vol. 380.— P. 186—192.
4. Niemela A., Sipila H., Ivanov V. I. High-resolution p-i-n  $CdTe$  and  $CdZnTe$  x-ray detectors with cooling and rise-time discrimination // IEEE Trans. Nucl. Sci.— 1996.— Vol. NS-43, N 3.— P. 1476—1480.
5. Dusi W., Caroli E., Di Cocco G. et al. A study of temperature dependence of some relevant parameters performed on a set of  $CdTe$  detectors // Ibid.— 1995.— Vol. NS-42, N 4.— P. 263—266.
6. Squillante M. R., Entine G. Novel concepts in X-ray and  $\gamma$ -ray detection using compound semiconductors // Nucl. Instr. and Meth. A.— 1996.— Vol. 380.— P. 160—164.
7. Lund J. C., Shah K. S., Olschner F. et al. Recent progress in lead iodide X-ray spectrometer development // Ibid.— 1992.— Vol. 322.— P. 464—466.
8. Lund J. C., Olsen R., Van Scyoc J. M., James R. B. The use of pulse processing techniques to improve the performance of  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  gamma-ray spectrometers // IEEE Trans. Nucl. Sci.— 1996.— Vol. NS-43.— P. 1411—1417.
9. Squillante M. R., Entine G., Frederick E. et al. Development of two new M- $\pi$ -n  $CdTe$  sensors // Nucl. Instr. and Meth. A.— 1989.— Vol. 283.— P. 323—329.
10. Redus R., Squillante M. R., Lund J. Electronics for high resolution spectroscopy with compound semiconductors // Ibid.— 1996.— Vol. 380.— P. 312—317.
11. Patt B. E., Iwaczyk J. S., Vilkelis G., Wang Y. J. New gamma-ray detector structures for electron only charge carrier collection utilizing high-Z compound semiconductors // Nucl. Instr. and Meth. A.— 1996.— Vol. 380.— P. 276—281.
12. Chapuis C., Durouchoux P. The electrical segmentation of germanium detectors as an improvement to imaging capabilities in the hard X-ray and gamma-ray range // Ibid.— 1997.— Vol. 387.— P. 259—263.
13. Lavietes A. D., McQuaid J. H., Paulus T. J. Preliminary uranium enrichment analysis results using cadmium zinc telluride detectors // Ibid.— 1996.— Vol. 380.— P. 406—409.
14. Arlt R., Rundquist D. E. Room temperature semiconductor detectors for safeguards measurements // Ibid.— 1996.— Vol. 380.— P. 455—461.
15. Eisen Y. Current state-of-the-art industrial and research applications using room-temperature  $CdTe$  and  $CdZnTe$  solid state detectors // Ibid.— 1996.— Vol. 380.— P. 431—439.
16. Eisen Y. Current state-of-the-art applications utilizing  $CdTe$  detectors // Ibid.— 1992.— Vol. 322.— P. 596—603.
17. Scheiber C.  $CdTe$  and  $CdZnTe$  detectors in nuclear medicine // Ibid.— 2000.— Vol. 448 (3)— P. 513—524.
18. Scheiber C., Chambron J.  $CdTe$  detectors in medicine: a review of current applications and future perspectives // Ibid.— 1992.— Vol. 322.— P. 604—614.
19. Горюнова Н. А. Сложные алмазоподобные полупроводники.— М.: Сов. радио, 1968.
20. Шмарцев Ю. В., Валов Ю. А., Борщевский А. С. Тугоплавкие алмазоподобные полупроводники.— М.: Металлургия, 1964.
21. Butler J. F., Doty F. P., Apotousky B. et al. Gamma- and X-ray detectors manufactured from  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  grown by a high pressure Bridgman method // Mat. Sci. Engr.— 1993.— Vol. B16.— P. 291—295.
22. Sudharsanan R., Parnham K. B., Karam N. H. Cadmium zinc telluride detects gamma rays // Laser focus world: advances in optics, electro-optics, and optoelectronics.— 1996.— June.— P. 199—204.
23. Li W., Li Z., Zhu S. et al. Mercuric iodide single crystal for nuclear radiation detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci.— 1996.— Vol. NS-43, N 3.— P. 1369—1372.

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

Украина, г. Черновцы, ЧО Ин-та проблем материаловедения  
им. И. Н. Францевича  
E-mail: chimsp@unicom.cv.ua

Дата поступления в редакцию  
29.03 2004 г.

Оппонент д. т. н. А. А. АЩЕУЛОВ  
(Ин-т термоэлектричества, г. Черновцы)

## ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ ОКСИД–InSe(GaSe) ДЛЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АНАЛИЗАТОРОВ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Изготовленные гетеропереходы оксид–InSe(GaSe) могут быть использованы для упрощения регистрации азимутальной ориентации плоскополяризованного света.*

Использование в современной технике и метрологии различных типов лазеров требует поиска эффективных фотоэлектрических анализаторов плоскополяризованного света. В традиционных анализаторах света используется обычный поляризатор и электронный фотоумножитель с блоком высоковольтного питания.

Однако этот анализ может быть упрощен, если использовать полупроводниковые материалы, которые проявляют одновременно фотоплекроизм и фоточувствительность на основе сформированного гетероперехода [1]. К таким полупроводникам относятся, в первую очередь, анизотропные кристаллы, среди которых определенное место занимают слоистые кристаллы группы  $A^3B^6$ . В InSe и GaSe, как наиболее исследованных кристаллах этой группы, анизотропия электрофизических параметров может достигать 1–2 порядков [2, 3], а измерения коэффициента фотоплекроизма свидетельствуют о том, что он может достигать значений 90% [4–7].

Фотоплекроизм в InSe и GaSe исследовался как на основе эффекта фотопроводимости [4, 5], так и в

гетеропереходах [6, 7]. В первом случае поляризационные измерения проводились в широкой спектральной области, а во втором — только для длин волн лазерного излучения. Причем в [4, 5] ничего не сказано об обработке поверхности кристаллов, а в [6, 7] гетеропереходы формировались на естественных поверхностях, которые получали разъединением хаотически размещенных кристаллических блоков в слитке.

Отличие данной работы от вышеупомянутых состоит в получении качественного фоточувствительного гетероперехода на химически обработанной поверхности слоистых кристаллов, которая параллельна оси  $C$  и чувствительна к поляризации света (схема освещения гетероперехода показана на **рис. 1**).

Кристаллографическая ось  $C$  нормальна к плоскости слоев. Слои проводящего оксида на торцевой поверхности слоев получали ее окислением в случае InSe [8] или пульверизацией соответствующих растворов на нагретые подложки GaSe [7].

Трудность подготовки торцевой поверхности слоев к формированию потенциального барьера состоит в том, что кристаллы InSe и GaSe обладают низкой механической прочностью, и традиционные методы механической обработки этой поверхности не приемлемы из-за легкой их деформации и расслоения. Поэтому использовалась только химическая обработка.

Цилиндрические слитки кристаллов вначале разрезались на шайбы тонким алмазным диском, а затем химически травились и полировались на основе комбинации различных кислот. Основания шайб служили подложками при нанесении слоя оксида.

О качестве химически обработанной поверхности подложек свидетельствует исследование спектров фоточувствительности изготовленных гетеропереходов оксид– $p$ -InSe и  $n^+$ -In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>– $p$ -GaSe. Для качественных и некачественных гетеропереходов в их спектрах квантовой эффективности фототока имеет место (или, соответственно, отсутствует) коротковолновый спад фоточувствительности [9, с. 404].

Аналогичный характер спектров фототока был проанализирован и для гетеропереходов, изготовленных на основе InSe и GaSe (**рис. 2, а, в**). Здесь хорошо видно, что фоточувствительность при высоких энергиях квантов света не убывает, а наоборот, даже возрастает. Кроме этого, при освещении гетеропереходов были достигнуты напряжения холостого хода порядка 0,5 В. Это также указывает на удовлетвори-

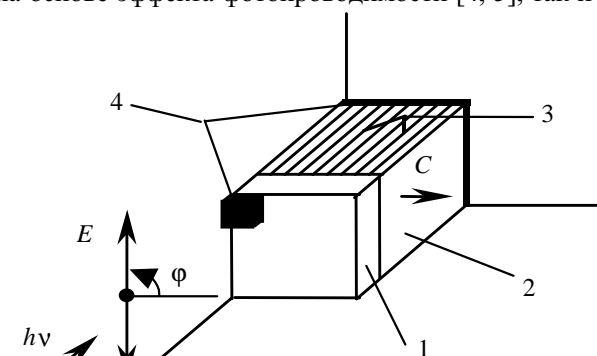


Рис. 1. Схематическое изображение освещения образца плоскополяризованным светом:

1 — оксид; 2 — кристалл; 3 — плоскости слоев; 4 — токовые контакты;  $E$  — вектор электрического поля световой волны;  $h\nu$  — энергия фотона

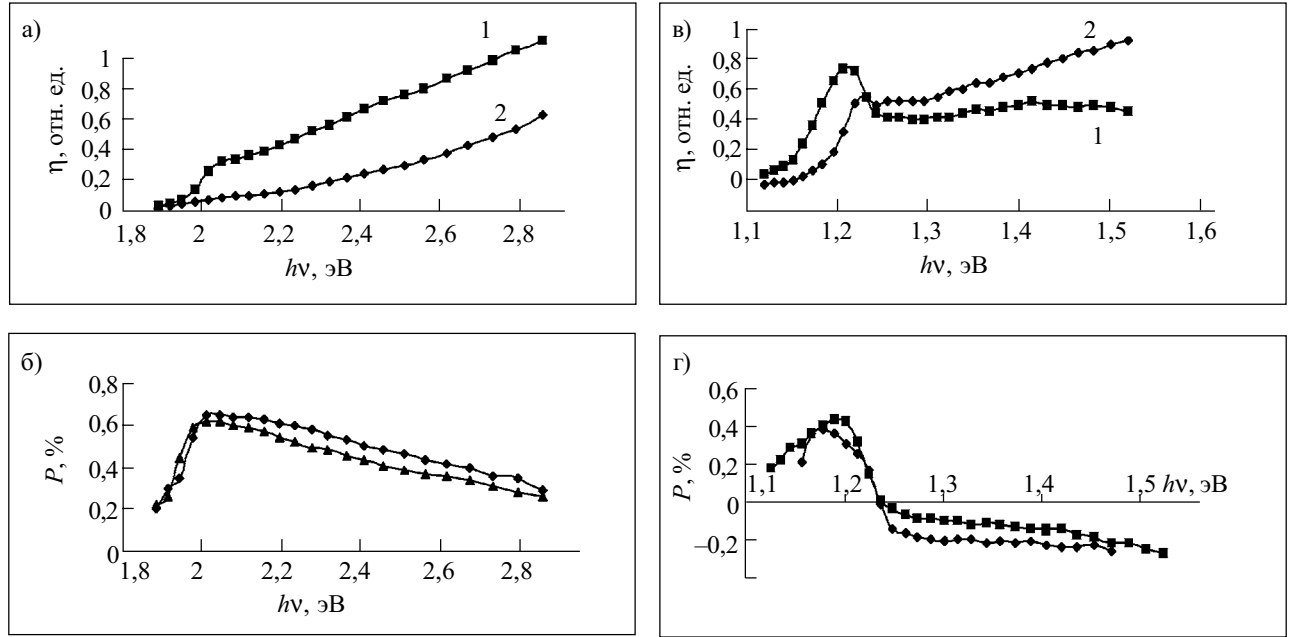


Рис. 2. Спектральные зависимости квантовой эффективности фототока  $\eta$  (а, в) и коэффициента фотоплекроизма  $P$  (б, г) гетеропереходов  $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}-\text{GaSe}$  (а, б) и оксид— $\text{InSe}$  (в, г) при комнатной температуре:  
 1 —  $E\perp C$ ; 2 —  $E\parallel C$ ; на б, г — зависимости фотоплекроизма для двух разных образцов

тельное совершенство изготовленных гетеропереходов и значительную высоту потенциального барьера.

Спектральные зависимости фототока гетеропереходов регистрировались с помощью монохроматора МДР-3 с разрешающей способностью 26 Å. Спектры снимались при двух положениях плоскости поляризации света относительно кристаллографической оси  $C$  образцов:  $E\perp C$  и  $E\parallel C$ . Спектры фототока пересчитывались с учетом спектрального распределения мощности излучения источника света, квантовой эффективности фототока и нормирования к единице. Коэффициент фотоплекроизма определялся согласно формуле [1]

$$P = (i_{\phi}^{\perp} - i_{\phi}^{\parallel}) / (i_{\phi}^{\perp} + i_{\phi}^{\parallel}),$$

где  $i_{\phi}^{\perp}$ ,  $i_{\phi}^{\parallel}$  — фототоки для  $E\perp C$  и  $E\parallel C$  поляризаций освещения гетероперехода.

Из рис. 2 видны особенности поведения исследованных спектров. Для любого гетероперехода спектры фототока отличаются, прежде всего, положением длинноволнового края, который объясняется разной величиной ширины запрещенной зоны соответствующих полупроводников. При разной ориентации плоскополяризованного света относительно кристаллографического направления  $C$  энергетическое положение этого края также меняется. Оно обусловлено характером оптических переходов между энергетическими зонами полупроводника — разрешенных для одной поляризации и запрещенных для другой [10]. Вследствие сдвига края, вызванного особенностями краевого поглощения, есть возможность наблюдать фотоплекроизм. В гетеропереходе  $\text{In}_2\text{O}_3-\text{GaSe}$  коэффициент фотоплекроизма достигает 65%, а в гетеропереходе оксид— $\text{InSe}$  — 40%.

В глубине фундаментального поглощения также наблюдается фотоплекроизм, но он связывается нами с отличиями в абсолютной величине коэффициента поглощения света в слоистых кристаллах  $\text{InSe}$  и  $\text{GaSe}$  для  $E\perp C$ - и  $E\parallel C$ -ориентаций освещения образцов. Например, известно, что в  $\text{GaSe}$  в начале

фундаментального поглощения для  $E\perp C$ -поляризации он составляет  $10^4 \text{ см}^{-1}$ , в то время как для  $E\parallel C$  — только  $10^3 \text{ см}^{-1}$  [3].

Итак, эффективность разделения фотогенерированных носителей заряда при  $E\perp C$ -освещении большая, а потому мы получаем и большую абсолютную величину фототока для данной ориентации освещения. В случае  $\text{GaSe}$  фотоплекроизм краевого поглощения преобладает над фотоплекроизмом, вызванным поглощением света в глубине фундаментальной полосы, а коэффициент  $P$  с возрастанием энергии  $h\nu$  падает с 65 до 30%. Тем не менее, как видно из рис. 2, б, его величина остается положительной во всей спектральной области, так как  $i_{\phi}^{\perp} > i_{\phi}^{\parallel}$ .

Несколько отличается спектральное поведение коэффициента фотоплекроизма в гетеропереходе оксид— $\text{InSe}$ . Если краевой фотоплекроизм аналогичен фотоплекроизму в гетеропереходе  $\text{In}_2\text{O}_3-\text{GaSe}$ , то в глубине фундаментальной полосы имеет место изменение его знака (рис. 2, г). Подобное поведение возможно в том случае, если коэффициент поглощения света в  $E\parallel C$ -поляризации освещения больше для  $E\perp C$ -ориентации. Максимальная величина коэффициента фотоплекроизма в гетеропереходе оксид— $\text{InSe}$  составляла 40%, а в области фундаментального поглощения — 20%.

Соединения  $\text{InSe}$  и  $\text{GaSe}$  имеют максимальный коэффициент фотоплекроизма в области длин волн излучения соответственно инфракрасного неодимового лазера ( $\lambda=1,06 \text{ мкм}$ ) и красного рубинового лазера с  $\lambda=0,6328 \text{ мкм}$ .

\*\*\*

Таким образом, установлено, что слоистые кристаллы  $\text{InSe}$  и  $\text{GaSe}$  обладают поляризационной фоточувствительностью в широкой спектральной области.

Изготовленные гетеропереходы InSe(GaSe) могут быть использованы для упрощения регистрации азимутальной ориентации плоскополяризованного света.

Технология изготовления гетеропереходов не является сложной, их параметры имеют удовлетворительную воспроизводимость и в дальнейшем могут быть оптимизированы до необходимых удельных характеристик.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Кесаманлы Ф. П., Рудь В. Ю., Рудь Ю. В. Естественный фотоплекроизм в полупроводниках // ФТП.— 1996.— Т. 30, вып. 11.— С. 19—21.

2. Савицкий П. И., Ковалюк З. Д., Минтянский И. В. Анизотропия электропроводности в моноселениде индия // Неорг. материалы.— 1996.— Т. 32, № 4.— С. 405—409.

3. Landolt-Börnstein. Numerical data and functional relationships in science and technology.— New Ser. Group III: Crystal and Solid State Physics. Vol. 17, sv. f / Berlin: Springer, 1983.

4. Мехтиев Н. М., Рудь Ю. В., Салаев Э. Ю. Фотоэлектрические анализаторы поляризованного излучения (ФАПИ) на слоистых полупроводниках // ФТП.— 1978.— Т. 12, вып. 8.— С. 1566—1570.

5. Мехтиев Н. М. Фотоплекроизм легированных кристаллов GaSe // ФТП.— 1990.— Т. 24, вып. 9.— С. 1505—1508.

6. Катеринчук В. Н., Ковалюк М. З. Фотоплекроизм диодных структур оксид—*p*-InSe // Письма в ЖТФ.— 1999.— Т. 25, № 8.— С. 937—940.

7. Manasson V. A., Kovalyuk Z. D., Drapak S. I., Katerinchuk V. N. Polarisation sensitive photodiode for the 632,8 nm spectral region // Electronics Letters.— 1990.— Vol. 26, N 10.— P. 664.

8. Катеринчук В. Н., Ковалюк М. З. Гетеропереходы из InSe, сформированные термическим окислением кристаллической подложки // Письма в ЖТФ.— 1992.— Т. 18, № 12.— С. 70—72.

9. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 2.— М.: Мир, 1984.

10. Соболев В. В. Зоны и экситоны халькогенидов галлия, индия и таллия.— Кишинев: Штиинца, 1982.

К. ф.-м. н. Я. М. ОЛИХ, И. А. ЛИСЮК, Н. Д. ТИМОЧКО

Дата поступления в редакцию  
11.02 2004 г.

Украина, г. Киев, Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарёва  
E-mail: tymochko@ukr.net

Оппонент д. ф.-м. н. Г. П. КОВТУН  
(ННЦ "Харьковский физ.-техн. институт")

## АКУСТОСТИМУЛИРОВАННОЕ ПОНИЖЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ОТЖИГА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ Ge

*На модельных образцах нейтронно-легированного Ge испытана оригинальная методика отжига полупроводников в условиях воздействия ультразвука.*

Облучение полупроводников быстрыми частицами является одним из наиболее радикальных методов моделирования их свойств. Например, нейтронное трансмутационное легирование (НТЛ) полупроводников позволяет получать предсказуемое и наиболее однородное распределение примесей в объеме кристалла [1]. С другой стороны, широкое применение полупроводниковых приборов в ядерной и космической технике стимулирует интенсивное изучение дефектов, возникающих в полупроводниках под действием радиации и приводящих к деградации свойств приборов.

Термообработка полупроводникового материала, содержащего термодинамически неравновесные дефекты (в том числе и радиационной природы), является традиционной операцией восстановления его электрофизических характеристик. Однако для отжига характерны также и некоторые недостатки, например, образование термодиффектов при высоких температурах. Альтернативным способом понижения необходимой температуры и ускорения процесса отжига может оказаться дополнительное ультразвуковое (УЗ) воздействие, особенно для образцов со значительной концентрацией нарушений структуры.

Авторы благодарят Ф. М. Воробкало и Н. И. Карася за полезное обсуждение результатов.

Возможности ускорения диффузионных процессов в кристаллах с помощью УЗ-колебаний были ранее как предсказаны теоретически [2, 3], так и подтверждены экспериментально [4—6]. Целью данной работы была отработка методики отжига полупроводниковых кристаллов при одновременном воздействии УЗ высокой частоты и выяснение роли УЗ-воздействия в процессе отжига радиационных дефектов в кристаллах НТЛ-Ge.

#### Методика эксперимента

В работе исследовались образцы нейтронно-легированного (флюэнс тепловых нейтронов  $N_n \approx 1,2 \cdot 10^{15}$  н/см<sup>2</sup>) германия, изготовленных из выходного слитка *n*-типа (марка ГЭС-45, концентрация легирующей примеси  $N_{Sb} \approx 2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>) с идентичными исходными геометрическими и кристаллографическими характеристиками. После нейтронного легирования образцы оказались *p*-типа проводимости с удельным сопротивлением примерно 63 Ом·см при 288 К.

Теоретическая обработка экспериментальных температурных зависимостей удельного сопротивления  $\rho(1/T)$  и коэффициента Холла  $R_H(1/T)$  для исходных НТЛ-образцов позволила уточнить структуру радиационных дефектов [7]. Оказалось, что преобладающими являются уровни донорного типа  $N_d$  с глубиной залегания  $E = E_C - 0,21$  эВ (соответствует комплексу (Sb+V)) и акцепторного — с концентрацией  $N_a \approx 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и  $E = E_V + 0,16$  эВ (комплекс (Sb+V<sub>2</sub>)) [6—8]. (Здесь  $E_C$  — энергетический уровень дна зоны проводимости; V — вакансия;  $E_V$  — энергетический уровень потолка валентной зоны; V<sub>2</sub> — двойная вакансия.) Количе-

ственное определение  $N_d$  из результатов лишь холловских измерений затруднено из-за взаимного влияния других уровней.

Часть образцов отжигалась в условиях одновременного УЗ-воздействия (продольные волны с частотой 5—10 МГц, интенсивностью до  $10^4$  Вт/м<sup>2</sup>), а другая часть — в тех же условиях, но без УЗ-воздействия. Были проведены две серии опытов со сдвигом начальной температуры отжига на 10°C. (В дальнейшем эти результаты рассматриваются совместно.)

После каждого этапа отжига образцы протравливались в перекиси водорода, затем с помощью пайки на них наносились электрические контакты (In) и проводились температурные измерения электрофизических параметров методом Холла.

На рис. 1 представлена схема печи для проведения термоакустического (ТА) отжига твердотельных материалов электронной техники в звуковом поле. Внутри канала муфельной печи размещается реактор ТА-отжига, который состоит из кварцевой трубы, служащей стенками и направляющими звукового канала, и двух плотно подогнанных по внутреннему диаметру трубы кварцевых стержней с плоскопараллельными торцами.

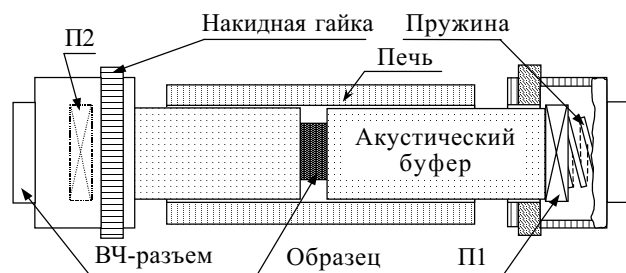


Рис. 1. Схема печи для отжига полупроводниковых кристаллов в условиях ультразвукового воздействия

Длинные ( $l=25$  см) стержни выполняют роль звукопроводов (буферов) и служат для тепловой и акустической развязки. Они предназначены для передачи ультразвука в высокотемпературную зону установки. На внешних торцах буферов в специальных пружинных зажимах крепятся передающий и приемный УЗ-пьезопреобразователи П1 и П2, в качестве которых использовались пластины пьезоэлектрического кристалла ниобата лития  $Y+36^\circ$ -среза. Образец размещался между буферами внутри печи, на внешних торцах которых (вне печи при комнатной температуре) находились звукопреобразовательные узлы. Температура образца контролировалась с помощью термопары "хромель-алюмель". Погрешность установления и поддержания температуры образцов в процессе отжига не превышала 2°C.

В качестве материала для буферов был выбран кварц. Достоинствами его являются небольшой коэффициент линейного расширения, низкая теплопроводность, относительно большая скорость распространения УЗ при умеренной температурной зависимости поглощения и скорости распространения УЗ в выбранном частотном диапазоне, а также чистота материала относительно сторонних примесей, которые могли бы диффундировать в образец при отжиге.

Однако введение УЗ в кристалл Ge усложнено из-за значительного различия волновых сопротивлений

материала кварцевых буферов,  $LiNbO_3$ -преобразователей и полупроводниковых образцов. Для успешной передачи УЗ к образцу применялись специальные акустические связи, наносимые в местах контактов кварцевых буферов с П1, П2 и образцом, которые удовлетворительно работали во всем температурном диапазоне [9, с. 69—71].

Нагрев реактора ТА-отжига производился электропечью, питаемой от автоматизированного источника питания. Необходимая температура задавалась установкой определенного значения опорного напряжения в цепи обратной связи источника питания печи. В зависимости от выбранного режима с помощью генератора гармонических колебаний вырабатывается либо непрерывный, либо импульсно-модулированный ВЧ-сигнал, который после усилителя подавался на входной УЗ-пьезопреобразователь П1 реактора ТА-отжига.

После преобразования звуковой сигнал проходит буферы и образец, принимается П2 и подается на осциллограф. Осциллограф, таким образом, служит, с одной стороны, для контроля прохождения УЗ через образец и, с другой, для оценки коэффициента УЗ-затухания (по наклону огибающей видимых на экране осциллографа серии радиоимпульсов при работе установки в импульсном режиме). Для контроля заданной температуры предназначен вольтметр, подключенный к термопаре реактора параллельно цепи обратной связи источника питания печи.

Поскольку в процессе отжига вследствие выгорания связывающей акустической смазки возможно изменение интенсивности УЗ, перед каждым этапом отжига проводился контроль прохождения УЗ через буферы в отсутствие образца. После установки образца контроль повторялся. Чтобы исключить при таких проверках прямые электромагнитные наводки, возникающие в цепи приемного преобразователя, прохождения УЗ контролировалось в импульсном режиме.

ТА-отжиг проводился поэтапно с шагом температуры отжига  $\Delta T_{отж} = 30^\circ C$  в интервале температур 90—460°C. Выход на температурный режим осуществлялся в течение 1—2 мин. Продолжительность изохронного отжига была одинакова для всех температур и составляла 30 мин. УЗ-воздействие в процессе отжига производилось в непрерывном режиме.

Для измерения эффекта Холла и электропроводности в диапазоне температур 77—300 К использовалась стандартная холловская установка [10, с. 200]. Ток образца задавался стабилизированным источником постоянного тока. Температура образца контролировалась с помощью термопары "медь—константан" с точностью 2 К.

На основе экспериментально полученных значений ЭДС проводимости, ЭДС Холла, величины магнитной индукции  $B$ , тока через исследованный образец, температуры  $T$  и геометрических размеров образца проводился расчет температурных зависимостей удельного сопротивления  $\rho$ , коэффициента Холла  $R_H$ , холловской подвижности  $\mu_H = R_H/\rho$  и концентрации носителей  $p = r_H/(e \cdot R_H)$  [10] ( $e$  — заряд электрона). Значение холл-фактора  $r_H$  зависит от механизмов рассеяния. Согласно работам [11—13], для Ge вблизи комнатных температур преобладающим

является механизм рассеяния носителей на оптических и акустических фоновых, поэтому в наших расчетах принималось значение  $r_H=1,18$ . Поскольку измерения проводились в постоянном магнитном поле  $B=0,45$  Тл, вклад легких дырок не учитывался.

**Результаты и их обсуждение**

Важно отметить, что для исследований специально были отобраны такие образцы Ge, температурные характеристики которых обладали ярко выраженной примесной проводимостью с “крутыми” активационными участками в области 77–300 К. Последнее позволяло в процессе отжига легко отмечать небольшие изменения удельного сопротивления  $\rho(1/T)$  и коэффициента Холла  $R_H(1/T)$ . После отжига при  $T_{отж} > 190^\circ\text{C}$  наблюдалась область примесного истощения (“полка” на тем-

пературной зависимости  $R_H$ ) и инверсия типа проводимости ( $p \leftrightarrow n$ ) вблизи комнатных температур. Было установлено, что УЗ-обработка исходных образцов НТЛ-Ge при температурах 20–90°C не влияла на холловские характеристики. Отжиг при  $T_{отж}=130...190^\circ\text{C}$  уже приводил к заметным их изменениям.

На рис. 2 представлены температурные зависимости электрофизических параметров образцов НТЛ-Ge на различных этапах отжига. При соответственном сопоставлении кривых 2 и 4 с кривыми 3 и 5 видно, что дополнительное УЗ-воздействие приводит к более значительному уменьшению наклона активационного участка  $R_H(1/T)$  по сравнению с образцом, отжигавшимся без УЗ-поля (рис. 2, а). Существенные отличия наблюдаются также и для температурных зависимостей удельного сопротивления  $\rho$  и подвижности  $\mu_H$ . Для сопоставления с экспериментом на рис. 2, в приведена теоретическая зависимость  $\mu_H$  (с учетом основных механизмов рассеяния носителей в  $p$ -Ge) [12].

На рис. 3 представлены изменения  $R_H$  и  $\mu_H$  в НТЛ-Ge в зависимости от температуры отжига  $T_{отж}$ . Отчетливо видно, что с отжигом до температуры  $T_{отж} \approx 300^\circ\text{C}$  наблюдается монотонное уменьшение  $R_H$  и возрастание  $\mu_H$ , причем кривые для образцов, отжигавшихся с УЗ, сдвинуты в область низких температур. Поскольку при выбранной температуре измерения  $T \approx 90$  К пре-

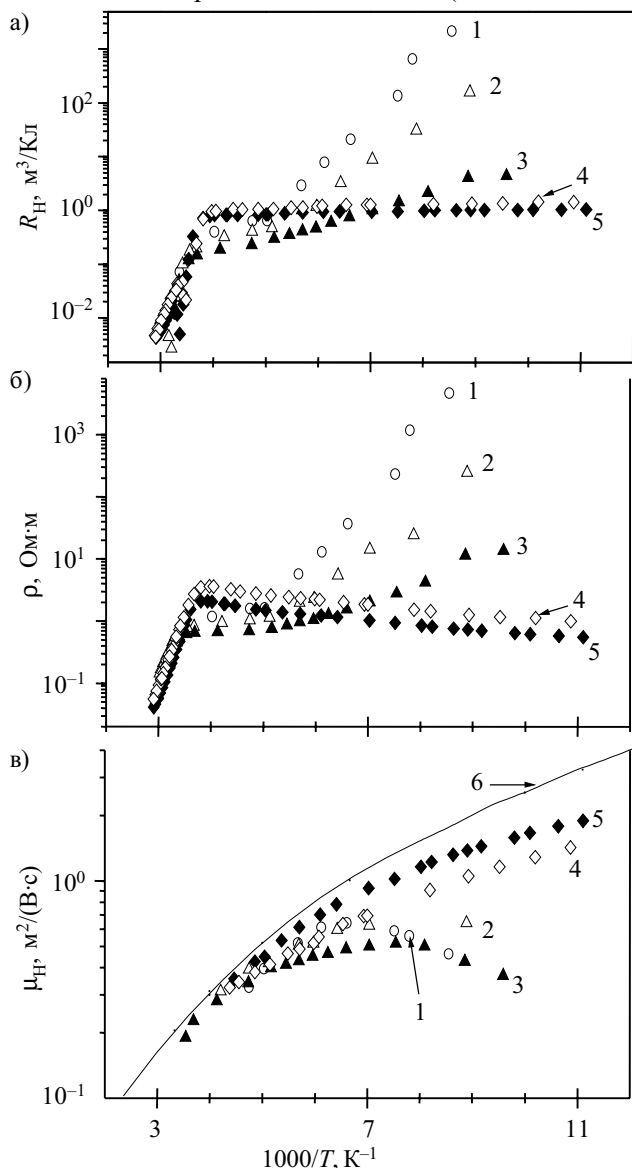


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента Холла (а), удельного сопротивления (б) и холловской подвижности дырок (в) на различных этапах изохронного отжига: 1 — исходный образец; 2, 3 —  $T_{отж}=130^\circ\text{C}$ ; 4, 5 —  $300^\circ\text{C}$ ; 6 — теоретическая зависимость подвижности дырок; 2 и 4 — отжиг без УЗ; 3, 5 — отжиг с УЗ

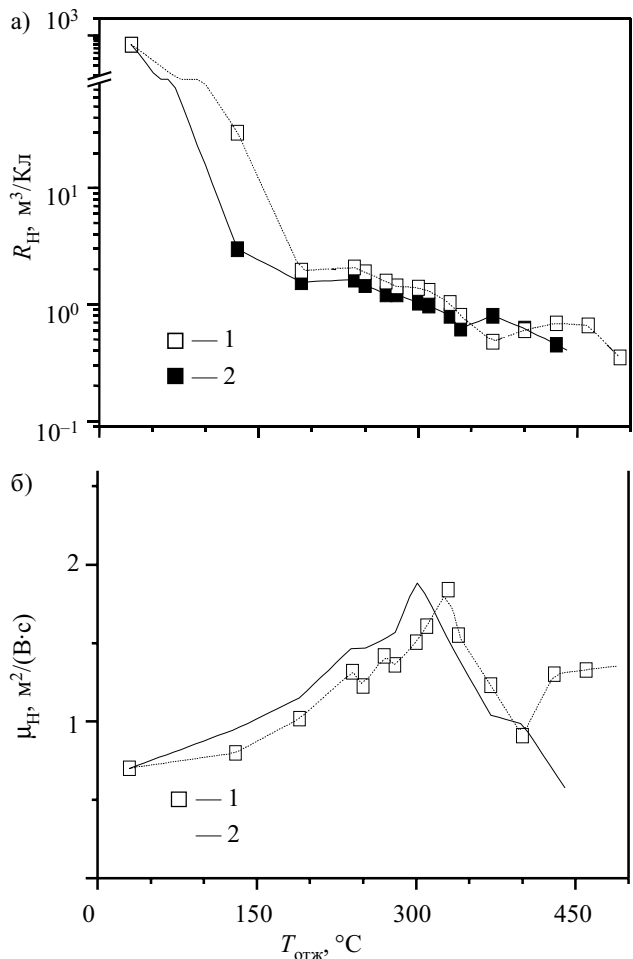


Рис. 3. Зависимости от температуры отжига коэффициента Холла (а) и подвижности дырок (б): 1 — отжиг без УЗ; 2 — отжиг с УЗ

обладающим механизмом является рассеяние на дефектах и ионизированных примесях [12], с отжигом радиационных дефектов (РД) наблюдается рост  $\mu_H$  (рис. 3, б). В свою очередь, некоторое уменьшение  $\mu_H$  при  $T_{отж} > 300^\circ\text{C}$  связано, по-видимому, с дополнительным рассеянием носителей на образующихся в этой области температур термодефектах, а увеличение концентрации дырок при этом свидетельствует, что эти термодефекты преимущественно акцепторного типа. Можно полагать, что, наряду с объемными процессами образования термодефектов, возможны и процессы, связанные с неконтролируемой диффузией посторонних примесей с поверхности образца в объем.

Рассмотрим основные процессы преобразования РД в кристаллах Ge. Отжигу РД в Ge посвящено множество работ [14–17]. Обычно отжиг связывают с диффузией точечных дефектов, приводящей к их частичному или полному исчезновению. При повышении температуры точечные дефекты становятся более подвижными, они мигрируют к ловушкам (поверхности, границы зерен и т. д.), рекомбинируют друг с другом (например, междоузельный атом рекомбинирует с вакансией) или образуют новые дефекты, объединяясь между собой или с дефектами другого типа или примесями. При этом сложные дефекты диссоциируют. Термодинамические движущие силы при отжиге приближают концентрации неравновесных дефектов к их равновесному значению [18].

В облученном германии определяющую роль как в образовании РД, так и в их отжиге, играет дефектно-примесный механизм взаимодействия [7, 14]. В Ge *n*-типа при нейтронном облучении образуются РД, в основном, акцепторного типа. За счет перекомпенсации уменьшается концентрация электронов и наблюдается  $n \rightarrow p$ -конверсия знака  $R_H$ , при этом за счет увеличения рассеяния носителей на областях упругих напряжений вблизи дефектов уменьшается и  $\mu_H$ . Основным процессом дефектообразования является взаимодействие подвижных собственных дефектов с донорами V группы — захват вакансии атомами Sb. Положение такого составного дефекта зависит от типа примеси, а температура отжига определяется ковалентным радиусом примесного атома и концентрацией легирующей примеси. Если в кристалле Ge, кроме примесей V группы, присутствует достаточное количество атомов Si и O, то, помимо вышеупомянутых дефектов, образуются также акцепторные комплексы (Ge<sub>1</sub>—Si<sub>3</sub>) с  $E_V+0,34$  эВ и комплексы, содержащие кислород, с  $E_V+0,27$  эВ,  $E_V+0,3$  эВ [7, 14].

Существует несколько подходов к разделению полного цикла отжига РД в Ge на этапы. Авторы [14] наблюдали две стадии отжига Ge, облученного  $\gamma$ -квантами:

- 1) при  $T_{отж} \approx 160^\circ\text{C}$  отжигается донорный дефект (Sb+V) с  $E=E_C-0,21$  эВ;
- 2) при  $T_{отж} \approx 260^\circ\text{C}$  отжигается акцепторный дефект (Sb+V<sub>2</sub>) с  $E=E_V+0,16$  эВ.

В нейтронно-легированном Ge отжиг РД можно разбить также на две стадии:

- 1) до  $T_{отж} < 150^\circ\text{C}$  над процессом исчезновения дефектов превалирует процесс образования комплек-

сов из простейших дефектов, входящих в состав упорядоченных областей;

2) в дальнейшем, при  $150^\circ\text{C} < T_{отж} < 350^\circ\text{C}$ , происходит распад образованных комплексов и начинается генерация термодефектов [15].

При отжиге, наряду с распадом РД, происходит электрическая активация трансмутационно введенных примесей, которые могут быть неактивными, находясь в междоузельном состоянии или связанными в электрически неактивные дефекты.

Рассмотрим зависимость концентрации носителей  $p=(N_a-N_d)$  НТЛ-Ge от  $T_{отж}$ , которая приведена на рис. 4 (расчет выполнен для температур  $T=200...250$  К). Как видно, для образцов, отжигавшихся вне УЗ-поля и в нем, наблюдались несколько стадий отжига.

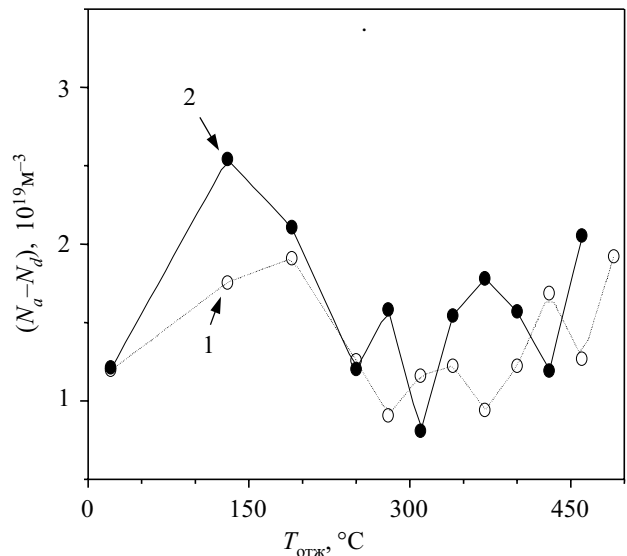


Рис. 4. Зависимость концентрации дырок  $p=(N_a-N_d)$  от температуры отжига  $T_{отж}$ :  
1 — контрольный образец; 2 — образец, отжигавшийся с ультразвуком

Так, до  $T_{отж} \approx 180^\circ\text{C}$  наблюдается увеличение  $p=(N_a-N_d)$ . Механизм отжига на этом этапе определяется не единственным процессом. Наряду с образованием многовакансионных комплексов, создающих глубокие акцепторные уровни [14, 15], иным механизмом обратного отжига при  $T_{отж} = 120...180^\circ\text{C}$  может быть отжиг компенсирующего донорного уровня. Вероятность такого процесса подтверждается результатами работы [16], где показано, что отжиг подобных нашим образцов НТЛ-Ge при температуре  $125^\circ\text{C}$  ведет к разрушению донорного центра (предположительно, дивакансии) с энергией  $E_C-0,17$  эВ. Кроме того, на этой стадии отжига образуются многовакансионные комплексы, которые разрушаются в процессе прямого отжига.

В нашем случае данная стадия для контрольного образца (кривая 1 на рис. 4) соответствует  $T_{отж} = 180...300^\circ\text{C}$ , а для образца, что отжигался в УЗ-поле,  $T_{отж} = 140...250^\circ\text{C}$  (кривая 2). При отжиге в диапазоне температур  $T_{отж} = 180...300^\circ\text{C}$   $p=(N_a-N_d)$  уменьшается, т. е. уже происходит прямой отжиг дефектов. При этом увеличивается  $\mu_H$  (см. рис. 2, в), что связано,

по-видимому, с уменьшением общего числа рассеивающих центров — распад кластеров [19].

При  $T_{отж} > 300^\circ\text{C}$  наблюдается несколько максимумов как для  $p(T_{отж})$ , так и для  $\mu_n(T_{отж})$ , что, видимо, соответствует образованию новых термодефектов. Для образцов, отжигавшихся в УЗ-поле, наблюдается сдвиг кривой отжига на 40...60°C в сторону низких температур. Исходя из такой зависимости  $p(T_{отж})$  и учитывая положение максимума  $\mu_n(T_{отж})$  при  $T_{отж} \approx 300^\circ\text{C}$  (см. рис. 3, б), можно полагать, что полный отжиг РД достигается как раз вблизи этой температуры. В результате полного отжига РД все трансмутационно введенные примеси электрически активируются, восстанавливаются в узлах решетки германия.

На этапе полного отжига РД можно определить их концентрацию. Известно, что вследствие НТЛ в Ge происходят ядерные реакции легирования и преобразования трех изотопов, которые наиболее присущи природному германию (с относительным содержанием изотопов  $^{70}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Ge}$  и  $^{76}\text{Ge}$  20,7, 36,4 и 7,7%, соответственно). В результате образуются примеси Ga, As, Se. Концентрация трансмутационно введенной примеси рассчитывается по формуле  $N = \alpha \Phi$ , где  $\Phi$  — плотность потока медленных нейтронов,  $\alpha$  (для Ga) =  $3,14 \cdot 10^{-2}$ ,  $\alpha(\text{Se}) = 5 \cdot 10^{-4}$ ,  $\alpha(\text{As}) = 0,62 \cdot 10^{-2}$  [20].

Для плотности потока  $\Phi = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , которым облучались исследуемые образцы Ge, находим:  $N_{\text{Ga}} = 3,77 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_{\text{As}} = 0,74 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_{\text{Se}} = 0,07 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Примеси Ga и Se — акцепторы, а As — донор. Если принять, что исходная концентрация легирующей примеси Sb составляет примерно  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , то количество нескомпенсированных дефектов (в предположении, что все примеси однозарядны) должно быть:  $(N_a - N_d)_{\text{расч}} = N_{\text{Ga}} + N_{\text{Se}} - N_{\text{Sb}} - N_{\text{As}} = 1,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Как видно из рис. 4, минимальное значение  $(N_a - N_d)_{\text{эксп}} \approx 0,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , что близко к  $(N_a - N_d)_{\text{расч}}$ .

### Выводы

Предложенная в данной работе методика отжига полупроводниковых кристаллов при одновременном воздействии ультразвука позволяет проводить исследования в интервале температур отжига до 400°C. При повышении  $T_{отж} > 400^\circ\text{C}$  из-за увеличения акустических потерь в буферах и выжигания акустической смазки происходит значительное ослабление звука.

Влияние УЗ на отжиг радиационных дефектов в нейтронно-легированном германии эквивалентно некоторому повышению температуры, и механизм ультразвукового воздействия сводится, в основном, к ускорению диффузии точечных дефектов. Причем это происходит как за счет снижения энергии активации диффузионного процесса, так и за счет повышения при этом концентрации неравновесных дефектов вакансионной природы.

### ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов Л. С., Соловьев С. П., Стась В. Ф., Харченко В. А. Легирование полупроводников методом ядерных реакций / Под ред. Л. С. Смирнова.—Новосибирск: Наука.— 1981.
2. Бакай А. С., Лозинский И. П. Влияние звука на диффузию атомов примеси внедрения в твердом теле // ФТТ.— 1986.— Т. 28, № 8.— С. 2455—2457.
3. Pavlovich V. N. Enhanced diffusion of impurities in crystals in conditions of ultrasonic and radiative excitation of the crystal lattice // Phys. Stat. Sol. (b).— 1993.— Vol. 180.— P. 97—102.
4. Абрамов О. В., Горелик С. С. Влияние ультразвуковой обработки на диффузию сурьмы в германии // ФТТ.— 1968.— Т. 10, № 8.— С. 2514—2516.
5. Olikh Ya. M., Tartachnik V. P., Vernidub R. M. Thermoacoustic annealing of radiation-induced defects in the indium phosphide crystals / Extended Abstracts V Conf. Acoustoelectronics-91.— Varna.— 1991.— P. 95—96.
6. Олих Я. М., Карась Н. И. О влиянии ультразвука на отжиг радиационных дефектов в нейтронно-легированном германии // ФТП.— 1996.— Т. 30, № 8.— С. 1455—1459.
7. Карась М. І. Дослідження впливу радіаційних дефектів на електричні властивості нейтронно-легованого германію / Автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук.— Київ.— 2000.
8. Ермолаев О. П. Электрическая активность примесей в трансмутационно легированном германии // ФТП.— 1994.— Т. 28, № 11.— С. 2021—2029.
9. Ультразвук. Малая энциклопедия.—М.: Сов. энциклопедия, 1979.
10. Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования.— М.: Радио и связь, 1990.
11. Beer Albert C. Galvanomagnetic effects in semiconductors // Phys. Stat. Sol. (Suppl. 4).— New York and London: Academic Press, 1963.
12. Brawn D. M., Bray R. Analysis of lattice and ionized impurity scattering in p-type germanium // Phys. Rev.— 1962.— Vol. 127, N 5.— P. 1593—1602.
13. Алексеенко М. В., Андреев А. Г., Забродский А. Г., Попов В. В. Экспериментальное определение холл-фактора в сложной валентной зоне p-Ge // ФТП.— 1988.— Т. 22, № 1.— С. 140—143.
14. Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках.— М.: Радио и связь, 1981.
15. Коноплева Р. Ф., Новиков С. Р., Рубинова Э. Э. и др. Процессы отжига в n-Ge, облученном протонами // ФТП.— 1970.— Т. 4, № 8.— С. 1517—1523.
16. Fukuoka N., Saito H. Defects in neutron-transmutation-doped germanium // Jpn. J. Appl. Phys.— 1984.— Vol. 23, N 2.— P. 203—206.
17. Nagesh V., Farmer J. W. Study of irradiation-induced defects in germanium // J. Appl. Phys.— 1988.— Vol. 63, N 5.— P. 1549—1553.
18. Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты.— М.: Мир, 1985.
19. Баранский П. И., Беляев А. Е., Комирченко С. М., Шевченко Н. В. Механизм изменения подвижности носителей заряда при ультразвуковой обработке полупроводниковых твердых растворов // ФТТ.— 1990.— Т. 32, № 7.— С. 2159—2161.
20. Беда А. Г., Вайнберг В. В., Воробкало Ф. М., Зарубин Л. И. Определение степени компенсации в трансмутационно легированном германии // ФТП.— 1981.— Т. 15, № 8.— С. 1546—1549.

К. т. н. Н. М. ВАКИВ

Украина, г. Львов, Научно-производственное предприятие "Карат"  
E-mail: vakiv@ipm.lviv.uaДата поступления в редакцию  
28.01.2004 г.Оппонент д. ф.-м. н. Д. М. ЗАЯЧУК  
(НУ "Львовская политехника", г. Львов)

## ДЕГРАДАЦИОННЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ТОПОЛОГИЧЕСКИ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ: 3. БИМОЛЕКУЛЯРНАЯ КИНЕТИКА ЗАТУХАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ХСП

*Решение задачи способствует созданию функциональных материалов электронной техники с наперед заданными и стабильными эксплуатационными свойствами.*

Бимолекулярная релаксационная функция (РФ)  $M_{\eta}(t)$ , выражаемая зависимостью контролируемого релаксационного параметра  $\eta$  от времени  $t$  в виде

$$M_{\eta}(t) = \frac{\eta_t - \eta_{\infty}}{\eta_0 - \eta_{\infty}} = \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-1}, \quad (1)$$

где  $\eta_0$  — начальная амплитуда релаксационного параметра (при  $t=0$ );

$\eta_{\infty}$  — конечная амплитуда релаксационного параметра (при  $t \rightarrow \infty$ );

$\tau$  — некоторая постоянная времени, зависящая от материала,

является довольно распространенной для описания кинетики различных деградационных процессов в топологически разупорядоченных твердых телах. Более строго она вводится как решение общего дифференциального уравнения деградации в виде [1—4]

$$\frac{d\eta}{dt} = -\lambda\eta^{\alpha}t^{\beta} \quad (2)$$

при  $\alpha=2$  и  $\beta=0$ , т. е. в условиях независимости скорости изменения релаксационного параметра  $\eta$  от времени, однако, в отличие от мономолекулярной РФ, скорость релаксации  $\frac{d\eta}{dt}$  пропорциональна не первой, а второй степени интенсивности  $\eta$ .

Такой характер кинетики характерен для релаксационных процессов, определяемых рекомбинацией специфических дефектных центров противоположной природы — вакансий и атомов-внедрений, электронов и дырок, сверх- и недокоординированных узлов и т. п. В качестве примера можно привести кинетику затухания пострадиационных эффектов в стеклообразных материалах, т. е. временную зависимость изменений их свойств (например, оптического поглощения), индуцированных радиационным воздействием.

Так, в частности, ранее установлено, что под действием высокоэнергетического  $\gamma$ -облучения радионуклида  $^{60}\text{Co}$  или ускоренных электронов с энергией свыше 1 МэВ край собственного оптического поглощения халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) сдвигается в длинноволновую область

спектра вследствие соответствующего уменьшения ширины запрещенной псевдощели [5]. Эти изменения нестабильны во времени после прекращения облучения, постепенно угасая в нормальных условиях в течение 2—3 месяцев до некоторого остаточного значения, зависящего, главным образом, от химического состава стекол [2—4]. Такие эффекты принято называть динамическими, в отличие от статических, сохраняющихся в  $\gamma$ -облученных образцах ХСП на протяжении довольно длительного времени (не менее 3—5 лет).

К стандартной бимолекулярной кинетике можно свести также степенную зависимость роста концентрации радиационно-индуцированных дефектов от поглощенной дозы и дробно-экспоненциальную зависимость пострадиационного ослабления затухания в оптических волноводах на основе легированных силикатных стекол [6]. Для этого экспериментально наблюдаемые кинетические кривые рассматриваются как результат совместного вклада нескольких независимых составляющих, каждая из которых отображает вклад определенного типа дефектов. Как известно, бимолекулярная РФ описывает также кинетику затухания фотопроводимости в твердых телах при достаточно низких температурах (модель Вайзера) [7].

Цель настоящей работы — проанализировать композиционные особенности бимолекулярной кинетики затухания радиационно-оптических свойств ХСП стехиометрических и нестехиометрических тернарных систем, определяемых значением среднего координационного числа  $Z$ , т. е. количеством ковалентных химических связей на один атом формульной единицы:

$(\text{As}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{1-x}$  при  $x=0,1$  ( $Z=2,63$ ),  $x=0,2$  ( $Z=2,59$ ),  $x=0,4$  ( $Z=2,53$ ),  $x=0,6$  ( $Z=2,48$ );

$(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{1-x}$  при  $x=0,1$  ( $Z=2,63$ ),  $x=0,2$  ( $Z=2,59$ ),  $x=0,3$  ( $Z=2,55$ ),  $x=0,4$  ( $Z=2,53$ );

$(\text{As}_2\text{S}_3)_x(\text{Ge}_2\text{S}_3)_{1-x}$  при  $x=0,1$  ( $Z=2,76$ ),  $x=0,2$  ( $Z=2,72$ ),  $x=0,4$  ( $Z=2,64$ ),  $x=0,8$  ( $Z=2,48$ ).

Для ХСП нестехиометрической системы  $(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{Ge}_2\text{S}_3)_{1-x}$  соответствующие исследования не проводились в силу малости радиационно-индуцированных эффектов.

В качестве дополнительных параметров структурно-химической характеристики исследуемых образцов ХСП использовали величину атомной компактности  $\delta$  [8, 9]

$$\delta = \frac{\sum_i \mu_i x_i}{V_a} - 1 = -\frac{V_o^\Sigma}{V_a}, \quad (3)$$

а также величину свободного объема  $V_o^A$ , приходящегося на один атом стеклообразующего каркаса ХСП.

Здесь  $x_i$ ,  $\mu_i$ ,  $\rho_i$  — атомная доля, атомная масса и плотность  $i$ -го элемента стеклообразующего каркаса ХСП, соответственно;

$V_a$  — средний молярный объем, рассчитанный как отношение молярного веса  $M$  к экспериментальному значению плотности  $\rho$  ХСП;

$V_o^\Sigma$  — средний свободный объем на один моль вещества —

$$V_o^\Sigma = V_a - \sum_i \frac{\mu_i x_i}{\rho_i}.$$

Эти параметры рассчитывали на основании данных об основных физико-химических свойствах ХСП исследуемых систем, а также их элементарных компонентов [10].

Образцы ХСП облучали  $\gamma$ -квантами в нормальных условиях стационарного радиационного поля, созданного концентрически установленными источниками радионуклида  $^{60}\text{Co}$  (средняя энергия — 1,25 МэВ) при суммарных поглощенных дозах, обеспечивающих максимальный эффект длинноволнового сдвига края фундаментального оптического поглощения, т. е. 1—3 МГй. Мощность поглощенной дозы при этом выбиралась на уровне нескольких Гй/с, так что общая длительность процесса радиационной обработки составляла от двух до шести недель.

В качестве контролируемого релаксационного параметра  $\eta$  использовали величину  $\Delta\alpha/\alpha_o$ , где  $\Delta\alpha$  — прирост коэффициента оптического поглощения в результате  $\gamma$ -облучения, а  $\alpha_o$  — коэффициент оптического поглощения необлученного образца ХСП. Аналитическое описание пострадиационных деградиационных превращений проводили для максимального значения  $\Delta\alpha/\alpha_o$ , наблюдаемого в области края фундаментального оптического поглощения, т. е.  $\eta = (\Delta\alpha/\alpha_o)_{\text{max}}$ .

Поскольку на микроструктурном уровне радиационно-индуцированные изменения оптических свойств ХСП вызваны возникновением специфических дефектов с нарушенной атомной координацией (так называемых пар противоположно заряженных аномально координированных атомов [5]), то, очевидно, именно их концентрацию следует связать с количественным значением контролируемого релаксационного параметра  $\eta$ . Аннигиляция этих дефектов в  $\gamma$ -облученных ХСП после прекращения радиационного воздействия соответствует, собственно говоря, динамической составляющей наблюдаемых изменений.

В таблице приведены значения параметров  $\eta_o$  и  $\tau$  бимолекулярной РФ, используемой для описания кинетики затухания радиационно-индуцированных оптических свойств исследуемых ХСП.

Как видно, композиционные зависимости параметров бимолекулярной РФ для ХСП стехиометрических систем  $(\text{As}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{1-x}$  и  $(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{1-x}$  носят плавный, монотонный характер. Несмотря на то, что

Значения параметров  $\eta_o$  и  $\tau$  бимолекулярной РФ

x	Параметры структурно-химической характеристики ХСП			Параметры бимолекулярной РФ	
	Z	$\delta$ , %	$V_o^A$ , Å <sup>3</sup>	$\eta_o$ , отн.ед.	$\tau$ , мкс
$(\text{As}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{1-x}$					
0,1	2,63	-11,4	3,16	0,36	112,7
0,2	2,59	-7,4	1,96	0,39	94,3
0,4	2,53	-6,7	1,73	0,43	73,7
0,6	2,48	-6,6	1,72	0,47	39,0
$(\text{As}_2\text{S}_3)_x(\text{Ge}_2\text{S}_3)_{1-x}$					
0,1	2,76	-7,4	1,97	0,54	20,0
0,2	2,72	-8,8	2,35	0,59	34,1
0,4	2,64	-9,2	2,46	0,43	54,1
0,8	2,48	-6,8	1,76	0,30	23,4
$(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{1-x}$					
0,1	2,63	-8,78	2,42	0,72	197,5
0,2	2,59	-6,94	1,91	0,42	130,5
0,3	2,55	-4,70	1,28	0,28	126,6
0,4	2,53	-3,54	0,96	0,09	72,1

начальная амплитуда релаксационного параметра  $\eta_o$  увеличивается по мере возрастания  $Z$  для стекол  $(\text{As}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{1-x}$  и уменьшается для стекол  $(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{1-x}$ , постоянная времени  $\tau$  при этом уменьшается в обоих случаях.

В то же время для ХСП нестехиометрической системы  $(\text{As}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{1-x}$  наблюдается несколько иная картина, а именно, по мере нарастания пространственной размерности или среднего координационного числа  $Z$  стеклообразующей матрицы, в частности, при переходе от 2D- ( $Z < 2,67$ ) до 3D-составов ( $Z > 2,67$ ), параметры РФ претерпевают ряд аномалий в точке предполагаемого фазового перехода  $Z=2,67$ . Так, например, в этой точке для постоянной времени  $\tau$  наблюдается резкий максимум, в то время как для начальной амплитуды релаксационного параметра  $\eta_o$  этот максимум менее выражен. Иными словами, в точке фазового перехода  $Z=2,67$  наблюдается аномальное поведение параметров бимолекулярной РФ, описывающей пострадиационные эффекты в ХСП, подобно тому, как это характерно и для целого ряда других их физико-химических свойств [11—15]. Проанализируем эту особенность ХСП более детально.

Как известно, в топологически-разупорядоченных твердых телах, в т. ч. и в ХСП, существует возможность стабилизации структурного каркаса различной размерности — 1D (цепочечный или одномерный), 2D (слоистый или двухмерный) и 3D (пространственно-разветвленный или трехмерный) [16]. Поэтому эффекты химического состава и стехиометрии в ХСП нередко проявляются именно через размерность стеклообразующей матрицы. Другими словами, при изменении состава ХСП возможны некоторые фазовые переходы химического или структурно-топологического происхождения.

Один из таких переходов — структурный фазовый переход 1D—2D — наблюдается при  $Z=2,4$  (его еще часто называют механическим «floppy-to-rigid» фазовым переходом второго рода) [17, 18]. Он соответствует переходу от цепочечного строения к такому размещению атомов в стеклообразующем каркасе ХСП, при котором достигается его максимальная

жесткость. Предполагается, что в этом случае среднее количество ограничений по механическим степеням свободы на один атом системы приближается к 3. Когда в атомной системе существует меньшее число ограничений — она некоординирована, а когда большее — перекоординирована.

Данный подход К. Танака попытался применить к более сложному в структурном отношении ХСП, обладающим смешанным  $2D$ — $3D$ -типом структуры [19]. В частности, допускалось, что при  $Z < 2,67$  существует квазислоистая  $2D$ -структура стекла, которая при  $Z > 2,67$  жестко фиксируется и переходит в трехмерную  $3D$ -сетку. Однако версия о топологическом характере фазового перехода в точке  $Z = 2,67$ , аналогичного по своему происхождению  $1D$ — $2D$  механическому «floppy-to-rigid» фазовому переходу при  $Z = 2,4$ , была впоследствии признана ошибочной [20].

Таким образом, несмотря на многочисленные экспериментальные доказательства концентрационных аномалий физико-химических свойств ХСП в окрестности вышеуказанной «магической» точки  $Z = 2,67$  [11—15], природа соответствующего фазового перехода все еще до конца не выяснена. Как возможному альтернативному объяснению одни авторы отдают предпочтение химическому происхождению данной аномалии, связывая ее с образованием соответствующих халькогенсодержащих соединений атомов четвертой группы Периодической системы в структуре многокомпонентных ХСП [14, 15], другие же допускают возможность фазового или микрофазового расслоения в этой точке [21].

Хорошо известно, что основными структурными единицами, образующими ХСП тернарных систем  $As-S-Ge$  и  $Sb-S-Ge$ , являются квазидвухразмерные ( $2D$ ) пирамидальные комплексы  $AsS_{3/2}$  или  $SbS_{3/2}$ , а также пространственно-разветвленные ( $3D$ ) тетраэдрические комплексы  $GeS_{4/2}$  [10]. При вариации химического состава ХСП в пределах обеих систем среднее координационное число  $Z$  изменяется от 2,4 до 2,67, т. е. область исследуемых составов лежит вне возможных фазовых переходов  $1D$ — $2D$  или  $2D$ — $3D$ . Высокая насыщенность ковалентных химических связей пирамид  $SbS_{3/2}$  ослабляет эффекты радиационного дефектообразования в ХСП системы  $(Sb_2S_3)_x(GeS_2)_{1-x}$ , в то время как в системе  $(As_2S_3)_x(GeS_2)_{1-x}$  обе составляющие ( $As$ - и  $Ge$ -содержащие) чувствительны к  $\gamma$ -облучению.

Этим и обусловлена существенная разница в характере композиционной зависимости параметра  $\eta_0$  для стекол  $(As_2S_3)_x(GeS_2)_{1-x}$  и  $(Sb_2S_3)_x(GeS_2)_{1-x}$  при сохранении общей тенденции изменения постоянной времени  $\tau$  (см. табл.). Другими словами, продолжительность динамической составляющей радиационно-оптических свойств ХСП указанных систем увеличивается по мере повышения пространственной размерности стеклообразующего каркаса или среднего координационного числа  $Z$ , несмотря на амплитуду наблюдаемых изменений.

Необходимо также отметить, что монотонный характер изменения параметров бимолекулярной РФ, описывающей пострадиационные эффекты в исследуемых ХСП стехиометрических тернарных систем

$As_2S_3-GeS_2$  и  $Sb_2S_3-GeS_2$ , соответствует монотонному характеру композиционных зависимостей атомной компактности  $\delta$  и свободного объема, приходящегося на один атом стеклообразующего каркаса,  $V_o^A$ . В отношении абсолютного значения постоянной времени обращает на себя внимание факт более высоких  $\tau$  в  $Sb$ -содержащих ХСП по сравнению с  $As$ -содержащими, хотя величины атомной компактности  $\delta$  и свободного объема  $V_o^A$  для этих стекол находятся в ином соотношении (см. табл.).

Следовательно, продолжительность релаксационного процесса затухания радиационно-оптических свойств ХСП определяется не только характером построения стеклообразующего каркаса, но также и природой соответствующих атомов, формирующих этот каркас. Металлизация химических связей ХСП за счет замены атомов  $As$  атомами  $Sb$  в пределах рассматриваемых псевдобинарных разрезов замедляет длительность процесса установления конечного структурного состояния, модифицированного высокоэнергетическим радиационным воздействием.

При переходе через точку предполагаемого  $2D$ — $3D$  фазового перехода  $Z = 2,67$  в пределах нестехиометрической тернарной системы  $(As_2S_3)_x(Ge_2S_3)_{1-x}$  характер наблюдаемых процессов существенно изменяется. Минимальная компактность  $\delta$  стеклообразующего каркаса при максимальном значении атомного объема  $V_o^A$  в этой точке [22] способствует более длительному течению пострадиационных релаксационных процессов, что, в свою очередь, отражается в увеличении постоянной времени  $\tau$  (см. табл.). Сама же величина радиационно-индуцированных изменений, будучи зависимой от концентрации созданных координационных дефектов, при этом увеличивается, достигая максимума в этой же области составов ХСП.

Композиционной немонотонности параметров бимолекулярной РФ способствует также аномальный характер распределения ковалентных химических связей ХСП в пределах нестехиометрической тернарной системы  $(As_2S_3)_x(Ge_2S_3)_{1-x}$  [23].

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Вакив Н. М., Балицкая В. А., Шпотюк О. И., Буткевич Б. Деградиационные превращения в топологически разупорядоченных твердых телах: 1. Математические модели кинетики // ТКЭА. — 2003. — № 4. — С. 61—64.
2. Балицкая В. О., Буткевич Б., Вакив М. М., Шпотюк О. И. Релаксация радиационно-индуцированного поглощения в стеклообразных полупроводниках на основе сульфидов мышьяка и германия // Вестн. нац. ун-та «Львовская политехника». — 2000. — № 393. — С. 144—152.
3. Вакив Н. М. Моделирование деградации радиационно-оптических свойств халькогенидных стеклообразных полупроводников // ТКЭА. — 2000. — № 5—6. — С. 52—57.
4. Balitska V., Filipecki J., Shpotyuk O. et al. Dynamic radiation-induced effects in chalcogenide vitreous compounds // J. Non-Cryst. Solids. — 2001. — Vol. 287. — P. 216—221.
5. Shpotyuk O. I., Golovchak R. Ya., Kovalskiy A. P. et al. Radiation optical effects in  $As_2S_3-GeS_2$  semiconducting glasses // Phys. Chem. Glasses. — 2001. — Vol. 42, N 2. — P. 95—98.
6. Griscom D. L., Gingerich M. E., Friebele E. J. Radiation-induced defects in glasses: origin of power-law dependences of concentration on dose // Phys. Rev. Letters. — 1993. — Vol. 71, N 7. — P. 1019—1022.

7. Аморфные полупроводники / Под ред. М. Бродски.— М.: Мир, 1982.

8. Chapnik I. Atomic volume and semiconducting properties in pnictides and chalcogenides of non-transition elements // J. Mat. Sci. Lett.— 1977.— N 12.— P. 422—425.

9. Тетерис Я. А., Рейнфельде М. Я. Объем грам-атома и фотоиндуцированные изменения оптических свойств образцов системы As-Se // Изв. АН СССР. Неорган. материалы.— 1986.— Т. 22, № 4.— С. 584—586.

10. Фельц А. Аморфные и стеклообразные неорганические твердые тела.— М.: Мир, 1986.

11. Skordeva E., Arsova D. A topological phase transition in ternary chalcogenide films // J. Non-Cryst. Solids.— 1995.— Vol. 192—193.— P. 665—668.

12. Savova E., Skordeva E., Vateva E. The topological phase transition in some Ge—Sb—S glasses and thin films // J. Phys. Chem. Solids.— 1994.— Vol. 55, N 7.— P. 575—578.

13. Arsova D., Skordeva E., Vateva E. Topological threshold in  $Ge_xAs_{40-x}Se_{60}$  glasses and thin films // Solid State Commun.— 1994.— Vol. 90, N 5.— P. 299—302.

14. Tichy L., Ticha H. On the chemical threshold in chalcogenide glasses // Mat. Letters.— 1994.— Vol. 21.— P. 313—319.

15. Tichy L., Ticha H. Is the chemical threshold in certain chalcogenide glasses responsible for the threshold at the mean

coordination number of approximately 2.7? // Phil. Mag. B.— 1999.— Vol. 79, N 2.— P. 373—380.

16. Zallen R. The physics of amorphous solids.— John Wiley and Sons. Inc., 1983.

17. Phillips J. C. Topology of covalent non-crystalline solids I: short-range order in chalcogenide alloys // J. Non-Cryst. Solids.— 1979.— Vol. 34.— P. 153—181.

18. Thorpe M., Cai J. Mechanical and vibrational properties of network structures // J. Non-Cryst. Solids.— 1989.— Vol. 114, N 1.— P. 19—24.

19. Tanaka K. Structure phase transitions in chalcogenide glasses // Phys. Rev. B.— 1989.— Vol. 39, N 2.— P. 1270—1279.

20. Thorpe M. F., Jacobs D. J., Djordjevic B. R. The structure and rigidity of network glasses / In: Insulating and Semiconducting Glasses / Ed. P. Boolchand.— Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2000.— P. 95—145.

21. Boolchand P., Grothaus J., Tenhaver M. et al. Structure of GeS glass: spectroscopic evidence for broken chemical order // Phys. Rev. B.— 1986.— Vol. 33, N 8.— P. 5421—5434.

22. Shpotyuk O. I., Kovalskiy A. P., Skordeva E. et al. Effect of gamma-irradiation on the optical properties of  $Ge_xAs_{40-x}S_{60}$  glasses // Physica B: Condens. Matter.— 1999.— Vol. 271.— P. 242—247.

23. Arsova D. Bond arrangement and optical band band in  $Ge_xAs_{40-x}S(Se)_{60}$  glasses and thin films // J. Phys. Chem. Solids.— 1996.— Vol. 57, N 9.— P. 1279—1283.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ

**Харрус П. УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБЫ И РОДСТВЕННЫЕ СТРУКТУРЫ. НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ XXI ВЕКА.— М.: Техносфера, 2003.— 400 с.**

Первая монография по углеродным нанотрубам. Интересна химикам, физикам, материаловедам и инженерам, работающим с углеродными материалами и фуллеренами.

Книга является прекрасным введением в новый мир нанотрубных структур, написана в ясной и сжатой форме с представлением богатого иллюстративного материала. В монографии рассмотрены методы приготовления, механизмы роста, технология и физика структур, нанокапсулы и трубы-нанотесты; механические свойства углеродных нанотруб, искривленные кристаллы, неорганические фуллерены и наностержни, углеродные луковички и сфероидальный углерод, перспективные направления исследований в данной области.

Редактор перевода добавил к каждой главе результаты основных работ за последние три года, особенно касающихся применений в электронике и новых методов приготовления структур.



в портфеле редакции

в портфеле редакции

➤ Некоторые аспекты применения термоэлектрических пленочных сенсоров. *Н. В. Капитанов, А. И. Копыл, С. И. Кособуцкий, В. В. Разиньков, А. И. Середюк* (Украина, г. Черновцы)

➤ Оценка производственных погрешностей тонкопленочных элементов. *В. Г. Спириин* (Россия, г. Арзамас)

➤ Приемник импульсной радиолокационной станции с модуляционной обработкой сигнала. *А. Г. Сорочан* (Украина, г. Донецк)

➤ Координатно-чувствительный фотоэлектромагнитный детектор ИК-излучения на основе HgCdTe. *О. А. Боднарук, Е. Д. Громко, А. В. Марков, С. Э. Остапов, И. М. Раренко, А. Г. Швец* (Украина, г. Черновцы)

➤ Компьютерное моделирование флуктуационных преобразований в полупроводниковых барьерах. *А. Г. Головки* (Украина, г. Херсон)

➤ Особенности технологии термоэлектрических модулей Пельтье повышенной надежности. *А. А. Ащеулов, Ю. Г. Добровольский, И. С. Романюк* (Украина, г. Черновцы)

➤ Спутниковая распределительная сеть информационного обеспечения как составляющая Национальной системы спутниковой связи. *И. В. Горбач, А. А. Макаров* (Украина, г. Киев)

➤ Проницаемые термоэлектрические охладители из ФГМ. *Л. Н. Вихор, Р. Г. Черкез* (Украина, г. Черновцы)

в портфеле редакции

в портфеле редакции

в портфеле редакции

в портфеле редакции

в портфеле редакции

Д. т. н. Е. А. НЕЛИН

Украина, НТУУ “Киевский политехнический институт”  
E-mail: ye\_nelin@rtf.ntu-kpi.kiev.ua

Дата поступления в редакцию  
09.02 2004 г.

Оппонент к. ф.-м. н. В. В. КОВАЛЬЧУК  
(ЮГПУ им. К. Д. Ушинского)

## УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

*Рассмотрены физико-технические особенности фотонных кристаллов. Представлен обзор конструкций и характеристик устройств на их основе.*

Физико-технические принципы формирования требуемых характеристик устройств электроники и микроэлектроники основаны на управлении движением электронов в кристаллической решетке твердого тела. По отношению к электронам как волнам де Бройля кристаллическая решетка представляет собой волновой фильтр [1]. В результате деструктивной и конструктивной интерференции волн, отраженных от отдельных неоднородностей, формируются, соответственно, полосы пропускания и подавления фильтра или разрешенные и запрещенные энергетические зоны в кристалле.

В последнее время интенсивно развиваются исследования искусственных периодических структур, аналогичных естественным кристаллам. Эти структуры составляют основу новых разнообразных интегральных устройств обработки сигналов, прежде всего, наноэлектронных. Из таких кристаллоподобных структур значительное развитие получили полупроводниковые сверхрешетки для электронов как волн де Бройля, фотонные кристаллы для электромагнитных волн, фоновые кристаллы для упругих волн. Частотная фильтрация в таких структурах с формированием зон запрещенных энергий для электронов, фотонных и фоновых запрещенных зон позволяет управлять прохождением волн, что обеспечивает значительные возможности в обработке сигналов.

За время, прошедшее после первой публикации по фотонным кристаллам (ФК) [2], выполнен большой объем фундаментальных и прикладных научно-исследовательских работ, позволивших решить базовые физические и конструктивно-технологические вопросы разработки устройств на основе ФК для систем оптической связи и передачи информации, лазерной техники, квантовых компьютеров. Обширная информация по ФК содержится в Интернете. На сайте [3], полностью посвященном ФК, сгруппированы ссылки на сайты с информацией по ФК.

**Ф**отонный кристалл для оптического диапазона представляет собой пространственную решетку с периодом порядка длины волны света с пространственно модулированным показателем пре-

ломления. Различают два основных типа трехмерных ФК, показанные на рис. 1. В первом случае (рис. 1, а) в узлах решетки ФК размещены одинаковые диэлектрические частицы, например, шары. Здесь  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — диэлектрическая проницаемость вне и внутри шаров, соответственно. Противоположное решение — периодически расположенные отверстия в диэлектрике. В этом случае (рис. 1, б) узлы решетки в диэлектрике с проницаемостью  $\epsilon_1$  связаны друг с другом стержнями с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$ .

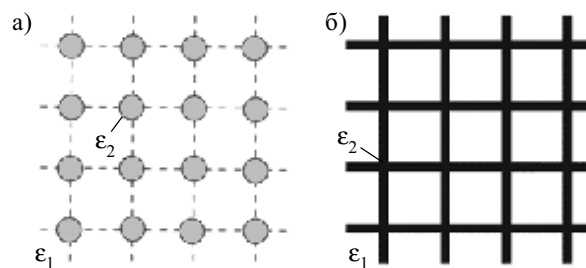


Рис. 1. Основные типы трехмерных ФК:

а — в узлах решетки ФК размещены диэлектрические частицы;  
б — узлы решетки связаны друг с другом стержнями

Помимо значения постоянной решетки, характеристики ФК определяются глубиной модуляции показателя преломления — оптическим контрастом, равным отношению показателей преломления элементов решетки и среды, в которой они размещены.

ФК могут быть одно-, двух- и трехмерными. К одномерным ФК относят давно используемые тонкопленочные оптические фильтры, а также планарные отражательные решетки интегральных устройств оптоэлектроники. Принципиальные особенности ФК и других кристаллоподобных структур проявляются в одномерном варианте.

Зонные свойства электронных и фотонных кристаллов определяются дисперсионной характеристикой  $\omega(k)$ , где  $\omega$  — круговая частота,  $k$  — волновое число. Эта характеристика определяет также и энергетическую зависимость  $E(k)$ , поскольку  $E = \hbar\omega$ ,  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  — постоянная Планка.

**Рис. 2** иллюстрирует зависимость  $E(k)$ , а также соответствие между электронными и фотонными запрещенными зонами. Здесь  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $n^*$  — эффективный показатель преломления, соответственно характеризующие влияние кристаллической решетки на движущийся в ее поле электрон и движущийся в ФК фотон.

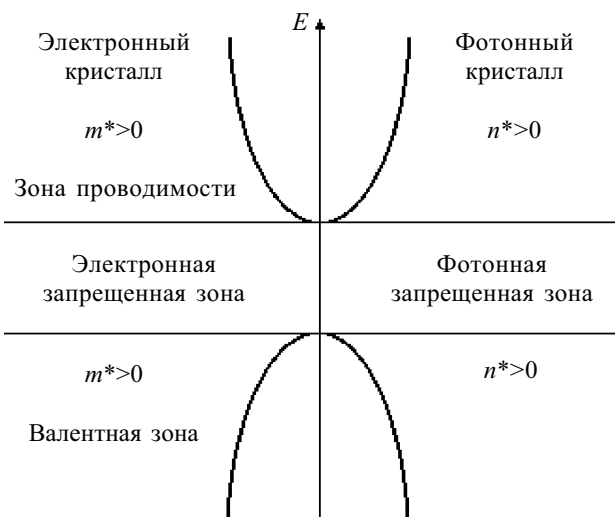


Рис. 2. Соответствие между электронными и фотонными зонами

На границах запрещенной зоны и в самой запрещенной зоне собственные функции кристалла — стоячие волны, так что волны с такими энергиями распространяться не могут. Внутри запрещенной зоны значение  $k$  мнимое.

Отрицательность  $m^*$  и  $n^*$  обусловлена значительным отражением, при котором амплитуда отраженной волны превышает амплитуду падающей. Электроны с отрицательной  $m^*$  (эти состояния расположены вблизи потолка зоны) соответствуют дыркам. Отрицательному  $n^*$  отвечает отрицательная рефракция — изменение направления распространения света на противоположное.

При  $n^* \gg \langle n \rangle$ , где  $\langle n \rangle$  — средний показатель преломления ФК, свет существенно замедляется. В двумерном ФК экспериментально достигнуто значение  $n^* > 90$ , что соответствует замедлению света приблизительно на два порядка [4].

В кристалле с нарушенным дальним порядком возникает андерсоновская локализация. Вследствие многократных отражений от неоднородностей и интерференции отраженных волн формируются стоячие волны, локализованные в ограниченной области кристалла. Высокая степень локализации фотонов чрезвычайно важна для различных устройств на основе ФК.

В дисперсии фотонов и электронов имеются два принципиальных различия: 1) линейный закон дисперсии свободных фотонов вместо параболического закона дисперсии свободных электронов; 2) существенная малость размера зоны Бриллюэна ФК, равная  $\pi/d$  ( $d$  — постоянная решетки), по сравнению с размером зоны Бриллюэна электронов в полупроводниках, т. е. период ФК приблизительно в  $10^3$  раз превышает постоянную кристаллической решетки.

Материалы с фотонными запрещенными зонами (ФЗЗ) аналогичны кристаллической решетке, однако имеют больший масштаб. Типичный пример — специальное стекло с цилиндрическими отверстиями, аналогичными атомам. Модификация такой структуры (например, заполнением части отверстий) приводит к эффектам, аналогичным легированию полупроводников.

Природными ФК являются опалы. ФК как многоэлементные структуры сформированы на цветных крыльях бабочек, на волосах морских мышей [5]. Во всех этих случаях ФЗЗ не полная: свет может распространяться лишь в некоторых направлениях.

Для полного подавления спонтанного излучения необходима полная ФЗЗ — всенаправленная зона с нулевой плотностью фотонных состояний. Такая идеализация применима для бесконечного кристалла с высоким оптическим контрастом во всех трех измерениях. Реальные структуры конечны, имеют ограниченный оптический контраст, обладают низкой, по сравнению со сферической, симметрией и имеют дефекты упаковки. Для всенаправленной зоны необходим контраст 2,5—3, чему в оптическом диапазоне частот удовлетворяет лишь очень ограниченный круг полупроводников. Кроме того, такой ФК должен обладать высокой симметрией упаковки для уменьшения дисперсии ФЗЗ в зависимости от направления.

Широкая ФЗЗ (относительно ее средней частоты) обеспечивает значительные оптические эффекты, например, высокую локализацию фотонов, что позволяет уменьшить размеры ФК и устройств на их основе, снизить чувствительность к искажающим эффектам. ФЗЗ образуется не для всех типов решеток, ее существование возможно в гранецентрированной кубической (ГЦК) решетке. Поскольку зона Бриллюэна ГЦК-структуры наиболее близка к сферической, то в ней повышается вероятность перекрытия запрещенных зон для всех направлений в кристалле. Это относится и к решетке алмаза, которая представляет собой комбинацию двух ГЦК-решеток, вдвинутых одна в другую.

В отличие от скалярной модели зонной структуры для электронов (в пренебрежении спина), векторная модель зонной структуры для электромагнитных волн приводит к существенно большим ограничениям в образовании запрещенных спектральных зон, в частности, к вырождению «валентной» зоны и зоны «проводимости» в точке  $W$  зоны Бриллюэна ГЦК-решетки со сферическими симметричными диэлектрическими «атомами». Из-за этого возникает только псевдощель, а не полная ФЗЗ. Чтобы снять это вырождение, необходимо использовать несферические «атомы».

Обратим внимание на существенное различие СВЧ- и оптических элементов [6]. Волноводные СВЧ-компоненты (например, металлические волноводы) — экранированные волноводы с жесткой локализацией волны за счет хорошо отражающих стенок. Оптические волноводы относятся к открытым (неэкранированным). Локализация поля в оптических волноводах обычно обусловлена явлением полного внутреннего отражения. По этой причине потери излучения — критическая проблема при конструировании компонентов оптических интегральных схем. Использование металлических отражателей в оптическом диапазоне невозможно вследствие больших потерь в металле. Идеальный материал для оптических волноводов и резонаторов должен обладать малыми потерями, такими, как в диэлектрике, и отражательными свойствами металла. Таким критериям удовлетворяет фотонный кристалл.

К настоящему времени предложено большое число конструкций ФК. Впервые полная ФЗЗ была реализована экспериментально в микроволновом диапазоне на искусственной структуре с ГЦК-решеткой (рис. 3, а) [7]. Поверхность диэлектрика покрывается маской с треугольной решеткой дырок,

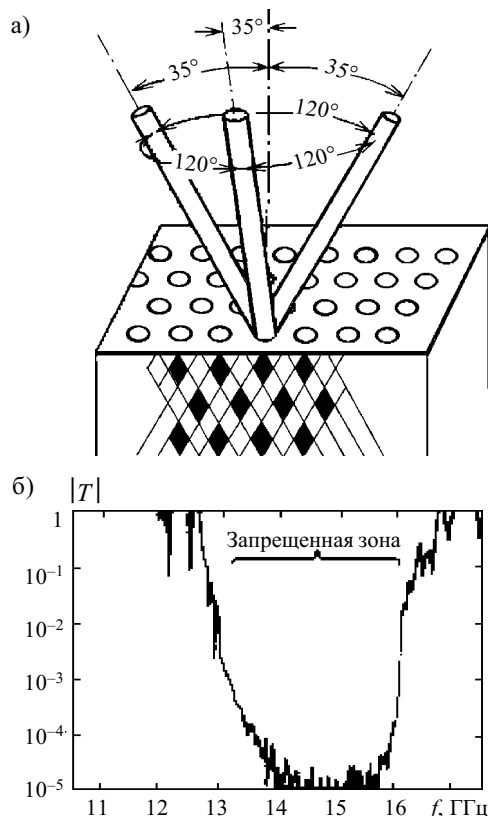


Рис. 3. ФК с полной ФЗЗ для микроволнового диапазона: а — конструкция ФК; б — экспериментальная частотная зависимость модуля коэффициента прохождения ФК

затем в местах расположения дырок механически высверливаются отверстия в трех направлениях, составляющих угол 35° по отношению к нормали и 120° по отношению друг к другу по азимуту. Пересечение высверленных цилиндрических полостей внутри образца определяет трехмерно-периодическую ГЦК-решетку. При пересечении отверстия образуют несферические полости, благодаря чему снимается вырождение фотонного спектра в точке *W* зоны Бриллюэна ГЦК-решетки. На рис. 3, б приведена экспериментальная частотная зависимость модуля коэффициента прохождения  $|T|$  такого ФК, состоящего из 10 слоев; показатель преломления материала равен 3,6. ФЗЗ имеет ширину 3 ГГц с центром на частоте  $f=14,5$  ГГц. При наличии одиночного диэлектрического дефекта в центре ФК наблюдается дополнительный пик в ФЗЗ, обусловленный локальным уровнем дефекта.

ФК для микроволнового диапазона изображены на рис. 4. На рис. 4, а показан металлический ФК, имеющий простую тетрагональную структуру [8]. Кристаллическая ячейка ФК образована металлическими брусками смежных слоев. Размеры бруска: ширина 0,8 мм, толщина 2,5 мм, длина 120 мм, расстояние между центрами смежных параллельных брусков 7,6 мм. Запрещенная зона такого ФК расположена в диапазоне от нуля до 20 ГГц.

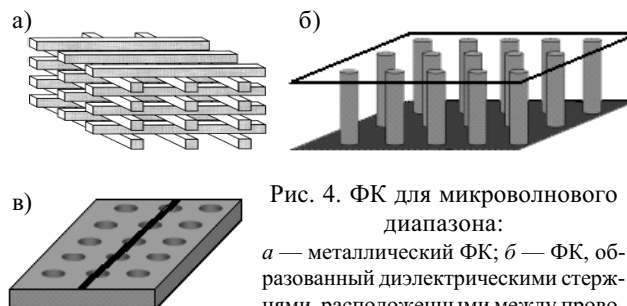


Рис. 4. ФК для микроволнового диапазона: а — металлический ФК; б — ФК, образованный диэлектрическими стержнями, расположенными между проводящими плоскостями; в — ФК на основе микрополосковой линии передачи

ФК, показанный на рис. 4, б, образован диэлектрическими стержнями, расположенными между проводящими плоскостями [9]. На рис. 4, в показан ФК на основе несимметричной микрополосковой линии передачи с периодически расположенными круглыми отверстиями в диэлектрике и заземленной металлизированной поверхности [10].

Как ФК оптического диапазона большую перспективу имеют синтетические опалы [11]. Они обладают высокой технологичностью и возможностью существенного варьирования оптических свойств. Опалы образованы плотноупакованными шарами аморфного  $\text{SiO}_2$  и имеют своеобразную кристаллическую решетку фрактального типа [12]. Шары первого порядка диаметром 2000—2500 Å образованы плотноупакованными шарами второго порядка диаметром 300—400 Å, которые, в свою очередь, образованы плотноупакованными шарами третьего порядка диаметром 100 Å. Шары первого порядка образуют плотноупакованную ГЦК-решетку с периодом 3000—4000 Å. В решетке имеются пустоты соответственно трех порядков, связанные между собой каналами в форме рупоров. При точечном контакте между шарами на долю пустот (пор) приходится до 26% общего объема. Это позволяет изменять оптический контраст путем введения различных наполнителей в поры. Композиты, полученные заполнением пор, называют прямыми опалами. Еще большее увеличение контрастности достигается при инвертировании опала, под которым понимается удаление  $\text{SiO}_2$  из прямого композита (например, вытравливание  $\text{SiO}_2$  из композита "опал — Si").

Конструкции ФК с полной ФЗЗ конструктивно и технологически сложны. Рассмотрим конструкции, позволяющие упростить технологию изготовления.

Важная особенность, необходимая для формирования полной ФЗЗ, — связность структуры ФК [13]. На рис. 5, а показана относительно простая конструкция трехмерного ФК на основе двухмерного ФК с диэлектрическими областями  $\text{Si}/\text{SiO}_2$ , расположенными в шахматном порядке. Связность обеспечена вытравленными сквозными отверстиями. На рис. 5, б приведена конструкция, модифицированная с учетом технологии изготовления осаждением чередующихся слоев. Структура эквивалентна кристаллической решетке алмаза. Рис. 5, в—д иллюстрируют технологию изготовления. Вначале электронно-лучевой литографией и сухим травлением изготавливается рифленая подложка (рис. 5, в). Затем автоклонированным

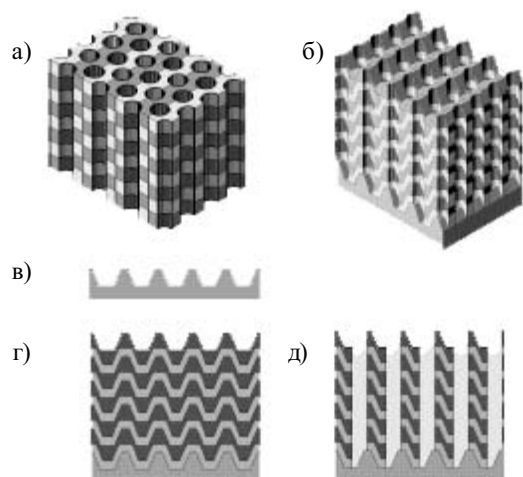


Рис. 5. Трехмерный ФК с полной ФЗЗ для оптического диапазона:

*a* — конструкция ФК, образованного диэлектрическими областями, расположенными в шахматном порядке, со сквозными отверстиями; *b* — модифицированная конструкция ФК; *в* — рифленая подложка; *г* — формирование многослойной структуры; *д* — вытравливание отверстий

осаждением формируется многослойная структура Si/SiO<sub>2</sub> (рис. 5, *г*). Завершающий этап — вытравливание отверстий электронно-лучевой литографией (рис. 5, *д*). Относительная ширина ФЗЗ равна 11,8%.

На рис. 6 показана другая конструкция трехмерного ФК с полной ФЗЗ для оптического диапазона [14].

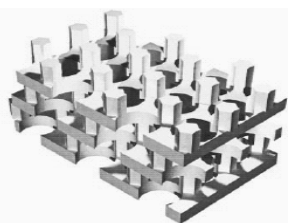


Рис. 6. Трехмерный ФК с полной ФЗЗ, образованный горизонтально смещенными слоями

Структура образована плоскими идентичными горизонтально смещенными слоями с периодичностью в три слоя. Этот трехмерный ФК можно рассматривать как образованный двумя двумерными ФК: диэлектрические стержни в воздухе и воздушные цилиндры в диэлектрике. Такой высокосимметричный плоский исходный слой позволяет упростить конструкции интегральных оптических приборов и компонентов, поскольку необходима модификация лишь одного слоя использованием простых идентичных дефектов, таких же, как и в исходных двумерных ФК. Сочетанию Si/воздух соответствует ФЗЗ с относительной шириной 21%, сочетанию Si/SiO<sub>2</sub> — 8%.

Одно из применений ФК радиодиапазона, конструкция которого показана на рис. 4, *в*, — в качестве выходного фильтра усилителя для фильтрации шумов и гармоник [10]. На рис. 7 приведена экспериментальная частотная зависимость модуля коэффициента отражения  $|R|$  такого фильтра. Параметры фильтра: 8 периодов вдоль направления распространения (9 отверстий), два периода (3 отверстия) — в поперечном направлении; период — 5,08 мм, диаметр отверстия — 1,27 мм, относительная диэлектрическая проницаемость подложки — 10,5. ФЗЗ соответствуют значения  $|R| \approx 1$ . Для расширения ФЗЗ в

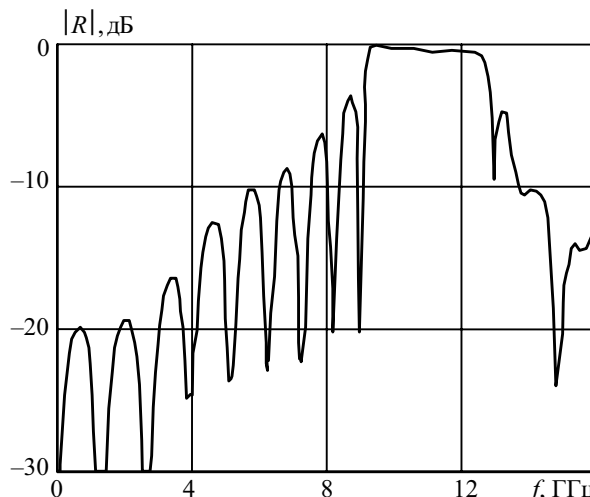


Рис. 7. Экспериментальная частотная зависимость модуля коэффициента отражения фильтра на основе ФК

одной конструкции объединены три таких ФК с различающимися параметрами.

Еще одно применение ФК такой конструкции — уменьшение поперечных искажений в связанных линиях [15]. ФК выполнен с квадратными или прямоугольными отверстиями по одному в ряд и расположен под пассивной линией. За счет уменьшения связи между линиями улучшается передача с активной линией.

В [16] предложено использование ФК для улучшения диаграмм излучения антенн, предназначенных для контроля электромагнитной совместимости. В случае печатной микрополосковой антенны трехмерный ФК используется в качестве подложки. Такие структуры виртуально невидимы на некоторых частотах и ведут себя как проводники на других частотах, не позволяя сигналу распространяться.

Антенны, предназначенные для контроля электромагнитной совместимости, отличаются очень широкой полосой. ФК может использоваться в качестве структуры, формирующей поле излучения антенны. В [16] предложено использование ФК для расширения частотного диапазона рупорной антенны за счет уменьшения уровня излучения мод высокого порядка.

Для эффективного конструирования антенн с ФК необходимо априорное знание поля излучения антенны. Это поле может быть рассчитано численным моделированием.

Больше возможностей в формировании характеристик устройств обеспечивают трехмерные ФК. Однако конструкции таких ФК заметно сложнее в производстве. Еще одно ограничение связано с размерами ФК. Для полного подавления распространения энергии ФК должен быть “электрически протяженным” (в идеальном случае бесконечным). Ограниченные миниатюрные ФК обеспечивают лишь частичное подавление распространения. Это ограничение особенно существенно для печатных конструкций, в которых ФК может занимать значительную площадь.

Антенны, сконструированные на поверхности подложек, выполненных как ФК, отличаются высокой эффективностью и направленностью по сравнению с обычными антеннами на диэлектрических подложках. Трехмерный ФК позволяет существенно повысить

эффективность излучения резонансной антенны [17]. Антенна образована излучающим монополем, помещенным в резонансную полость трехмерного ФК. Диапазон ФЗЗ от 10,6 до 12,8 ГГц. На краях зоны направленность равна 100, максимальное значение — 310 на резонансной частоте 10,7 ГГц. Усиление по мощности на резонансной частоте равно 180.

ФК радиодиапазона сантиметрового масштаба могут использоваться для моделирования сложных оптических ФК микрометрового масштаба. В [18] рассмотрены устройства на основе ФК конструкции рис. 4, в для моделирования брэгговских отражательных решеток устройств волоконно-оптических линий связи. Характеристики неаподизованных и аподизованных ФК радио- и оптического диапазонов хорошо соответствуют друг другу. Аподизация выполнена уменьшением диаметра отверстий от центра к краям структуры. Без аподизации экспериментальный и теоретический уровни боковых лепестков частотной зависимости модуля коэффициента отражения равны -2 дБ, с аподизацией — -9 и -12 дБ, соответственно.

**Ф**отонные кристаллы служат основой нового поколения компактных элементов и устройств интегральной оптики и волоконно-оптических линий связи. Среди этих элементов и устройств — миниатюрные расщепители, волноводы с остроугольным изгибом, переключатели, поверхностно излучающие лазеры с вертикальной полостью, светодиоды с резонансной полостью, фильтры, волоконные световоды. Трехмерные ФК открывают возможность полного управления фотонными модами и, следовательно, конструирования лазеров и светодиодов с предельной эффективностью. ФК обеспечивают важное для технических приложений удержание излучения для всем направлениям с малыми потерями.

За счет ФЗЗ обеспечивается отражение волны, альтернативное обычному полному внутреннему отражению (ПВО). Рис. 8 иллюстрирует конструкции резонаторных полостей и волноводов в зависимости от размерности ФК [6].

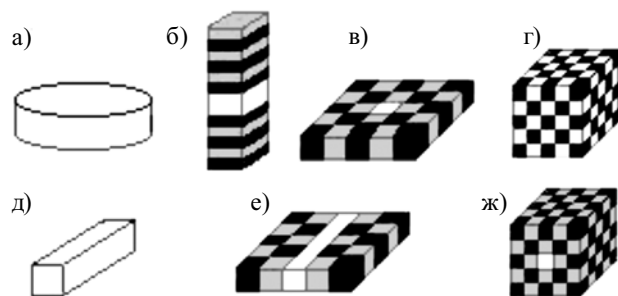


Рис. 8. Конструкции резонаторных полостей и волноводов на основе ФК:

а — лазерный микродиск; б — резонаторная полость лазера с вертикальным излучением; в — двухмерный ФК; г — трехмерный ФК; д — диэлектрический волновод; е — волновод с локализацией света в горизонтальной плоскости за счет ФК; ж — волновод с локализацией света в горизонтальной и вертикальной плоскости за счет ФК

Для характеристики конструкций с учетом используемых эффектов отражения по каждой из трех осей введем буквенную классификацию:  $T$  — локализация за счет ПВО,  $P$  — локализация за счет ФЗЗ,  $E$  — распространение света.

Лазерный микродиск (рис. 8, а) в горизонтальной плоскости обладает высокодобротной модой “шепчущей галереи” за счет многократного ПВО. Поскольку свет локализован благодаря этому эффекту вдоль каждой из осей, обозначим конструкцию через  $T^3$ . Над и под полостью лазера с вертикальным излучением (рис. 8, б) размещены две стопы, образованные четвертьволновыми слоями. Периодические структуры образуют одномерный ФК, локализирующий свет в вертикальном направлении. В двух других направлениях свет локализован за счет ПВО. Таким образом, конструкция имеет обозначение  $P^1T^2$ . В конструкции, показанной на рис. 8, в, локализация в горизонтальной плоскости обусловлена ФЗЗ двухмерного ФК, вертикальная локализация — за счет ПВО. Обозначение конструкции —  $P^2T^1$ . Конструкция на рис. 8, г соответствует трехмерному ФК с локализацией света во всех трех направлениях за счет ФЗЗ. Такой ФК имеет обозначение  $P^3$ . Обычный диэлектрический волновод (рис. 8, д) имеет обозначение  $E^1T^2$ . Волновод с локализацией света в горизонтальной плоскости за счет ФЗЗ и в вертикальном направлении за счет ПВО (рис. 8, е) —  $E^1P^1T^1$ . Волновод с локализацией света в двух направлениях за счет ФЗЗ (рис. 8, ж) —  $E^1P^2$ .

Рис. 9, а иллюстрирует формирование конструкции трехмерного (3D) микрорезонатора на основе одномерного (1D) микрорезонатора, предназначенного для усиления излучения в вертикальном направлении, и двухмерного (2D) горизонтального ФК для подавления горизонтальных или близких к горизонтальным мод [19]. Добротность микрорезонаторов на основе ФК достигает величин, превышающих  $10^3$ .

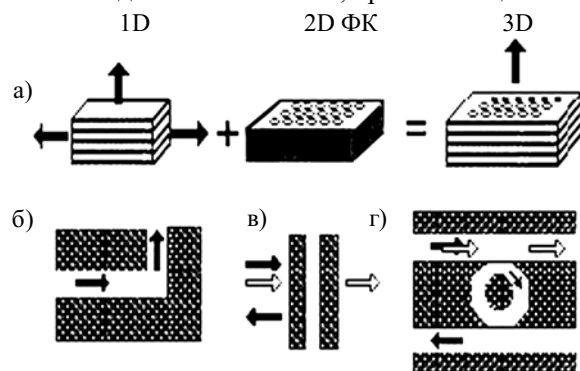


Рис. 9. Конструкции элементов интегрально-оптических устройств на основе ФК:

а — микрорезонатор; б — волновод с остроугольным изгибом; в — проходной фильтр; г — фильтр соединитель-разделитель

Привлекательность использования ФК в интегральной оптике объясняется следующими обстоятельствами:

- 1) высокая функциональная плотность, обусловленная тем, что ФК позволяют реализовать оптические функции в пределах размеров порядка длины волны без потерь (т. к. колебания связаны только с затухающими модами);
- 2) возможность изготовления в едином литографическом цикле конструктивно разнообразных структур для большого числа функций;
- 3) новые функции, обусловленные особенностями ФК (такими как дифракция, положительная реф-

рация со значительным замедлением, отрицательная рефракция [19]. Рис. 9 иллюстрирует использование ФК для волновода с остроугольным изгибом (б), проходного фильтра (в), фильтра соединитель-разделитель (з).

Оптические фильтры и мультиплексоры по длине волны — базовые компоненты современных оптических коммуникационных систем с мультиплексированием по длине волны. Построение этих компонентов на основе ФК позволяет существенно уменьшить их габариты. Для оптических фильтров применим аналог простого решения, известного из теории линий передачи, — резонатор, связанный с волноводом. Фильтр образован введением полости по одну из сторон волновода на основе ФК, выполненного из кремниевых стержней квадратного сечения в воздухе (врезка на рис. 10, а). На рис. 10 приведены характеристики модуля коэффициента пропускания такого фильтра соответственно с сильной и средней связью резонатора и волновода, рассчитанные методом конечных разностей во временной области [20]. Для уменьшения связи между резонатором и волноводом добавлен один слой.

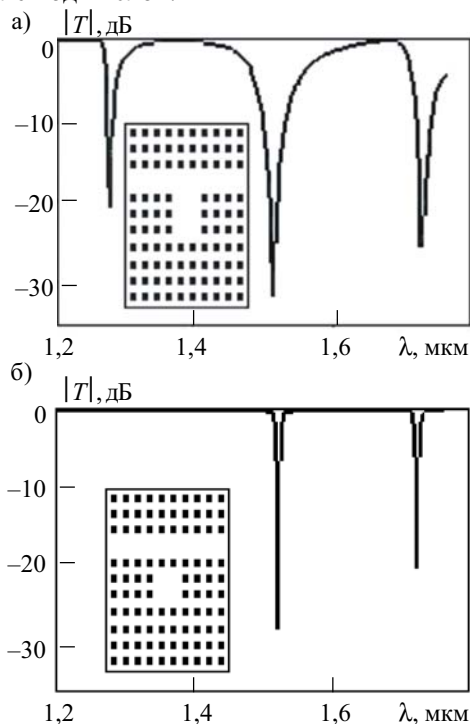


Рис. 10. Характеристики пропускания и конструкции фильтров на основе резонатора, связанного с волноводом: а — сильная связь резонатора и волновода; б — средняя связь резонатора и волновода

Спектральные свойства такого сверхузкополосного гребенчатого фильтра определяются формой сечения стержней, образующих полость. В [21] приведены характеристики фильтров, рассчитанные методом конечных элементов. Фильтр образован кремниевыми стержнями в воздухе с постоянной решетки, равной 600 нм. В первом варианте все стержни имеют квадратное сечение с длиной стороны, равной 150 нм, во втором — полость образована стержнями круглого сечения.

Оптические линии задержки (ЛЗ) — базовые элементы полностью оптических компьютеров будущего. Для демультиплексирования и оптических вычислительных систем необходимы компактные ЛЗ, предназначенные для задержки ультракоротких импульсов. Существенное замедление света в ФК служит физической основой ЛЗ. Однако значительная дисперсия на краях ФЗЗ приведет к существенным искажениям ультракоротких импульсов. Этот недостаток преодолевается при использовании обусловленной связанными дефектами полосы пропускания с квазиплоской характеристикой пропускания [22].

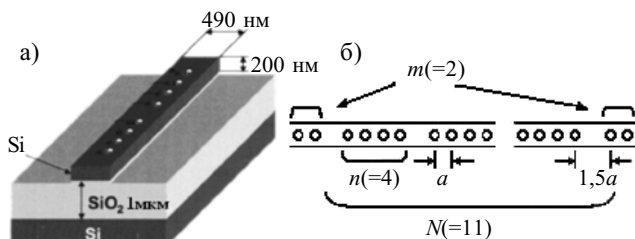


Рис. 11. Оптическая ЛЗ на основе ФК: а — конструкция ЛЗ; б — геометрия отверстий и неоднородностей ФК

Конструкция основана на фотоннокристаллическом кремниевом полосковом волноводе, выполненном на диоксиде кремния (рис. 11, а). ФК образован отверстиями в волноводе, дефекты — увеличенным расстоянием между группами отверстий (рис. 11, б). Характеристика пропускания зависит от трех параметров — общего числа дефектов ( $N$ ), числа отверстий между двумя соседними дефектами ( $n$ ), числа отверстий на краях ( $m$ ). Время задержки пропорционально  $N$ . Значение  $n$  определяет коэффициент связи и, соответственно, полосу пропускания,  $m$  — плоскостность характеристики. Для экспериментальной ЛЗ, рассмотренной в [22], с учетом технологических погрешностей выбраны такие параметры:  $N=11$ ,  $n=4$  и  $m=2$ . Диаметр отверстий равен 200 нм, расстояние между центрами соседних отверстий  $a=420$  нм, расстояние между неоднородностями — 610 нм. Задержка импульса длительностью 110 фс с длиной волны 1,53 мкм составила 600 фс при длине ЛЗ 20 мкм.

Аномальная дисперсия ФК приводит к эффекту, названному сверхпризменным. Этот эффект используется в демультиплексорах по длине волны [23]. Рис. 12 иллюстрирует демультиплексирование пучка, падающего под углом  $\alpha$  по отношению к нормали  $n$  к плоскости раздела  $Y$  среды и ФК. Здесь  $\theta_g$  — угол групповой скорости света внутри ФК по отношению к нормали  $n$ ;  $\lambda_1 \dots \lambda_8$  — длины волн парциальных пучков демультиплексированного падающего пучка. Эффективный показатель преломления в области ФК  $n_3$  определяется выражением

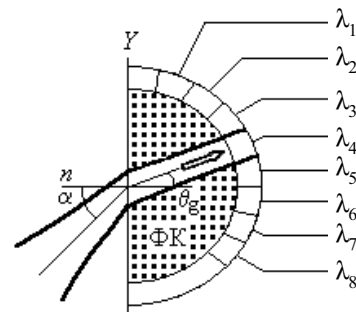


Рис. 12. Демультиплексирование по длине волны за счет аномальной дисперсии ФК

$$n_z = (1/\cos\theta_g) [\partial(k_t/k_0)/\partial\theta_g],$$

где  $k_t$  — тангенциальная составляющая волнового вектора по отношению к плоскости  $Y$ ;

$k_0$  — волновое число в свободном пространстве.

Значение  $n_z$  существенно зависит от длины волны и угла  $\alpha$ . В [23] предложен метод оптимизации конструкции такого демультимплексора.

Высокая степень локализации фотонов внутри ФК открывает возможность решения проблем создания квантовых компьютеров [24]. Квантовые компьютеры — физические устройства, выполняющие логические операции над квантовыми состояниями путем унитарных преобразований, не нарушающих квантовые суперпозиции в процессе вычислений. Простейшей системой, выполняющей функцию, аналогичную битам в классическом компьютере, является система с двумя возможными состояниями  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$ . Общее состояние такой системы —  $q$ -бит — квантовая суперпозиция нуля и единицы:  $|q\rangle = C_0|0\rangle + C_1|1\rangle$ , где  $C_0$  и  $C_1$  — комплексные амплитуды ( $|C_0|^2 + |C_1|^2 = 1$ ). Физическими системами, реализующими  $q$ -биты, могут быть любые объекты, имеющие два квантовых состояния, например, поляризационные состояния фотонов.

Основная проблема создания квантовых компьютеров — быстрый распад суперпозиционных состояний (декогеренция). Время сохранения когерентности состояний должно быть больше времени вычислений. Для этого необходимо увеличивать время когерентности искусственно либо найти квантовые системы, максимально изолированные от окружающей среды. Изоляция полевых квантовых систем — мод поля возможна в высокочастотных микрорезонаторах оптического и микроволнового диапазонов, в которых при миллиметровых размерах достигаются параметры, обеспечивающие время сохранения суперпозиционных оптических состояний от секунд до микросекунд. Трехмерные ФК за счет высокой локализации фотонов обеспечивают решение этой проблемы.

Применение ФК в оптических волоконных световодах доведено до промышленного производства (фирмы BlazePhotonics, Crystal Fibre). Рис. 13 иллюстрирует два основных конструктивных решения ФК-световодов. Идея ФК-световодов основана на рассмотренной выше замене локализации света за счет полного внутреннего отражения в обычных световодах локализацией, обусловленной ФЗЗ.

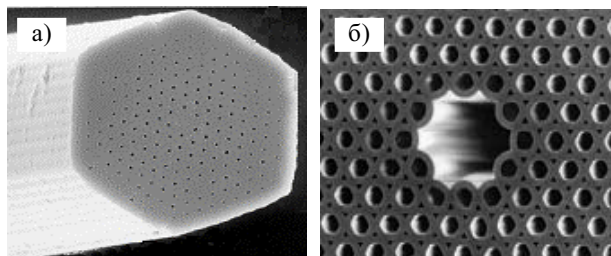


Рис. 13. Сечения ФК-световодов: *a* — световод с воздушными отверстиями; *b* — световод с полой сердцевинной

На рис. 13, *a* показан одномодовый ФК-световод, выполненный из нелегированного кварцевого стекла с воздушными отверстиями. Такой световод имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с обыч-

ным. Обычный одномодовый световод обладает одномодовым характером лишь в ограниченном диапазоне длин волн (свыше длины волны отсечки). ФК-световод не имеет такого ограничения. Большая длина и изгибы в обычном световоде приводят к потерям из-за утечки света. ФК-световод позволяет передавать мощность, приблизительно в 20 раз превышающую предельную мощность для обычного световода.

В световоде с полой сердцевинной (рис. 13, *b*) уменьшены потери по сравнению с предыдущей конструкцией. Использование воздушного волноводящего канала позволяет полностью исключить оптическую нелинейность, так что порог мощности, при котором проявляются нелинейные эффекты, возрастает в  $10^3$  раз по сравнению с обычным световодом. На концах световода нет рассогласования показателей преломления, что исключает отражение волны.

Обычно требуется, чтобы световод был оптически линейным в возможно более широком диапазоне мощностей передаваемого сигнала. Для ряда применений (усиление, генерация, переключение световых сигналов), напротив, важна высокая нелинейность. Нелинейные ФК-световоды усиливают нелинейные эффекты за счет концентрации света в сердцевине с очень малым ее диаметром, приблизительно равным  $0,8\lambda$ . Такой световод позволяет сформировать солитоны в видимой и ближней инфракрасной области спектра, а также спектрально супернепрерывный свет (яркий, как лазерный, и широкополосный, как солнечный) от низкоэнергетических пикосекундных импульсов.

Для телекоммуникационных и сенсорных систем, ряда применений на основе лазеров необходимы световоды, поддерживающие поляризацию света. В ФК-световодах значительный скачок показателя преломления между кварцевым стеклом и воздухом позволяет использовать двойное лучепреломление, усиливающееся с увеличением длины волны. Тактовая длина таких световодов составляет 100 мкм и менее, что на порядок лучше по сравнению со световодами для этих целей на основе полного внутреннего отражения. Кроме того, ФК-световоды существенно менее чувствительны к температурным и механическим воздействиям.

Трудность изготовления обычных световодов с двумя и более сердцевинами заметно возрастает. Изготовление многосердцевинного ФК-световода не сложнее, чем одномодового, поскольку используется такой же технологический процесс. Сердцевины могут быть расположены исходя из условия их полной изоляции или на расстоянии, обеспечивающем эффективную связь между ними.

ФК-световоды изготавливаются из пучка трубок и прутков из кварцевого стекла, образующих «макроскопическую» преформу структуры световода. Преформа крепится танталовой проволокой и помещается в печь для вытяжки. При температуре приблизительно  $2000^\circ\text{C}$  кварцевое стекло размягчается. В результате двухэтапной вытяжки формируется ФК-световод с расстоянием между соседними отверстиями, равным 1 мкм, и диаметром отверстий 25 нм. (Выполнение столь малых отверстий на длине в ки-

лометры волокна занесено в Книгу рекордов Гиннеса в 2000 году.)

Световедущая сердцевина формируется как дефектная область за счет замены части трубок прутками или удаления одной или нескольких трубок из пучка. Формирование особенностей дефектной области выполняется за счет утолщения или утоньшения стенок трубок в требуемых областях волокна.

\*\*\*

Таким образом, фотонные кристаллы предоставляют принципиально новые возможности управления световыми потоками благодаря наличию полной фотонной запрещенной зоны в плотности электромагнитных состояний в заданной области частот. Такие возможности экспериментально продемонстрированы для микроволновой области, частично в инфракрасном и видимом диапазонах спектра. Трудности в создании фотонных кристаллов несоизмеримо возрастают по мере увеличения частоты фотонной запрещенной зоны, однако можно надеяться, что значительные усилия, прилагаемые в этом направлении, делают решение проблемы вопросом времени.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Спроул Р. Современная физика.— М.: Наука, 1974.
2. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // Phys. Rev. Lett.— 1987.— Vol. 58, N 20.— P. 2059—2062.
3. www.pbglink.com
4. www.brl.ntt.co.jp/group/shitsubi-g/project2-e.htm
5. Yablonovitch E. Photonic crystals: semiconductors of light // Scientific American.— 2001.— Vol. 285, N 6.— P. 46—54.
6. Meade R. D., Devenyi A., Joannopoulos J. D. et al. Novel applications of photonic band gap materials: Low-loss bends and high Q cavities // J. Appl. Phys.— 1994.— Vol. 75, N 9.— P. 4753—4755.
7. Yablonovitch E., Gmitter T. J., Leung K. M. Photonic band structure: the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms // Phys. Rev. Lett.— 1991.— Vol. 67, N 17.— P. 2295—2298.
8. Temelkuran B., Ozbay E., Sigalas M. et al. Reflection properties of metallic photonic crystals // Appl. Phys. A.— 1998.— Vol. 66, N 3.— P. 363—365.
9. Maradudin A. A., McGurn A. R. Photonic band structure of a truncated, two-dimensional, periodic dielectric medium // J. Opt. Soc. Am. B.— 1993.— Vol. 10, N 2.— P. 307—313.
10. Radisic V., Qian Y., Itoh T. Broad-band amplifier using dielectric photonic bandgap structure // IEEE Microwave and Guided Wave Letters.— 1998.— Vol. 8, N 1.— P. 13—14.
11. Голубев В. Г., Кособукин В. А., Курдюмов Д. А. и др. Фотонные кристаллы с перестраиваемой запрещенной зоной на основе заполненных и инвертированных композитов опал-кремний // ФТП.— 2001.— Т. 35, вып. 6.— С. 710—713.
12. Богомолов В. Н., Парфеньева Л. С., Смирнов И. А. и др. Прохождение фононов через фотонные кристаллы — среды с пространственной модуляцией акустических свойств // ФТТ.— 2002.— Т. 44, вып. 1.— С. 175—179.
13. Notomi M., Tamamura T., Kawashima T. et al. Drilled alternating-layer three-dimensional photonic crystals having a full photonic band gap // Appl. Phys. Lett.— 2000.— Vol. 77, N 26.— P. 4256—4258.
14. Johnson S. G., Joannopoulos J. D. Three-dimensionally periodic dielectric layered structure with omnidirectional photonic band gap // Appl. Phys. Lett.— 2000.— Vol. 77, N 22.— P. 3490—3492.
15. Rodriguez-Pereyra V., Elsherbeni A. Z., Smith C. E. Photonic bandgap structures for minimizing the coupling between microstrip lines // IEEE AP-S International Symposium and USNC/URSI National Radio Science Meeting.— Orlando.— 1999.— P. 125—128.
16. Rodriguez-Pereyra V. Photonic bandgap structures and their application to EMC antennas // ITEM.— 2002.— P. 90—95.
17. Temelkuran B., Bayindir M., Ozbay E. et al. Photonic crystal-based resonant antenna with a very high directivity // J. Appl. Phys.— 2000.— Vol. 87, N 1.— P. 603—605.
18. Erro M. J., Laso M. A. G., Lopetegi T. et al. Modeling and testing of uniform fiber bragg gratings using 1-D photonic bandgap structures in microstrip technology // Fiber and Integrated Optics.— 2000.— Vol. 19, N 4.— P. 311—325.
19. Weisbuch C., Benisty H., Houdré R. Microcavities, photonic crystals and semiconductors: from basic physics to applications in light emitters // International Journal of High Speed Electronics and Systems.— 2000.— Vol. 10, N 1.— P. 339—354.
20. Ridder R. M., Stoffer R. Applicability of the finite-difference time-domain method to photonic crystal structures / In book: Nanoscale linear and nonlinear optics / Ed. by M. Bertolotti et al.— American Institute of Physics, 2001.— P. 99—106.
21. Cucinotta A., Selleri S., Vincetti L. et al. Impact of cell geometry on the spectral properties of photonic crystal structures // Appl. Phys. B.— 2001.— Vol. 73, N 5—6.— P. 595—600.
22. Sugimoto Y., Lan S., Nishikawa S. et al. Design and fabrication of impurity band-based photonic crystal waveguides for optical delay lines // Appl. Phys. Lett.— 2002.— Vol. 81, N 11.— P. 1946—1948.
23. Momeni B., Adibi A. Optimization of photonic crystal demultiplexers based on the superprism effect // Appl. Phys. B.— 2003.— Vol. 77, N 6—7.— P. 555—560.
24. Килин С. Я. Квантовая информация // УФН.— 1999.— Т. 169, № 5.— С. 507—527.

#### НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ

### Шабанов Б. М., Яцков А. С. VHDL — ЯЗЫК ОПИСАНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ: Уч. пособие.— М.: МИЭТ, 2003.— 140 с.

Дано описание VHDL — языка описания сверхскоростных интегральных схем и устройств. Подробно обсуждается синтаксис языка по стандарту ANSI/IEEE Std 1076-1987. Описывается ряд изменений, внесенных в стандарт ANSI/IEEE Std 1076-1992. Приведено значительное количество примеров использования конструкций языка.

Для студентов, обучающихся проектированию и технологии создания электронных средств, а также для разработчиков интегральных схем и электронных вычислительных устройств и систем.



Д. т. н. В. С. ОСАДЧУК, д. т. н. А. В. ОСАДЧУК

Украина, Винницкий национальный технический университет  
E-mail: osa@lili.vstu.vinnica.ua

Дата поступления в редакцию  
18.03 2004 г.

Оппонент д. т. н. В. А. ПОДЖАРЕНКО  
(ВНТУ, г. Винница)

## МЕТОДЫ ПОСТРОЕНИЯ МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ РАДИОИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ С ЧАСТОТНЫМ ПРИНЦИПОМ РАБОТЫ

*Приведены рекомендации по проектированию микроэлектронных радиоизмерительных преобразователей температуры, оптического излучения, магнитной индукции и давления.*

Характеристики радиоизмерительных преобразователей определяют точность и надежность систем радиоуправления, приборов контроля технологических процессов, характеристик окружающей среды, безопасность работы ядерных, тепловых, химических установок, летательных аппаратов, морских объектов, транспорта и т. д. Это определяет жесткие требования к радиоизмерительным преобразователям.

Одним из перспективных научных направлений в разработке радиоизмерительных преобразователей, предложенных в работе, является использование зависимости реактивных свойств и отрицательного сопротивления полупроводниковых приборов от влияния внешних физических величин и создания на этой основе нового класса радиоизмерительных микроэлектронных преобразователей температуры, давления, магнитного поля, оптического излучения. В устройствах такого типа происходит преобразование температуры, давления, магнитной индукции, оптического излучения и других внешних влияний в частотный сигнал, что позволяет создавать радиоизмерительные преобразователи по интегральной технологии и дает возможность повысить быстродействие, точность и чувствительность, расширить диапазон измеряемых величин, улучшить надежность, помехоустойчивость и долговременную стабильность параметров [1—3]. Кроме того, объединение на одном кристалле радиоизмерительного преобразователя со схемами обработки информации дает возможность создания “интеллектуальных” устройств. Использование частоты как информативного параметра позволяет избежать применения усилительных устройств и аналого-цифровых преобразователей при обработке информации, что снижает себестоимость систем радиоконтроля и радиоуправления [4—6].

Таким образом, на повестке дня уже сегодня стоит необходимость разработки качественно новых теоретических подходов к созданию радиоизмерительных микроэлектронных преобразователей, разработки их схем и конструкций, экспериментального исследования их характеристик, метрологических параметров, внедрения их в производство.

### Теоретические и экспериментальные исследования реактивных эффектов в транзисторных структурах

Для построения радиоизмерительных преобразователей физических величин необходимо разработать элементы теории термореактивного, фотореактивного, тензореактивного и магнитореактивного эффектов для чувствительных элементов в виде биполярных и полевых транзисторов радиоизмерительных преобразователей. Под вышеупомянутыми эффектами понимают зависимость полного сопротивления биполярных и полевых транзисторов от действия температуры, оптического излучения, магнитного поля и давления. Для определения в аналитическом виде зависимости полного сопротивления чувствительных элементов от перечисленных влияний необходимо получить решение уравнения переноса и уравнение Пуассона для переменных токов в виде распределения инжектированных носителей заряда в базовой области биполярных и канале полевых транзисторов.

Процессы влияния оптического излучения на чувствительные биполярные структуры, которые вызывают появление фотореактивного эффекта, описываются уравнением переноса. Тем не менее в этом случае уравнение переноса усложняется за счет процессов генерации носителей заряда и образования электрического поля в базовой области при действии переменного напряжения на эмиттерном и коллекторном переходах.

С учетом этих процессов получено аналитическое выражение полного сопротивления активной зоны кристалла фоточувствительного биполярного транзистора [7]. Согласно полученному выражению с учетом влияния элементов, которые не относятся к активной зоне кристалла, рассчитаны и экспериментально исследованы зависимости активной  $R$  и реактивной  $X$  составляющих полного сопротивления фоточувствительного элемента от мощности оптического излучения  $P$ , которые представлены на рис. 1.

Как видно из графика, изменение реактивной составляющей от мощности оптического излучения составляет  $11,8 \text{ Ом/мВт/см}^2$ . Аналогичные расчеты и экспериментальные исследования были проведены для определения полного сопротивления фоточувствительного полевого транзистора, которые показали, что изменение реактивной составляющей от мощности оптического излучения составляет  $20 \text{ Ом/мВт/см}^2$ .

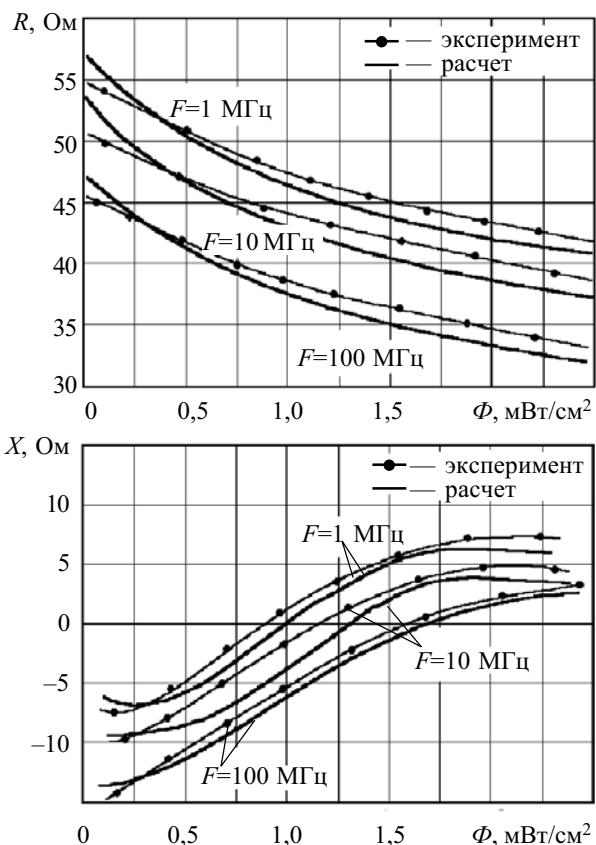


Рис. 1. Зависимость активной и реактивной составляющих полного сопротивления биполярного транзистора от мощности оптического излучения

При анализе терморезистивного эффекта считается, что транзисторный чувствительный элемент работает при низких уровнях инжекции, роль основных носителей заряда в областях эмиттера, базы и коллектора заключается в обеспечении квазинейтральности, рассматривается стационарный случай при одномерном движении носителей заряда. Эти упрощения облегчают анализ процессов в базовой области, при этом уравнение переноса решается при определенных значениях предельных концентраций на границе эмиттера и коллектора, что позволяет определить распределение концентрации инжектированных носителей заряда от координаты за счет переменного напряжения. На основе распределения концентрации определяют переменный ток, который протекает через базовую область, что позволяет определить полное сопротивление.

Тем не менее в реальных структурах необходимо еще учесть влияние температуры на те элементы, которые не входят в активную зону кристалла биполярного транзистора. С учетом этого замечания рассчитана зависимость полного сопротивления термочувствительного биполярного элемента от действия температуры.

На рис. 2 представлены теоретические и экспериментальные зависимости активной и реактивной составляющих полного сопротивления на электродах "эмиттер—коллектор" от температуры. Как видно из графика, изменение реактивной составляющей от температуры составляет  $0,7 \text{ Ом}/^\circ\text{C}$ , что позволяет осуществить практическую разработку микроэлектронных радиоизмерительных преобразователей температуры.

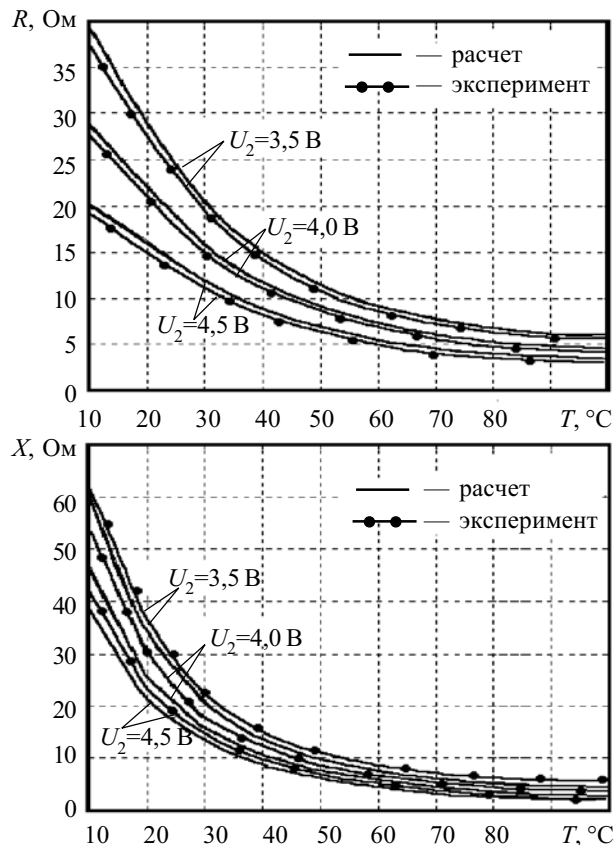


Рис. 2. Зависимость активной и реактивной составляющих полного сопротивления термочувствительного элемента от температуры

При рассмотрении магниторезистивного эффекта в магниточувствительных элементах на основе полевых транзисторов необходимо определить полное сопротивление на электродах "исток—сток" при расположении чувствительного элемента в поперечном магнитном поле. В этом случае возникает магниторезистивный эффект, который приводит к зависимости тока канала от магнитной индукции. При использовании полевого транзистора как элемента Холла распределение потенциала в канале и определение холловского напряжения можно получить на основе решения уравнения Пуассона, которое также дает возможность оптимизировать расположение контактов, с которых снимается напряжение Холла.

Проведенные расчеты позволили получить полное сопротивление магниточувствительного элемента. Изменение реактивной составляющей от магнитной индукции для полевого магниточувствительного элемента составляет  $0,6 \text{ Ом}/\text{мТ}$ , а для биполярного магниточувствительного элемента —  $12,5 \text{ Ом}/\text{мТ}$ .

Тензорезистивный эффект, который возникает в чувствительных элементах на основе биполярных и полевых транзисторов при действии давления, описывается на основе зависимости полного сопротивления от действия давления. Полученные аналитические зависимости позволили рассчитать изменение реактивной составляющей для биполярного тензотранзистора, что составляет  $20 \text{ Ом}/\text{кгс}/\text{мм}^2$ , а для полевого тензотранзистора —  $30 \text{ Ом}/\text{кгс}/\text{мм}^2$ .

Итак, анализ полученных теоретических расчетов показывает существенную зависимость реактивной составляющей полного сопротивления термочувствительных, фоточувствительных, тензочувствительных и магниточувствительных элементов от температуры, что подтверждает возможность практического использования этих эффектов для создания микроэлектронных радиоизмерительных преобразователей.

**Микроэлектронные радиоизмерительные преобразователи температуры**

На основе термореактивного эффекта разработаны методы построения радиоизмерительных преобразователей температуры, на базе которых получены зависимости активных и реактивных составляющих полного сопротивления структуры, частоты генерации, чувствительности от температуры, режимов питания; выполнены экспериментальные исследования характеристик преобразователей, что подтвердило справедливость теоретических положений.

Электрические режимы работы микроэлектронных радиоизмерительных преобразователей существенным образом влияют на их параметры. Прохождение тока через транзисторы, сопротивления и другие элементы приводит к повышению температуры за счет рассеяния мощности. Анализ теплового состояния интегральной схемы является сложной задачей, решение которой возможно на основе математического моделирования с учетом физических процессов и особенности конструкции интегральной схемы.

Решение нестационарного уравнения теплопроводности позволило определить параметры переходного процесса, который воссоздает зависимость температуры от времени для разных участков поверхности интегральной схемы преобразователя. Время достижения установившегося режима не превышает  $6 \cdot 10^{-4}$  с. Максимальная температура перегрева для элементов интегральной схемы преобразователя не превышает  $5,3^\circ\text{C}$ .

Рассмотрим радиоизмерительный термочувствительный преобразователь на основе биполярных транзисторов. Его схема содержит два биполярных транзистора  $VT_1$  и  $VT_2$ , питание которых через резисторы  $R_1$ ,  $R_2$  и  $R_3$  осуществляют два источника постоянного напряжения  $U_1$  и  $U_2$  (рис. 3) [8].

На электродах между коллекторами транзисторов в результате действия положительной обратной связи существует полное сопротивление, активная составляющая которого имеет отрицательное значение, а реактивная составляющая — емкостный характер. Под-

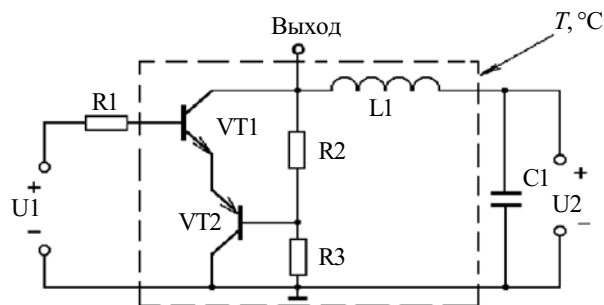


Рис. 3. Электрическая схема частотного преобразователя температуры на основе биполярных транзисторов

ключение внешней индуктивности  $L_1$  к электродам коллектора позволяет создать автогенератор электрических колебаний, частота генерации которого зависит от температуры.

Функция преобразования, которая определяет зависимость частоты генерации  $F_0$  от температуры, изображена на рис. 4. Из графика видно, что повышение температуры в диапазоне от  $-100$  до  $+100^\circ\text{C}$  приводит к почти линейному снижению частоты генерации на  $500$  кГц. Этот спад частоты генерации вызван термогенерацией носителей заряда, которая увеличивает эквивалентную емкость биполярной транзисторной структуры при неизменных напряжениях питания и управления. Чувствительность преобразователя при  $20^\circ\text{C}$  составляет  $3$  кГц/ $^\circ\text{C}$ . Расхождение теоретических и экспериментальных исследований составляет  $\pm 5\%$ .

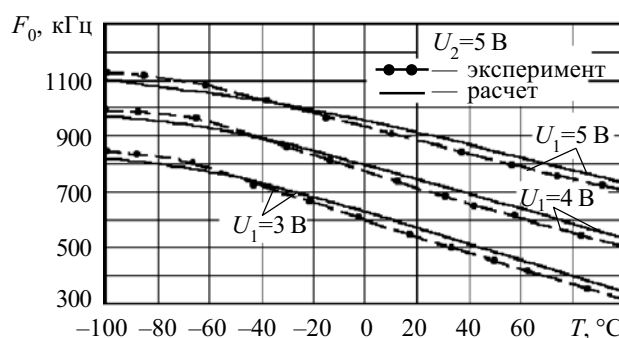


Рис. 4. Теоретическая и экспериментальная зависимости частоты генерации от температуры

Для расширения диапазона измеряемых температур как в сторону возрастания ( $+800^\circ\text{C}$ ), так и в сторону уменьшения ( $-180^\circ\text{C}$ ), в цепь положительной обратной связи преобразователя включалось термосопротивление. Как показали исследования, чувствительность преобразователя с полупроводниковым термосопротивлением на порядок лучше, чем с металлическим термосопротивлением, и составляет  $2,2 \cdot 10^3$  Гц/ $^\circ\text{C}$  при  $100^\circ\text{C}$ .

Дальнейшее улучшение параметров термочувствительного радиоизмерительного преобразователя возможно на основе схемы с активным индуктивным элементом (рис. 5), что позволяет полностью изготовить его в виде интегральной схемы [9].

Термочувствительные биполярные транзисторы  $VT_1$ ,  $VT_2$  и  $VT_3$  реализуют генератор электрических колебаний, в котором колебательный контур образован емкостной составляющей полного сопротивления на электродах "коллектор—коллектор" термочув-

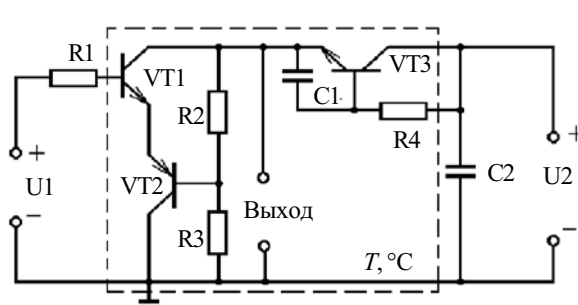


Рис. 5. Схема преобразователя температуры с активным индуктивным элементом

ствительных биполярных транзисторов VT<sub>1</sub> и VT<sub>2</sub> и индуктивной составляющей полного сопротивления на электродах "эмиттер—коллектор" термочувствительного биполярного транзистора VT<sub>3</sub>. Таким образом, при действии температуры на термочувствительные транзисторы VT<sub>1</sub>, VT<sub>2</sub> и VT<sub>3</sub> изменяется как емкость, так и индуктивность колебательного контура генератора, что значительно повышает чувствительность и точность измерения температуры.

На основе системы уравнений Кирхгофа, согласно нелинейной эквивалентной схеме преобразователя, получены аналитические выражения и осуществлена их экспериментальная проверка. Функция преобразования имеет вид

$$F_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2(C_{be}(T) + C_{bc}(T))}{C_{be}(T)C_{bc}(T)L_{эқв}(T)}}, \quad (1)$$

где C<sub>be</sub> — емкость эмиттерного перехода;  
C<sub>bc</sub> — емкость коллекторного перехода;  
L<sub>эқв</sub> — эквивалентная индуктивность VT<sub>3</sub>;  
T — температура.

Уравнение чувствительности определяется на основе (1) и описывается выражением

$$S_T = \frac{\sqrt{2}}{4} \left( \frac{\partial C_{be}(T)}{\partial T} + \frac{\partial C_{bc}(T)}{\partial T} \right) \frac{N_1 \left( \frac{\partial C_{be}(T)}{\partial T} \right)}{C_{be}(T)C_{bc}(T)L_{эқв}(T)} - \frac{N_1 \left( \frac{\partial C_{bc}(T)}{\partial T} \right)}{C_{be}(T)C_{bc}(T)^2 L_{эқв}(T)} - \frac{N_1 \left( \frac{\partial L_{эқв}(T)}{\partial T} \right)}{C_{be}(T)C_{bc}(T)^2 L_{эқв}(T)} \right) / \pi \sqrt{\frac{2N_1}{C_{be}(T)C_{bc}(T)L_{эқв}(T)}}, \quad (2)$$

где N<sub>1</sub> = C<sub>be</sub>(T) + C<sub>bc</sub>(T).

Теоретическая и экспериментальная зависимости функции преобразования представлены на рис. 6, при этом чувствительность составляла 3—9 кГц/°С.

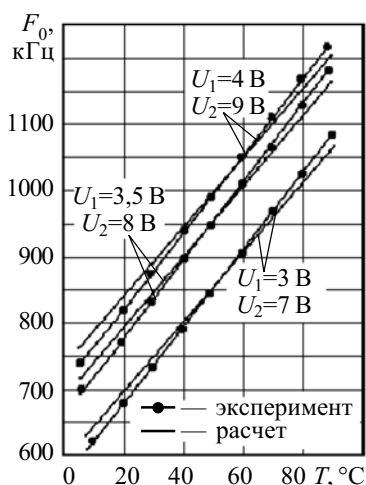


Рис. 6. Теоретические и экспериментальные зависимости частоты генерации от температуры

### Микроэлектронные радиоизмерительные преобразователи оптического излучения

На основе фотореактивного эффекта представлены теоретические и экспериментальные исследования оптических радиоизмерительных преобразователей, в которых учтен эффект взаимодействия оптического излучения с металлом затвора, с базой и каналом биполярного и полевого транзисторов в динамическом режиме, что позволило на основе моделей рассчитать характеристики преобразователей и экспериментально доказать их адекватность моделям.

Конструктивно фоточувствительный преобразователь состоит из арсенидгаллиевого полевого транзистора с барьером Шоттки и биполярного транзистора (рис. 7). Эта схема является базовой для построения оптических преобразователей и их работы в диапазоне сверхвысоких частот [10].

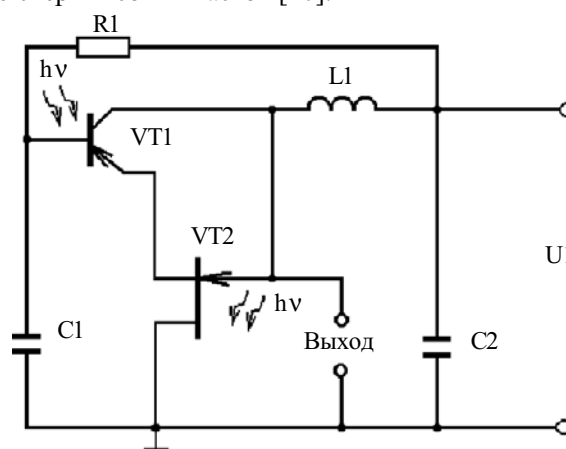


Рис. 7. Электрическая схема преобразователя на основе полевого и биполярного транзисторов

Вольт-амперная характеристика этой структуры имеет участок отрицательного сопротивления, которое позволяет компенсировать потери энергии в колебательном контуре, образованном эквивалентной емкостью коллектор-сток структуры и внешней индуктивностью. Функция преобразования рассчитывается из системы уравнений, составленных на основе нелинейной эквивалентной схемы преобразователя.

Как и в предыдущих случаях, решение системы уравнений Кирхгофа проводилось методом Гаусса на персональном компьютере с помощью пакета программ "Matlab 5.2". Из системы уравнений определяется функция преобразования:

$$F_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{M_1 + C_{bc}(\Phi)C_{be}(\Phi)C_2 + C_{bc}(\Phi)C_{be}(\Phi)C_{ds}(\Phi)}{L_1 C_{bc}(\Phi)C_{be}(\Phi)C_{ds}(\Phi)C_2}}, \quad (3)$$

где

$$M_1 = C_{be}(\Phi)C_{ds}(\Phi)C_2 + C_{bs}(\Phi)C_{ds}(\Phi)C_2;$$

C<sub>ds</sub> — емкость сток-исток.

Уравнение чувствительности определяется на основе (3):

$$S_\Phi = \frac{1}{4} \left( \left( \frac{\partial C_{be}(\Phi)}{\partial \Phi} \right) C_{ds}(\Phi)C_2 + C_{be}(\Phi) \left( \frac{\partial C_{ds}(\Phi)}{\partial \Phi} \right) C_2 + \left( \frac{\partial C_{bc}(\Phi)}{\partial \Phi} \right) C_{ds}(\Phi)C_2 + C_{bc}(\Phi)C_2 \left( \frac{\partial C_{ds}(\Phi)}{\partial \Phi} \right) \right)$$

$$\begin{aligned}
 & + \left( \frac{\partial C_{bc}(\Phi)}{\partial \Phi} \right) C_{bc}(\Phi) C_2 + \left( \frac{\partial C_{be}(\Phi)}{\partial \Phi} \right) C_{be}(\Phi) C_2 + \\
 & + \left( \frac{\partial C_{bc}(\Phi)}{\partial \Phi} \right) C_{bc}(\Phi) C_{ds}(\Phi) + \left( \frac{\partial C_{be}(\Phi)}{\partial \Phi} \right) C_{be}(\Phi) C_{ds}(\Phi) + \\
 & + \left( \frac{\partial C_{ds}(\Phi)}{\partial \Phi} \right) C_{bc}(\Phi) C_{be}(\Phi) \left\{ (L_1 C_{bc}(\Phi) C_{be}(\Phi) C_{ds}(\Phi) C_2) - \right. \\
 & \left. \frac{A_1 \left( \frac{\partial C_{bc}(\Phi)}{\partial \Phi} \right)}{L_1 C_{bc}^2(\Phi) C_{be}(\Phi) C_{ds}(\Phi) C_2} - \frac{A_1 \left( \frac{\partial C_{be}(\Phi)}{\partial \Phi} \right)}{L_1 C_{bc}(\Phi) C_{be}^2(\Phi) C_{ds}(\Phi) C_2} - \right. \\
 & \left. \frac{A_1 \left( \frac{\partial C_{ds}(\Phi)}{\partial \Phi} \right)}{L_1 C_{bc}(\Phi) C_{be}(\Phi) C_{ds}^2(\Phi) C_2} \right\} / \left( \pi \sqrt{\frac{A_1}{A_2}} \right), \quad (4)
 \end{aligned}$$

где

$$A_1 = C_{bc}(\Phi) C_{ds}(\Phi) C_2 + C_{bs}(\Phi) C_{ds}(\Phi) C_2 + C_{bs}(\Phi) C_{be}(\Phi) C_2 + C_{be}(\Phi) C_{ds}(\Phi) C_{bs}(\Phi);$$

$$A_2 = L_1 C_{bc}(\Phi) C_{be}(\Phi) C_{ds}(\Phi) C_2;$$

$\Phi$  — мощность оптического излучения.

На рис. 8 представлена зависимость частоты генерации от мощности излучения при разных длинах волн  $\lambda$  падающего света. Как видно из графика, наилучшую чувствительность можно получить, если длина волны равна 0,7 мкм. Чувствительность оптического преобразователя при мощностях более чем 10 мкВт/см<sup>2</sup> составляет 25 кГц/мкВт/см<sup>2</sup>.

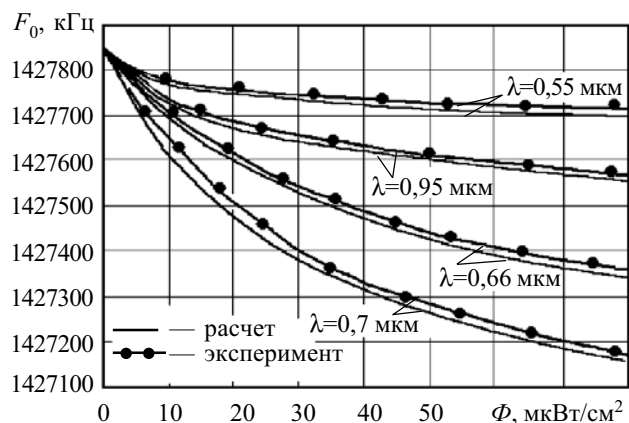


Рис. 8. Зависимость частоты генерации от мощности оптического излучения

Экспериментальные и теоретические исследования оптических преобразователей с активным индуктивным элементом на основе полевых транзисторов типа BSS284 и BF998 позволили получить функцию преобразования в диапазоне частот до  $2 \cdot 10^9$  Гц при значениях чувствительности 15 кГц/мкВт/см<sup>2</sup>. Погрешность измерения мощности оптического излучения составляет  $\pm 0,52\%$ .

### Микроэлектронные радиоизмерительные преобразователи магнитной индукции

На основе магнитореактивного эффекта разработаны теоретические основы и методы построения магнитных радиоизмерительных преобразователей, которые

учитывают влияние магнитного поля на распределение концентрации инжектированных носителей заряда в базе биполярных и канале полевых транзисторов, которые составляют схему преобразователей. Это приводит к зависимости элементов нелинейных эквивалентных схем от магнитного поля, что дает возможность построить математические модели и на их основе рассчитать характеристики магнитных преобразователей и провести их экспериментальное исследование.

Действие магнитного поля на чувствительные биполярные структуры проявляется в искривлении траектории инжектированных носителей заряда, которое вызовет увеличение эффективной длины базы и отклонение части носителей заряда от коллектора. Роль последнего эффекта возрастает с уменьшением ширины эмиттера и коллектора, что обеспечивает возрастание магниточувствительности.

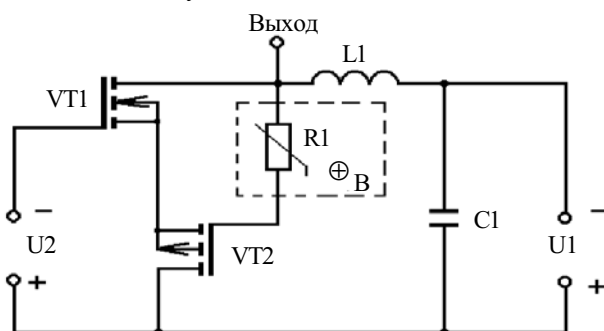


Рис. 9. Электрическая схема частотного магнитного преобразователя с магниторезистором

Схема магнитного радиоизмерительного преобразователя представлена на рис. 9. Она состоит из гибридной интегральной схемы на основе кристаллов полевых транзисторов BSS284 и BF998, причем в цепь обратной связи включен магниторезистор R1, на который действует магнитное поле. На основе нелинейной эквивалентной схемы преобразователя составлена система уравнений Кирхгофа, из которой определена функция преобразования и уравнение чувствительности. Чувствительность частотного преобразователя составляет 800 Гц/мТ на рабочей частоте 1592 кГц [11].

В качестве магниточувствительного элемента можно использовать длинный диод, который включен в прямом режиме вместо резистора R1. На основе нелинейной эквивалентной схемы преобразователя составлена система уравнений Кирхгофа, согласно которой определена функция преобразования и уравнение чувствительности.

Функция преобразования описывается выражением

$$F_0 = \frac{\sqrt{2} \sqrt{A_1 - \sqrt{A_1^2 + 4L_1 C_{gd} R_e^2(B) C_e^2(B)}}}{4\pi \sqrt{L_1 C_{gd} R_e^2(B) C_e^2(B)}}, \quad (5)$$

где  $A_1 = R_e^2(B) C_{gd} C_e(B) + R_e^2(B) C_e^2(B) - L_1 C_{gd}$ ;

- $C_{gd}$  — емкость затвор-сток;
- $L_1$  — внешняя индуктивность;
- $R_e$  — сопротивление  $p-n$ -перехода магниточувствительного диода;
- $C_e$  — диффузная емкость магниточувствительного диода;
- $B$  — магнитная индукция.

Чувствительность преобразователя имеет вид

$$S_B = -\frac{1}{8}\sqrt{2}\left(C_e(B)R_e^3(B)\left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right)\sqrt{A_2} + C_e^2(B)R_e^5(B)\times\right. \\ \times C_{gd}\left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right) + C_e^3(B)R_e^5(B)C_{gd}\left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right) - 2C_e^2(B)\times \\ \times R_e^2(B)L_1C_{gd}\left(\frac{\partial R_e(B)}{\partial B}\right) - 3C_e(B)R_e(B)L_1C_{gd}\left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right) + \\ \left. + 2C_e^3(B)R_e^2(B)L_1\left(\frac{\partial R_e(B)}{\partial B}\right) + C_e^2(B)R_e^3(B)L_1\left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right) - \right. \\ \left. - 2\sqrt{A_2}C_e(B)L_1\left(\frac{\partial R_e(B)}{\partial B}\right) - 2\sqrt{A_2}R_e(B)L_1\left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right) + \right. \\ \left. + 2C_e(B)L_1^2C_{gd}\left(\frac{\partial R_e(B)}{\partial B}\right) + 2R_e(B)L_1^2C_{gd}\times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\partial C_e(B)}{\partial B}\right)\right) / \left(\pi\sqrt{A_2}L_1R_e^3(B)C_e^3(B)G_1\right), \quad (6)$$

где

$$A_2 = R_e^4(B)C_e^2(B)C_{gd}^2 + 2R_e^4(B)C_e^3(B)C_{gd} - \\ - 2L_1C_{gd}^2R_e^2(B)C_e(B) + R_e^4(B)C_e^4(B) + 2L_1C_{gd}\times \\ \times R_e^2(B)C_e(B) + L_1^2C_{gd}^2;$$

$$G_1 = \sqrt{\frac{-R_e^2(B)C_e(B)C_{gd} - R_e^2(B)C_e^2(B) - \sqrt{A_2} + L_1C_{gd}}{L_1C_{gd}R_e^2(B)C_e^2(B)}}.$$

При действии магнитной индукции на магнитодиод преобразователя частота генерации уменьшается — так, при величине магнитной индукции 15 мТ частота генерации составляла 1491 кГц, а при 60 мТ она уменьшилась на 46 кГц (рис. 10). Как видно из графика, диапазон изменения частоты генерации при действии магнитной индукции почти не зависит от напряжения питания. Экспериментально и теоретически установлено, что при возрастании магнитной индукции от 0 до 60 мТ происходит уменьшение частоты генерации от 1460 до 1411 кГц, при этом чувствительность на частоте 1440 кГц составляет 1000 Гц/мТ. Выходное переменное напряжение лежит в диапазоне от 3,6 до 4,2 В.

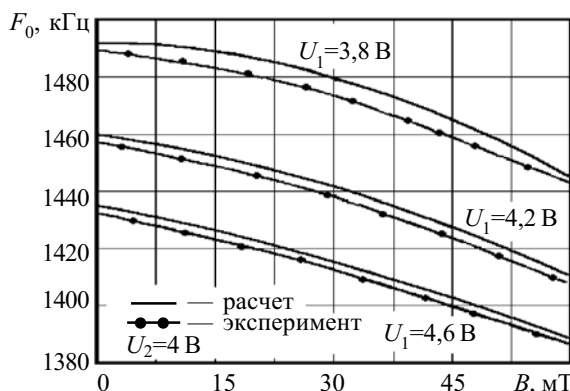


Рис. 10. Теоретические и экспериментальные зависимости частоты генерации от магнитной индукции

Дальнейшее улучшение параметров магнитного преобразователя возможно, если в качестве магниточувствительного элемента использовать полевой транзистор с изолированным затвором VT2. Для этого магнитного преобразователя чувствительность и линейность функции преобразования возрастают с повышением напряжения питания. Существуют оптимальные величины напряжения питания и управления, которые составляют соответственно 4 и 3,5 В. Адекватность разработанной модели по сравнению с экспериментом определяется в виде относительной погрешности и не превышает  $\pm 5\%$ . Магниточувствительность и функция преобразования рассчитаны численным методом на персональном компьютере. Чувствительность преобразователя на частоте 1418 кГц при напряжении питания 4 В составляет 3 кГц/мТ.

Теоретические и экспериментальные исследования характеристик интегральной схемы магнитного преобразователя, в котором емкостный и индуктивный элементы колебательного контура изготовлены на основе биполярных магниточувствительных транзисторов, показали, что его чувствительность составляла 6 кГц/мТ на частоте 1350 кГц при напряжении питания 4 В. Погрешность измерения магнитной индукции равняется  $\pm 0,63\%$ .

#### Микроэлектронные радиоизмерительные преобразователи давления

На основе тензоактивного эффекта разработаны теоретические основы и методы построения тензочувствительных радиоизмерительных преобразователей, в которых учтены механизмы действия давления на элементы нелинейных эквивалентных схем преобразователей.

Физическая причина деформационных эффектов состоит в смещении энергетических уровней полупроводника и связанное с этим изменение энергетического спектра электронов и дырок, что приводит к изменению электрических характеристик полупроводника. Во время действия деформации на полупроводниковый прибор его электрические характеристики оказываются функциями давления.

Схема преобразователя давления представлена на рис. 11. Она состоит из биполярного и полевого транзисторов. К параметрам биполярного транзистора, которые изменяются под действием давления, относятся диффузная емкость и ее сопротивление, барьерная емкость и ее сопротивление, коэффициент пе-

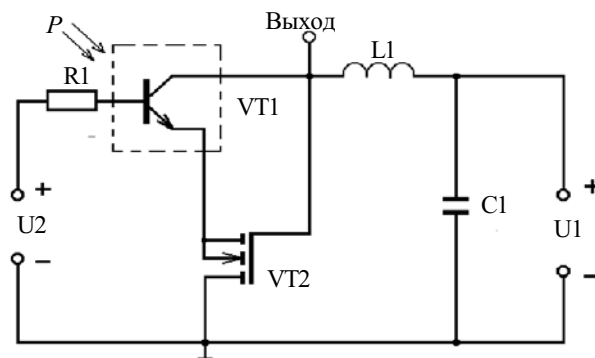


Рис. 11. Электрическая схема преобразователя давления

редачи тока и сопротивление базы. Согласно этому перечню параметров получены аналитические выражения их зависимостей от давления. На рис. 12 представлена теоретическая и экспериментальная зависимости функции преобразования. Расчеты чувствительности показали, что ее величина составляет 13,5 кГц/кгс/мм<sup>2</sup> [12].

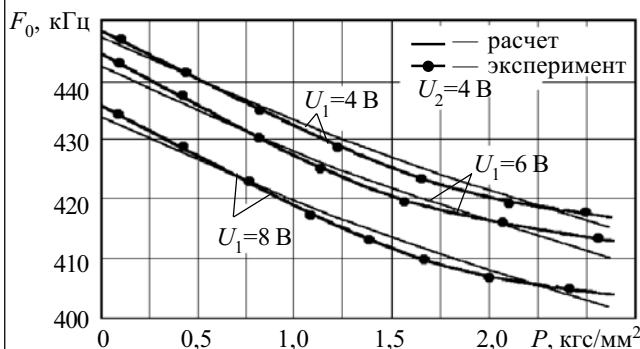


Рис. 12. Теоретическая и экспериментальная зависимости частоты генерации от давления

Реализация преобразователя давления в виде интегральной микросхемной схемы требует изготовления индуктивного элемента колебательного контура генератора в виде МДП-транзистора с RC-цепью. Это дает возможность влиять как на емкость, так и на индуктивность контура при действии давления, которое значительно повышает чувствительность устройства. Схема радиочувствительного преобразователя представлена на рис. 13. Тензочувствительные МДП-транзисторы VT1, VT2, VT3 реализуют генератор электрических колебаний, в котором колебательный контур образован емкостной составляющей полного сопротивления с отрицательным значением активной составляющей на электродах "сток—сток" транзисторов VT1, VT2 и индуктивной составляющей полного сопротивления исток-сток VT3. Таким образом, при действии давления на тензочувствительные МДП-транзисторы изменяется как емкость, так и индуктивность колебательного контура [13].

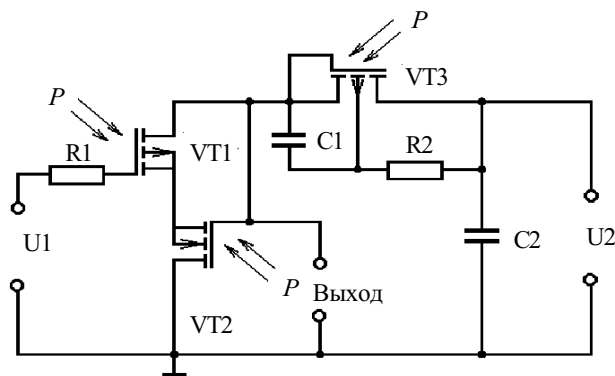


Рис. 13. Схема тензочувствительного преобразователя с активным индуктивным элементом

Влияние давления на эквивалентные емкость и индуктивность колебательного контура передается через изменение параметров элементов эквивалентной схемы, поэтому функция преобразования описывается уравнением

$$F_0 = \frac{\sqrt{V_1 + \sqrt{R_d^8(P)(C_d(P)-1)^2 C_d^6(P)}}}{2\pi \frac{L_{\text{экв}}(P)C_d^5(P)R_d^6(P)}{2\pi}}, \quad (7)$$

где

$$V_1 = C_d^3(P)R_d^4(P) + C_d^4(P)R_d^4(P) - L_{\text{экв}}(P)C_d^3(P)R_d^4(P);$$

$R_d(P)$  — сопротивление стока;

$C_d(P)$  — емкость стока;

$L_{\text{экв}}(P)$  — эквивалентная индуктивность колебательного контура;

$P$  — давление.

Чувствительность частотного преобразователя давления определяется на основе (7):

$$S_P = \frac{1}{4} \left( 2R_d(P) \left( \frac{\partial C_d(P)}{\partial P} \right) \sqrt{A_1} + 2C_d(P) \times \left( \frac{\partial R_d(P)}{\partial P} \right) \sqrt{A_1} + 2C_d^2(P) \left( \frac{\partial R_d(P)}{\partial P} \right) \sqrt{A_1} + R_d(P)C_d(P) \left( \frac{\partial C_d(P)}{\partial P} \right) \sqrt{A_1} - 2L_{\text{экв}}(P) \times R_d(P) \left( \frac{\partial C_d(P)}{\partial P} \right) \sqrt{A_1} - 2L_{\text{экв}}(P)C_d(P) \left( \frac{\partial R_d(P)}{\partial P} \right) \times \sqrt{A_1} + 2R_d^5(P)C_d^3(P) \left( \frac{\partial C_d(P)}{\partial P} \right) + 2R_d^4(P)C_d^4(P) \times \left( \frac{\partial R_d(P)}{\partial P} \right) + 4R_d^4(P)C_d^5(P) \left( \frac{\partial R_d(P)}{\partial P} \right) + 3R_d^5(P) \times C_d^4(P) \left( \frac{\partial C_d(P)}{\partial P} \right) + 2R_d^4(P)C_d^6(P) \left( \frac{\partial R_d(P)}{\partial P} \right) + R_d^5(P)C_d^5(P) \left( \frac{\partial C_d(P)}{\partial P} \right) \right) / \left( C_d^3(P)R_d^3(P)\pi L_{\text{экв}}(P) \times \sqrt{A_1} \sqrt{\frac{A_2 - L_{\text{экв}}(P)R_d^4(P)C_d^3(P) + \sqrt{A_1}}{L_{\text{экв}}(P)R_d^6(P)C_d^5(P)}} \right), \quad (8)$$

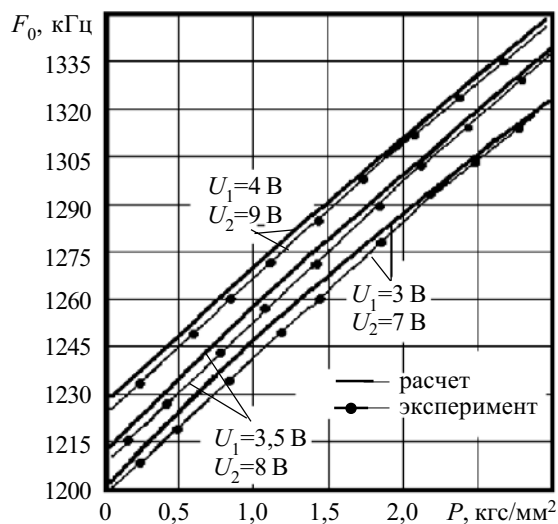


Рис. 14. Теоретическая и экспериментальная зависимость частоты генерации от давления

где  $A_1 = R_d^8(P)C_d^6(P)(C_d(P)+1)^2$ ;

$$A_2 = R_d^4(P)C_d^3(P) + R_d^4(P)C_d^6(P).$$

Теоретические и экспериментальные зависимости функции преобразования представлены на рис. 14. Чувствительность частотного преобразователя, рассчитанная согласно (10), составляет 34 кГц/кгс/мм<sup>2</sup>. Адекватность разработанной модели по сравнению с экспериментом определена в виде относительной погрешности, которая составляет ±5%. Погрешность измерения давления преобразователем с активным индуктивным элементом равна ±0,56%.

#### Рекомендации по проектированию микроэлектронных радиоизмерительных преобразователей

Оценивание технического совершенства приборов сделано на основе обобщенных показателей их технического уровня. Суть метода состоит в определении матрицы показателей существующих и разработанных приборов. На основе матрицы показателей выбирается наилучший по всем показателям прибор, с которым сравниваются другие. Это позволяет определить числовые значения обобщенного показателя технического уровня приборов и сравнить их с точки зрения приближения к потенциальному совершенству.

Согласно оптимизации метрологических параметров и коэффициента полезного действия, материалов чувствительных элементов, разработаны рекомендации по проектированию радиоизмерительных преобразователей. Оптимальной для температурных преобразователей является конструкция на основе двух кремниевых биполярных транзисторов, которая обеспечивает КПД 90%, чувствительность 3,25 кГц/°С, мультипликативную погрешность 0,025%, аддитивную — 0,02%. Расчеты обобщенных показателей технической эффективности радиоизмерительных преобразователей температуры показали, что разработанные устройства имеют обобщенный показатель в 1,35 раза лучший по сравнению с существующими [2, с. 4—12; 14, с. 22—138; 15, с. 106—129].

Оптимальной для оптических радиоизмерительных преобразователей является конструкция с активным индуктивным элементом, которая обеспечивает чувствительность  $4 \cdot 10^5$  Гц/мкВт/см<sup>2</sup>, мультипликативную погрешность 0,004% и аддитивную — 0,15%. Наилучший режим питания, которому отвечает максимальное значение КПД (45%), лежит в диапазоне от 2 до 3,5 В. Обобщенный коэффициент технической эффективности в 1,15 раза лучший в сравнении с существующими устройствами [14, с. 307—373; 16, с. 54—87].

Оптимальной с точки зрения параметров для радиоизмерительных преобразователей давления является конструкция с активным индуктивным элементом, которая обеспечивает линейность характеристики преобразования, высокую чувствительность —  $1,25 \cdot 10^4$  Гц/кгс/мм<sup>2</sup>, мультипликативную погрешность 0,04% и аддитивную — 0,016%. Обобщенный показатель технической эффективности радиоизмерительных преобразователей давления в 2,56 раза лучший по сравнению с существующими устройствами [2, с. 21—32; 14, с. 139—222; 17, с. 113—115].

Рекомендуется проектировать радиоизмерительные магнитные преобразователи на основе биполярной конструкции с активным индуктивным элементом, который обеспечивает коэффициент полезного действия 75%, чувствительность  $(5...8) \cdot 10^3$  Гц/мТ, мультипликативную погрешность 0,24% и аддитивную — 0,13%. Оптимальный режим питания составляет от 4,2 до 5,2 В. Обобщенный показатель технического уровня разработанных приборов в 1,68 раза лучший по сравнению с существующими [2, с. 72—98; 14, с. 223—306; 18].

#### Выводы

Предложены методы построения радиоизмерительных микроэлектронных преобразователей на основе терморезистивного, фоторезистивного, магниторезистивного и тензорезистивного эффектов в чувствительных биполярных и полевых транзисторных элементах, благодаря чему стало возможным создание радиоизмерительных преобразователей с частотным принципом работы и микроэлектронной технологией изготовления, что значительно улучшает их метрологические и экономические показатели.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Новицкий П. В., Кноринг В. Г., Гутников В. С. Цифровые приборы с частотными датчиками. — Л.: Энергия, 1970.
2. Викулин И. М., Стафеев В. И. Полупроводниковые датчики. — М.: Сов. радио, 1975.
3. Викулин И. М., Глауберман М. А., Викулина Л. Ф., Запороженко Ю. А. Частотные датчики на основе однопереходного транзистора // Радиотехника и электроника. — 1973. — Т. 18, № 11. — С. 2384—2387.
4. Осадчук В. С. Индуктивный эффект в полупроводниковых приборах. — К.: Вища школа, 1987.
5. Осадчук В. С., Осадчук О. В. Реактивні властивості транзисторів і транзисторних схем. — Вінниця: Універсум-Вінниця, 1999.
6. Осадчук О. В. Мікроелектронні частотні перетворювачі на основі транзисторних структур з від'ємним опором. — Вінниця: Універсум-Вінниця, 2000.
7. Осадчук О. В. Дослідження фоторезистивного ефекту в биполярних транзисторах // Вісник Вінницького політехнічного ін-ту. — 2001. — № 3. — С. 95—103.
8. Пат. 2122713 РФ. Полупроводниковый датчик температуры / В. С. Осадчук, Е. В. Осадчук, А. В. Осадчук. — 1998. — Бюл. № 33.
9. Пат. 40236 А України. Мікроелектронний вимірвач температури / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. — 2001. — Бюл. № 6.
10. Пат. 2114490 РФ. Полупроводниковый оптический датчик / В. С. Осадчук, Е. В. Осадчук, А. В. Осадчук. — 1998. — Бюл. № 18.
11. Пат. 40239 А України. Мікроелектронний пристрій для виміру магнітної індукції / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. — 2001. — Бюл. № 6.
12. Пат. 2104619 РФ. Электростатический микрофон / В. С. Осадчук, Е. В. Осадчук, А. В. Осадчук. — 1998. — Бюл. № 4.
13. Пат. 40237 А України. Мікроелектронний пристрій для виміру тиску / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. — 2001. — Бюл. № 6.
14. Schaumburg H. Sensoren. Bd 3. — В. Г. — Stuttgart: Teubner, 1992.
15. Луцик Я., Буняк Л., Стадник Б. Застосування ультразвукових сенсорів. — Львів: СП «БаК», 1998.
16. Носов Ю. Р. Оптоэлектроника. — М.: Сов. радио, 1977.
17. Ваганов В. И. Интегральные тензопреобразователи. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
18. Гуменюк С. В., Подлепецкий Б. И. Интегральные полупроводниковые магниточувствительные датчики // Зарубежная электронная техника. — 1989. — № 12. — С. 3—47.

Д. ф.-м. н. Б. М. НИЦОВИЧ, И. В. ДОКТОРОВИЧ,  
д. т. н. В. Н. ГОДОВАНЮК, В. К. БУТЕНКО, В. Г. ЮРЬЕВ

Украина, г. Черновцы, ЦКБ «Ритм»  
E-mail: rhythm@chv.ukrpack.net

Дата поступления в редакцию  
08.01 2004 г.

Оппонент к. т. н. В. В. РЮХТИН  
(ЦКБ "Ритм", г. Черновцы)

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФОТОПРИЕМНЫХ УСТРОЙСТВ В КАЧЕСТВЕ КОНТРОЛЬНЫХ ДЛЯ СНИЖЕНИЯ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

*Приведены результаты исследований метрологических характеристик методик измерений вольтовой чувствительности и обнаружительной способности фотоприемных устройств*

При разработке и производстве фотоприемников и фотоприемных устройств для уменьшения риска изготовителя вводится технологический запас на параметры. В формулу определения запаса входит основная относительная погрешность измерений. При высоком уровне планируемой погрешности в брак попадает часть годных изделий. Задачей настоящей работы было снижение фактической погрешности измерений фотоэлектрических параметров путем использования откалиброванного фотоприемника в качестве контрольного.

При изготовлении фотоприемных устройств (ФПУ) наблюдается большое расхождение результатов измерений вольтовой чувствительности ( $S_V$ ) и обнаружительной способности ( $D_{\lambda}^*$ ) ФПУ на разных этапах производства. Так как характер и величины погрешностей для вольтовой чувствительности и обнаружительной способности одинаковы (не учитывая добавки к общей погрешности измерений  $D_{\lambda}^*$  погрешности измерения шума), то в дальнейшем будем рассматривать составные погрешностей только одного из этих параметров, например  $S_V$  [1, 2].

Исследования проводились на установке, схема которой приведена на рис. 1.

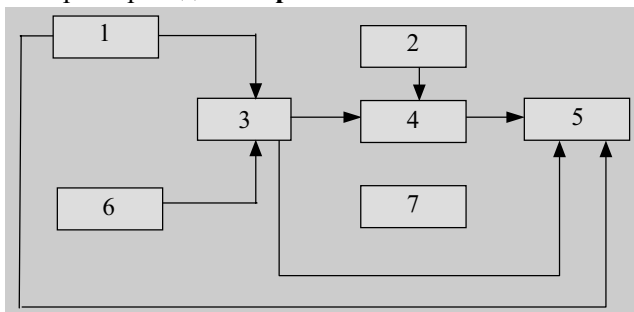


Рис. 1. Структурная схема установки для измерения параметров ФПУ:

1 — генератор импульсов Г5-72; 2 — блоки питания ФПУ и контрольного фотоприемника (Б5-44—2 шт., Б5-50—1 шт.); 3 — источник импульсного монохроматического излучения АДБ161.10; 4 — исследуемый ФПУ; 5 — осциллограф С8-13 (С1-75); 6 — блок питания источника излучения Б5-30; 7 — контрольный фотоприемник ФД255 (ЛФД-2, ФД-255М)

Вольтовая чувствительность определяется по формуле

$$S_V = \frac{U_{c\lambda}}{P_{\lambda}}, \quad (1)$$

где  $U_{c\lambda}$  — величина фотосигнала;

$P_{\lambda}$  — падающий на фоточувствительный элемент световой поток.

Основная относительная погрешность измерения чувствительности ( $\delta_S$ ) состоит из погрешностей измерения фотосигнала ( $\delta_U$ ) и потока излучения ( $\delta_P$ ).

Так как ФПУ является преобразователем световой энергии в электрический сигнал, то величина фотосигнала такого приемника зависит от многих факторов, а именно: от амплитуды и формы импульса излучения, от спектрального состава светового потока, от спектральных характеристик и температурных условий измерения параметров контрольного фотоприемника (ФП) и исследуемого ФПУ, и т. д. Поэтому для оценки погрешности измерения  $S_V$  составим список возможных погрешностей, которые влияют на величину основной относительной погрешности:

- погрешность калибровки чувствительности контрольного фотоприемника ( $\delta_K$ );
- температурная зависимость чувствительности контрольного ФП ( $\delta_T$ );
- нелинейность энергетической характеристики чувствительности контрольного ФП ( $\delta_E$ );
- погрешность измерения формы импульса излучения ( $\delta_r$ );
- зависимость чувствительности ФПУ от положения максимума ( $\delta_{Pmax}$ ) и формы ( $\delta_{\Delta P}$ ) спектральной характеристики источника излучения;
- зависимость уровня светового потока от режима питания источника излучения ( $\delta_i$ );
- погрешность определения коэффициента ослабления светофильтра ( $\delta_{св}$ );
- погрешность измерительного тракта ( $\delta_V$ );
- погрешность измерения фотосигнала ( $\delta_U$ ).

Рассмотрим каждую погрешность отдельно.

1. Погрешность калибровки контрольного фотоприемника ( $\delta_K$ ) зависит от условий калибровки и, если эти условия сохраняются во время измерений исследуемых ФПУ, переносится на общую погрешность измерения параметров ФПУ. Погрешность  $\delta_K$  находится в пределах  $\pm(5 \dots 10)\%$ , которая обусловлена уровнем погрешности эталонных средств измерения и режима калибровки. Верхний уровень погрешно-

сти существенно зависит от длительности импульсов потока излучения — чем короче импульс, тем больше погрешность. В нашем случае величина погрешности будет максимальной.

2. Температурная характеристика чувствительности контрольного ФП и температурный коэффициент чувствительности ( $\delta_T$ ) являются переменными величинами и зависят, в первую очередь, от рабочего спектрального диапазона ФП. Так как измерения параметров ФПУ проводятся на длинноволновом фронте спектральной характеристики чувствительности, где температурная зависимость чувствительности наибольшая, то коэффициент  $\delta_T$  составляет 0,7% /°C.

3. Нелинейность энергетической характеристики чувствительности контрольного ФП ( $\delta_E$ ) в рабочем диапазоне изменения потоков излучения, как правило, не превышает 1%. Для расчета общей погрешности примем типовое значение нелинейности  $\delta_E$  — величину, равную 0,5%.

4. Необходимо отметить, что при измерениях фотоэлектрических параметров (ФЭП) и характеристик при импульсной засветке ФП задается только длина импульсов и не контролируется их форма, что для большинства ФП является достаточным. Однако при измерениях ФЭП и характеристик ФПУ необходимо также контролировать (или учитывать) и форму импульса светового потока.

Погрешность, которая вносится при измерении формы импульса излучения ( $\delta_\tau$ ), зависит от измерительного оборудования, избранного источника излучения, оснастки и контрольного фотоприемника. Для определения изменений во времени сигнала, который имеет короткие фронт и длину импульса, используются широкополосные осциллографы типа С8-13 (С1-75) (см. рис. 1). Сравнительные измерения формы светового импульса проводились на трех осциллографах С8-13 и двух — С1-75, которые прошли метрологическую поверку. В качестве контрольного фотоприемника использовали малоинерционный фотоприемник ЛФД-2. При этом условия измерений и режимы питания излучателя и фотоприемника оставались неизменными.

Пределы изменений формы импульсов фотоответа (осциллограммы фотосигналов) приведены на рис. 2.

Так как форма светового импульса задается в технических условиях (ТУ) на изделие и описывается функцией  $P=f(\cos^2\alpha)$ , то погрешность ( $\delta_{обл}$ ), кото-

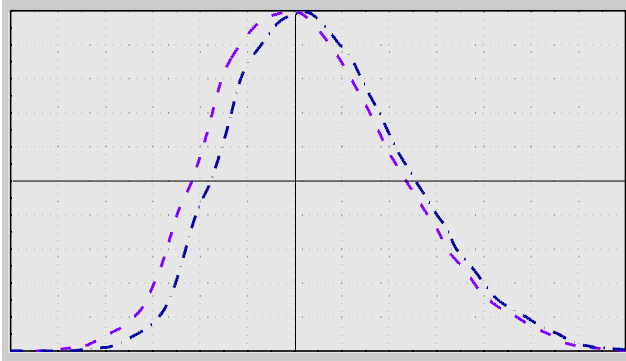


Рис. 2. Пределы изменений формы импульсов излучателя

рая вносится измерительным оборудованием, определялась графо-аналитическим способом как максимальное отклонение реальной формы импульса (измеряемого с помощью вышеуказанных осциллографов) от формы импульса, заданной в ТУ (идеальной). Величина погрешности  $\delta_{обл}$  не превышала  $\pm 3,2\%$ .

К погрешности, которая возникает при отличии реальной формы импульса от заданной, добавляется погрешность источника импульсного излучателя ( $\delta_{дж}$ ). Излучатели, входящие в состав измерительной установки, отличаются между собой по основным параметрам, в том числе и формой светового импульса. Для определения величины этой погрешности были произвольно выбраны десять излучателей и проведены измерения формы светового импульса. Измерения проводились на одном и том же оборудовании при неизменном режиме и условиях работы излучателей. Критерием одинаковых условий были одинаковые амплитуды и длина световых импульсов по уровню 0,5 ( $\tau_{0,5}$ ), которые устанавливались с помощью фотоприемника типа ЛФД-2.

Осциллограммы импульсов источников излучения АДБ161.10 приведены на рис. 3.

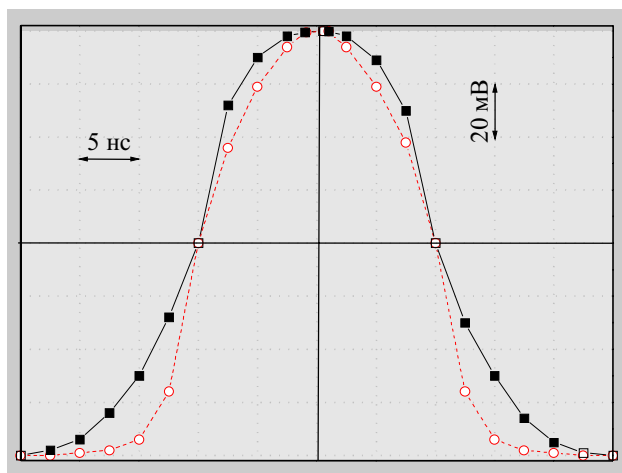


Рис. 3. Осциллограммы импульсов источников излучения АДБ161.10 (предельные значения)

Погрешность  $\delta_{дж}$  определялась аналогично определению погрешности измерительного оборудования, и значение ее не выходит за пределы  $\pm 4,4\%$ .

Аналогично определялись погрешности, которые вносятся оснасткой ( $\delta_{осн}$ ) и контрольным фотоприемником ( $\delta_{фп}$ ). Эти погрешности не превышают значений 2,8 и 4,5%, соответственно.

Общая погрешность  $\delta_\tau$  определялась по формуле [3, 4]

$$\delta_\tau = \sqrt{(\delta_{обл})^2 + (\delta_{дж})^2 + (\delta_{осн})^2 + (\delta_{фп})^2} = \pm 7,5\% \quad (2)$$

5. Поскольку в технических характеристиках излучателей АДБ161.10 приведены допуски на положение максимума излучения и рабочего режима, то, естественно, необходимо определить вклад этих допусков в величины погрешностей, которые возникают при смене положения максимума ( $\delta_{рmax}$ ) и формы ( $\delta_{\Delta P}$ ) спектральной характеристики источника излучения.

Величина фотосигнала ФПУ при облучении его потоком с определенным спектральным составом определяется формулой

$$U_c = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{\lambda} P_{\lambda} d\lambda, \quad (3)$$

где  $\lambda_1, \lambda_2$  — пределы спектрального диапазона излучения;  
 $S_{\lambda}$  — чувствительность ФПУ в диапазоне излучения;  
 $P_{\lambda}$  — спектральное распределение потока излучения.

В качестве фотоприемников ФПУ используются кремниевые  $p-i-n$ -фотодиоды, спектральный рабочий диапазон которых лежит в области резкого уменьшения чувствительности. Поэтому фотосигналы  $U_c$  одного и того же ФПУ, определенные на разных установках, будут отличаться между собой в зависимости от того, насколько положение максимума потока излучателя отличается от длины волны калибровки контрольного фотоприемника. На практике это отличие не учитывают.

Для исследования погрешностей  $\delta_{P_{max}}$  и  $\delta_{\Delta P}$  использовались спектральный комплекс типа КСВУ-6 и оборудование, которое обеспечивает рабочий режим импульсного источника излучения. Схема установки приведена на рис. 4. В качестве контрольного фотоприемника использовался фотодиод типа Д-255М, более инерционный, чем ЛФД-2, зато с высокой и стабильной чувствительностью и меньшей зависимостью ее от условий измерений и режима питания. Эти преимущества являются значительными при измерении спектральных характеристик.

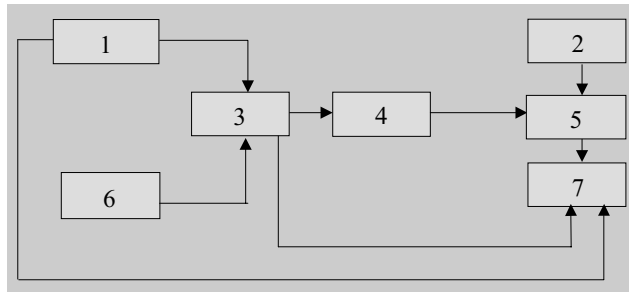


Рис. 4. Структурная схема установки для измерений спектральных характеристик излучателей:

1 — генератор импульсов Г5-72; 2 — блок питания контрольного фотоприемника (Б5-45); 3 — источник импульсного монохроматического излучения АДБ161.10; 4 — комплекс спектральный КСВУ-6; 5 — контрольный фотоприемник ФД-255М с предусилителем; 6 — блок питания источника излучения Б5-30; 7 — осциллограф С1-114

Для уменьшения влияния условий и режима питания излучателей на результаты исследования измерения длины волны максимума излучения ( $P_{\lambda_{max}}$ ) проводились при рабочем напряжении питания  $U_{раб}=45$  В и токе накачки  $I_H=5$  А, одинаковых для всех излучателей. Аналогично определялась погрешность ( $\delta_{\Delta P}$ ) излучателей с одинаковым положением максимума, но разной формой спектральной характеристики. Результаты измерений спектральных характеристик  $P_{\lambda_{max}}$  и  $P_{\lambda}$  приведены на рис. 5 и 6, соответственно.

Погрешности  $\delta_{P_{max}}$  и  $\delta_{\Delta P}$  определяются как максимальное отклонение фотосигнала  $U_c$  от номинального  $U_{сн}$  по формуле

$$\delta_{P_{max}(\Delta P)} = \frac{U_c - U_{сн}}{U_{сн}} \cdot 100\%, \quad (4)$$

где  $U_c$  — фотосигнал при максимальном отклонении одного из параметров излучателя;

$U_{сн}$  — фотосигнал при номинальном значении заданного параметра.

Величина погрешностей  $\delta_{P_{max}}$  и  $\delta_{\Delta P}$  не превышала  $\pm 9,0$  и  $\pm 4,5\%$ , соответственно.

6. Погрешность, которая возникает при изменении режима питания источника излучения ( $\delta_I$ ) (при изменении тока накачки до 8 А и напряжения питания — от 40 до 50 В), определялась для одного из излучателей как максимальное отклонение фотосигнала  $U_c$  от номинального  $U_{сн}$  по формуле (4). При этом учитывали изменения форм светового импульса и спектральной характеристики потока излучения. Определение погрешности проводилось по вышеуказанным методикам. Погрешность  $\delta_I$  не превышала  $\pm 9,4\%$ .

7. Так как потоки излучения, определяемые при калибровке с помощью контрольного фотодиода, находятся за пределом динамического диапазона ФПУ,

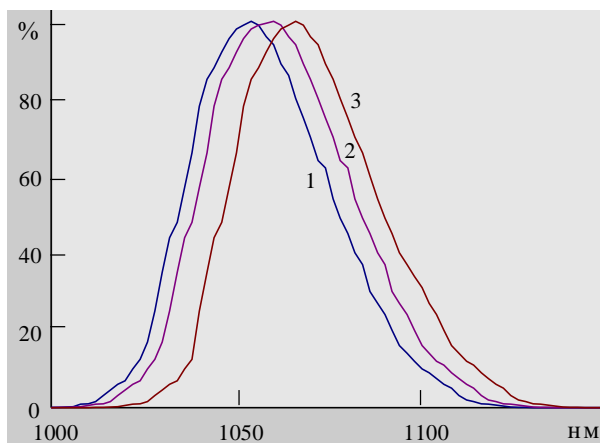


Рис. 5. Спектральные характеристики положения максимума излучателей:

1 —  $\lambda_{max} - \Delta\lambda$  ( $\Delta\lambda$  — допустимое отклонение положения максимума излучения); 2 —  $\lambda_{max}$ ; 3 —  $\lambda_{max} + \Delta\lambda$

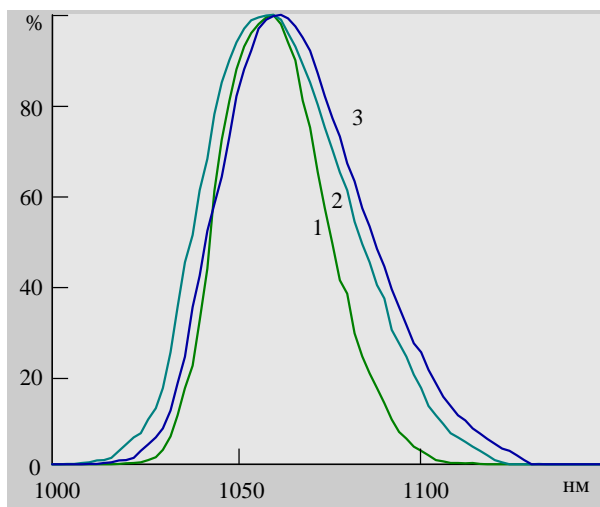


Рис. 6. Форма спектральных характеристик излучателей:

1 —  $\lambda_{0,5} - \Delta\lambda$  ( $\lambda_{0,5}$  — полуширина спектральной характеристики излучения); 2 —  $\lambda_{0,5}$ ; 3 —  $\lambda_{0,5} + \Delta\lambda$

то при измерениях фотоэлектрических параметров ФПУ используются ослабляющие светофильтры. Погрешность определения коэффициента ослабления светофильтра ( $\delta_{св}$ ) зависит от его плотности и растет с увеличением коэффициента ослабления. В нашем случае коэффициент ослабления  $K_{осл}=100$  раз, и погрешность определения коэффициента  $\delta_{св}$  не выходит за пределы  $\pm 2,0\%$ .

8. Использование контрольного фотодиода для определения импульсной мощности потока на рабочей длине волны излучения имеет еще один недостаток — уровень фотосигнала с ФД очень мал ( $U_c=5...10$  мВ). Для уменьшения погрешности измерения используется широкополосный предусилитель. При этом общая погрешность измерения  $\delta_v$  уменьшается, но уровень ее достаточно весомый и составляет  $\pm 7,0\%$ .

9. К основной относительной погрешности добавляется еще одна погрешность — погрешность измерения величины фотосигнала ( $\delta_U$ ) по осциллографу или с помощью импульсного вольтметра. Эта погрешность является переменной величиной и зависит от уровня измеряемого сигнала. При максимальном сигнале (сигнал занимает полный экран или шкалу вольтметра) погрешность  $\delta_U$  не выходит за пределы  $\pm 1,5\%$ .

Основная относительная погрешность измерения вольтовой чувствительности  $\delta_s$  определяется по формуле

$$\delta_s = \sqrt{\delta_k^2 + \delta_f^2 + \delta_E^2 + \delta_c^2 + \delta_{p_{max}}^2 + \delta_{\Delta p}^2 + \delta_j^2 + \delta_{св}^2 + \delta_v^2 + \delta_U^2} \cdot (5)$$

Подставляя значения каждой составляющей погрешности, получим величину  $\delta_s = \pm 20,3\%$ . Такой же уровень отличия результатов измерения вольтовой чувствительности получен при измерении ее на разных установках — на установке изготовителя ФПУ,

отдела технического контроля и на установке заказчика при входном контроле — и составляет 20...25%.

При заданной технологии изготовления ФПУ основные фотоэлектрические параметры и характеристики приемников оптического излучения повторяются. Поэтому в качестве контрольного фотоприемника было выбрано одно из испытуемых ФПУ, была проведена его аттестация по вольтовой чувствительности, а затем проведены измерения параметров десяти ФПУ при максимально допустимых изменениях вышеуказанных режимов и параметров измерительной установки. Расхождение результатов измерений вольтовой чувствительности исследуемых ФПУ не выходило за пределы  $\pm 5,0\%$ . С учетом погрешности калибровки контрольного ФПУ ( $\delta_k = \pm 10\%$ ) основная относительная погрешность измерений вольтовой чувствительности испытуемых ФПУ не выходит за пределы  $\delta_s = \pm 11,2\%$ .

Таким образом, откалибровав в качестве контрольного фотоприемника однотипное с измеряемыми ФПУ фотоприемное устройство, мы уменьшаем погрешность измерений фотоэлектрических параметров в 2—2,5 раза.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. ГОСТ 21934—83. Приемники излучения полупроводниковые. Фотоэлектрические и фотоприемные устройства. Термины и определения.
2. ГОСТ 17772—88. Приемники излучения полупроводниковые. Фотоэлектрические и фотоприемные устройства. Методы измерения фотоэлектрических параметров и определения характеристик.
3. ГОСТ 8.207—76. Прямые измерения с многократными наблюдениями. Методы обработки результатов наблюдения. Основные положения.
4. Кассандрова О. Н., Лебедев В. В. Обработка результатов наблюдения.— М.: Наука, 1970.

#### НОВЫЕ КНИГИ

#### НОВЫЕ КНИГИ

### **Энциклопедия "Машиностроение". Т. III-8. ТЕХНОЛОГИИ, ОБОРУДОВАНИЕ И СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ В ЭЛЕКТРОННОМ МАШИНОСТРОЕНИИ / Под. ред. Ю. В. Панфилова.— М.: Машиностроение.— 744 с.**

В данном томе собраны и систематизированы все существующие передовые технологии: электронные, ионные, рентгеновские и др. Показаны уникальные возможности воздействия на конструкционные материалы высокоэнергетических электронных и ионных пучков, низкотемпературной газоразрядной плазмы и точно дозированных молекулярных потоков. Обобщен отечественный и мировой опыт создания оборудования для производства изделий электронной техники и изложены принципы построения систем автоматического управления. Описаны методы и средства получения и поддержания сверхчистых технологических сред, атмосферы чистых производственных помещений. Систематизированы уникальные технологические процессы изготовления интегральных микросхем и печатных плат, электровакуумных и других приборов. Приведены специфические методы расчета параметров и выбора режимов технологических процессов и оборудования, например, фотолитографии при производстве ИС, термовакуумной обработки ЭВП, описаны технологии и оборудование для изготовления изделий квантовой электроники, приборов отображения информации, для испытания ИЭТ и т. п. Отражены основные понятия, этапы и тенденции развития мехатронных систем.



Д. ф.-м. н. И. М. ВИКУЛИН, к. ф.-м. н. В. И. ИРХА,  
к. ф.-м. н. Б. В. КОРОБИЦЫН, к. т. н. В. Э. ГОРБАЧЕВ

Украина, Одесская национальная академия связи им. А. С. Попова  
E-mail: phys@onat.edu.ua

Дата поступления в редакцию  
16.12.2003 г.

Оппонент к. т. н. В. В. РЮХТИН  
(ЦКБ "Ритм", г. Черновцы)

## ОПТИМИЗАЦИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК *p*—*n*-СТРУКТУР ДЛЯ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

*На примере арсенидгаллиевых p—n-структур рассмотрена возможность использования электролюминесценции p—n-структур для доводки их при изготовлении фотоприемников.*

Основные элементы оптоэлектронной техники — излучатели света (светоизлучающие диоды — СИД) и фотоприемники (фотоэлементы, фотодиоды) выполняются на основе *p*—*n*-структур. В СИД важно вынести рекомбинационное излучение из активной области без заметного самопоглощения, которое может значительно уменьшить внешнюю эффективность. В фотоприемниках важно, чтобы область поглощения света, которая является областью генерации фотоносителей, отстояла от *p*—*n*-перехода на расстоянии около диффузионной длины для минимизации рекомбинационных потерь. Таким образом, требование минимальной толщины наружной области *p*—*n*-структур для достижения максимальной эффективности у излучателей и приемников света совпадают.

Целью настоящей работы являлось рассмотрение возможности использования электролюминесценции *p*—*n*-структур для доведения толщины наружной области до необходимой при использовании *p*—*n*-структуры в качестве СИД или фотоприемников. Дальнейшее изложение базируется на исследованиях *p*—*n*-структур в арсениде галлия, но выводы вполне применимы и для других полупроводников, у которых достаточно высок квантовый выход излучательной рекомбинации.

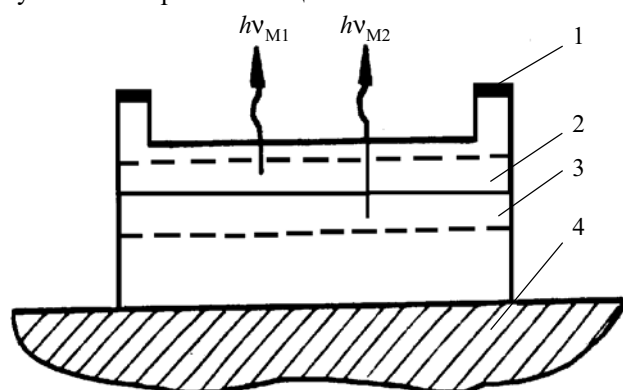


Рис. 1. Схема *p*—*n*-структуры:  
1 — омические контакты; 2 — освещаемая *p*-область; 3 — *n*-область; 4 — металлическое основание

Рекомбинационное излучение в СИД генерируется как в *p*-области, так и в *n*-области, и соотношение между интенсивностью соответствующих полос спектра зависит от многих факторов, но в первую очередь, от отношения концентраций основных носителей тока в *p*- и *n*-областях. При этом энергия максимума спектральной полосы люминесценции в *p*-области  $h\nu_{M1}$  меньше энергии максимума полосы в *n*-области  $h\nu_{M2}$  на энергию активации акцептора [1, 2].

Как было нами показано ранее [3, 4], чтобы получить неискаженное рекомбинационное излучение *p*—*n*-структуры, необходимо толщину световыводящей области довести до одной-двух диффузионных длин неосновных носителей тока. Были изучены *p*—*n*-структуры (см. рис. 1) с концентрацией дырок около *p*—*n*-перехода равной  $10^{25} \text{ м}^{-3}$  и концентрацией электронов в *n*-области в пределах  $2 \cdot 10^{21} \text{—} 10^{25} \text{ м}^{-3}$ .

Для выяснения влияния толщины световыводящей области на спектры электролюминесценции (ЭЛ) были изготовлены методом жидкостной эпитаксии *p*—*n*-структуры с начальной толщиной наружной области около 30 мкм. *P*—*n*-переход находился в кристаллографической плоскости [110] и выявлялась травлением сколотой поверхности [110] в травителе состава: 1 ч. HF (конц.) + 3 ч. HNO<sub>3</sub> (конц.) + 2 ч. H<sub>2</sub>O [5]. Толщина эпитаксиального слоя определялась под микроскопом МИМ-7. При концентрации электронов до  $8 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$  спектры ЭЛ содержали две полосы в области края поглощения (рис. 2).

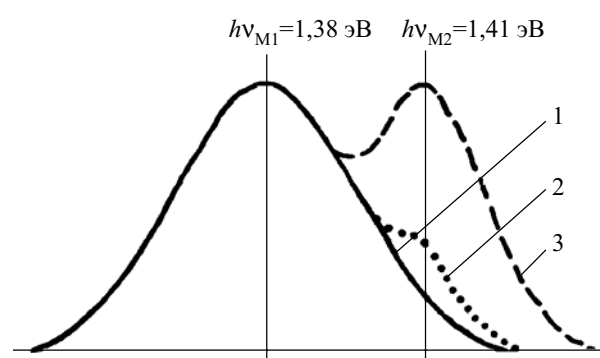


Рис. 2. Спектры ЭЛ фотоэлемента при различной толщине наружной области:  
1 — 30 мкм; 2 — 6 мкм; 3 — 2 мкм

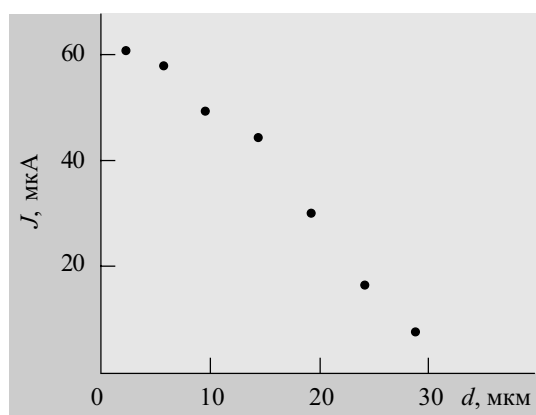


Рис. 3. Зависимость фототока короткого замыкания от толщины освещаемой области для одной  $p$ — $n$ -структуры при послойном стравливании

Для выяснения влияния толщины наружной области на эффективность данной  $p$ — $n$ -структуры в качестве фотоэлемента измерялся также фототок короткого замыкания при постоянном освещении лампы накаливания, питаемой от стабилизированного источника, при температуре 2800°С.

Наружная область  $p$ — $n$ -структуры периодически, после измерения спектров ЭЛ и фототока, травилась для снятия слоя некоторой толщины в травителе состава: 5% брома + 95% метанола. Скорость травления арсенида галлия — 2 мкм/мин при 20°С. Толщина удаленного и оставшегося слоя контролировалась с помощью миниметра и под микроскопом. После каждого травления измерялся спектр ЭЛ и фототок короткого замыкания.

После достижения толщины наружной области около 3 мкм спектры ЭЛ, как и фототоки короткого замыкания, при дальнейшем уменьшении толщины практически не изменялись, что свидетельствовало об оптимизации  $p$ — $n$ -структуры по толщине наружной области для использования как в качестве СИД, так и в качестве фотоэлемента.

Зафиксировав вид спектра ЭЛ для оптимальной толщины наружной области, в дальнейшем можно доводить толщину этой области у других  $p$ — $n$ -структур этой серии до необходимой только по измерениям спектров ЭЛ. Фактически рекомбинационное излучение используется при изготовлении фотоэлементов как внутренняя подсветка из  $p$ — $n$ -структуры при оптимизации оптических свойств наружной области.

Преимущество такого приема перед измерениями фототока короткого замыкания между периодическими травлениями в том, что неизбежные погрешности оптической фокусировки влияют на результат измерения фототока, а измерения спектров ЭЛ не зависят от точности фокусировки, т. к. вид спектра от нее

не зависит. Кратко этот прием описан в [6]. Его можно применять как самостоятельно, так и в комплексе с традиционными методами травления по времени и с контролем по току короткого замыкания. Результаты такого сравнения показаны на рис. 3.

При концентрации электронов в  $n$ -области более  $8 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$  спектр ЭЛ состоит из одной полосы. Однако полуширина спектральной полосы ЭЛ и энергия ее максимума сильно зависят от толщины световыводящей  $p$ -области и несколько менее — от толщины световыводящей  $n$ -области [7]. Объясняется это тем, что при энергии фотонов, равной значению ее на высокоэнергетической стороне полуширины спектральной линии, коэффициент поглощения не менее  $3 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$  [8]. Эта зависимость позволяет и в случае сильно легированной  $n$ -области использовать измерения ЭЛ для доведения толщины наружной области  $p$ — $n$ -структуры до необходимой при использовании  $p$ — $n$ -структуры в качестве фотоэлемента.

\*\*\*

Описанный здесь прием доводки  $p$ — $n$ -структур для использования их в качестве светоизлучающих диодов или фотоприемников, основанный на периодических измерениях спектров электролюминесценции после каждого травления, позволяет избежать влияния погрешностей оптической фокусировки при традиционных измерениях фототока короткого замыкания.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Дроздов В. А., Коробицын Б. В., Слюсаренко В. Н., Царенков Б. В. Температурная зависимость спектров краевой фотолюминесценции слабо легированного электронного и дырочного арсенида галлия. — Деп. в ВИНТИ. — 1975. — № 266-75 Деп.
2. Дроздов В. А., Коробицын Б. В., Слюсаренко В. Н. Излучательная рекомбинация в  $p$ - и  $n$ -областях арсенид-галлиевых  $p$ - и  $n$ -структур при прямом токе. — Деп. в ВИНТИ. — 1975. — № 883-75 Деп.
3. Викулин И. М., Кальнев Н. А., Коробицын Б. В. Об управлении спектром светоизлучающих диодов // Электронная техника. — Сер. Полупроводниковые приборы. — 1988. — Вып. 4. — С. 70—72.
4. Викулин И. М., Горбачев В. Э., Коробицын Б. В. Электролюминесценция в асимметричных  $p$ — $n$ -структурах // Наукові праці УДАЗ. — 2000. — № 1. — С. 8—11.
5. Гореленюк А. Т., Коробицын Б. В., Царенков Б. В., Чабришвили Н. Г. Фотолюминесцентный метод измерения распределения концентрации равновесных носителей тока в GaAs // Физика и техника полупроводников. — 1968. — Т. 2, № 10. — С. 1518—1524.
6. Коробицын Б. В., Викулин И. М., Ирха В. И., Горбачев В. Э. Об особенностях  $p$ — $n$ -структур для оптоэлектроники // Тр. VII междунар. науч.-практ. конф. «Системы и средства передачи и обработки информации». — Одесса. — 2003. — С. 154.
7. Casey H. C., Jr. Trumbore F. A. Single crystal electroluminescent materials // Mater. Science and Eng. — 1970. — N 6. — P. 69—74.
8. Hill D. E. Infrared transmissions and fluorescence of doped gallium arsenide // Phys. Rev. — 1964. — Vol. 133, N 3A. — P. 866—872.

К. т. н. Г. И. ГАВРИЛЮК, А. П. БАКАЛЮК,  
В. В. СЕВАСТЬЯНОВ, В. В. ЧЕЧЕЛЬ

Украина, г. Винница, Научно-исследовательский институт "Телий"  
E-mail: helium@svitonline.com

Дата поступления в редакцию  
29.03 2004 г.

Оппонент д. т. н. А. А. НОВИКОВ  
(ВНТУ, г. Винница)

## МОЩНЫЙ ИНВЕРТОР НАПРЯЖЕНИЯ СО СПЕЦИАЛЬНОЙ СИЛОВОЙ МИКРОСХЕМОЙ

*Для управления MOSFET-транзисторами в качестве мощного драйвера используется силовая микросхема для энергосберегающей техники.*

В настоящее время широкое распространение получили импульсные источники питания различной промышленной аппаратуры [1]. Отличительной особенностью таких устройств является их высокий КПД, малые габариты и высокое качество регулировочных характеристик.

Разработан целый ряд функционально-завершенных узлов, которые отличаются простотой использования и различными областями применения. Такие устройства позволяют строить преобразователи различной мощности — от нескольких ватт до нескольких сотен киловатт. Хорошо освоен нижний диапазон мощностей, где имеется огромное количество управляющих устройств для силовых транзисторов. Их можно выбирать, учитывая качество, надежность и стоимость.

Однако с ростом преобразуемой мощности (>10 Вт) разнообразие устройств становится все меньше, а цена их непомерно высока. На передний план выходит также их надежность. Вопросам надежности в настоящее время посвящено много работ, и все они актуальны на определенных этапах, т. к. силовые транзисторы совершенствуются, и появляются новые проблемы. Наиболее перспективными силовыми приборами являются транзисторы MOSFET и BSIT [1, с. 115].

Настоящая статья посвящена разработке мощного инвертора напряжения, в котором для управления MOSFET-транзисторами в качестве мощного драйвера использована силовая микросхема (СМ) для энергосберегающей техники [2]. На **рис. 1** представлено функциональное назначение выводов СМ.

Рассмотрим схему мощного инвертора, построенного с использованием СМ (**рис. 2**).

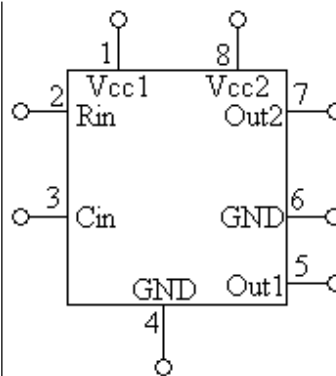


Рис. 1. Назначение выводов СМ:

1 — питание схемы управления СМ и схемы нижнего транзистора инвертора; 2 — выход логического сигнала задающего генератора; 3 — аналоговый управляющий вход; 4 — общая "земля"; 5 — выход управления нижним силовым транзистором; 6 — выход общий для верхнего силового транзистора; 7 — выход управления верхним силовым транзистором; 8 — питание схемы управления верхним силовым транзистором

При подаче входного выпрямленного напряжения и при достижении его значения на выводе 1 около 10 В силовая микросхема начинает работать и, в том числе, генерировать частоту, которая определяется по формуле

$$f_{\text{ген}} = \frac{1}{1,4 \cdot R_2 \cdot C_2},$$

где  $R_2, C_2$  — элементы схемы рис. 2.

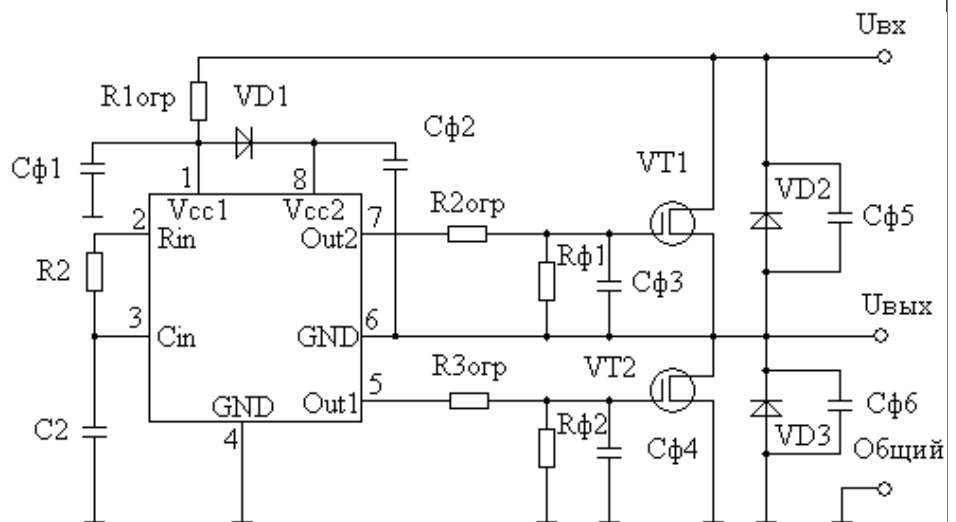


Рис. 2. Схема включения СМ при построении мощного инвертора напряжения

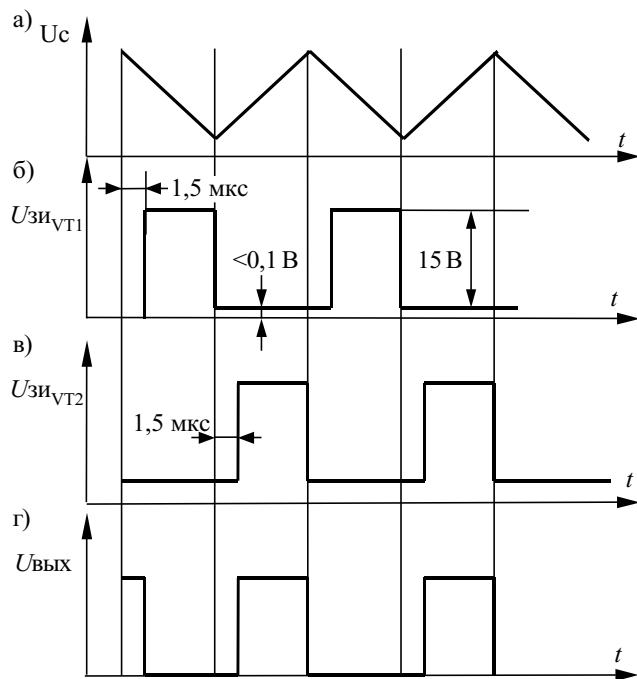


Рис. 3. Временные диаграммы работы инвертора:  $U_c$  — напряжение на конденсаторе  $C_2$ ;  $U_{зи_{VT1}}$  — напряжение затвор-исток транзистора  $VT_1$ ;  $U_{зи_{VT2}}$  — напряжение затвор-исток транзистора  $VT_2$ ;  $U_{вых}$  — выходное напряжение инвертора

Временные диаграммы работы инвертора представлены на рис. 3.

При разряде емкости  $C_2$  (рис. 3, а) на выходе 1 устанавливается высокий уровень напряжения — более 10 В (рис. 3, б), открывается транзистор  $VT_1$ . Сток этого транзистора вывод 6 СМ подсоединяет к "земле", из-за чего конденсатор  $C_2$  начинает заряжаться, и его потенциал приближается к потенциалу вывода 1. После завершения фазы разряда емкости  $C_2$  высокий потенциал на выводе 5 СМ снимается, транзистор  $VT_2$  закрывается, и на 1,5 мкс схема переходит в состояние, когда оба транзистора находятся в отсечке, т. е. в это время на выводах 5, 7 СМ удерживаются низкие уровни активного напряжения. Конденсатор  $C_2$  переходит в фазу заряда. Спустя 1,5 мкс на выводе 7 устанавливается высокий уровень (рис. 3, в), транзистор  $VT_1$  открывается и на выходе инвертора устанавливается высокий потенциал (рис. 3, г).

Все это время высокий управляющий активный потенциал сохраняется благодаря только заряду емкости  $C_2$ . Поэтому при выборе ее необходимо учитывать характер нагрузки вывода 7, а также частоту переключения или время удерживания напряжения на выходе.

По завершении фазы заряда емкости  $C_2$  потенциал с управляющего выхода транзистора  $VT_1$  снимается и через 1,5 мкс цикл повторяется.

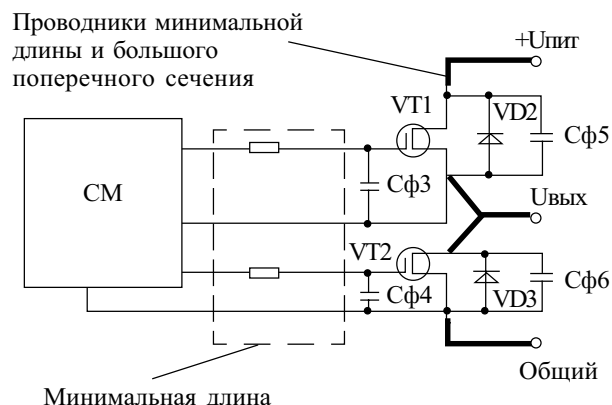


Рис. 4. Схема подключения силовой микросхемы к силовым транзисторам

В схеме рис. 2  $C_3, C_4, C_5, C_6, R_{огр}, R_{3огр}$  уменьшают влияние емкости Миллера силовых транзисторов, а  $R_{ф1}, R_{ф2}$  — уменьшают ее добротность. Величина емкостей  $C_3, C_4$  соизмерима с входной емкостью транзистора. Диоды  $VD_2, VD_3$  исключают возможность произвольного включения паразитных диодов у транзисторов.

Необходимо также обратить внимание на технологические особенности подключения СМ к силовым транзисторам. Такое подключение с соблюдением мер, исключающих влияние больших токов силовых транзисторов на микрорежимы драйвера, изображено на рис. 4.

Установленные конденсаторы  $C_3$  и  $C_4$  снижают влияние емкости Миллера на выходные каскады драйвера. Включение таких элементов стало возможным только из-за мощных динамических характеристик выходного каскада драйвера (емкостная нагрузка может составлять больше 10000 нФ). Уменьшая, таким образом, обратное импульсное воздействие на выходы драйвера, мы уменьшаем возможность эффекта защелкивания паразитных элементов используемого твердотельного узла на базе микросхемы IR2151.

Емкости  $C_3$  и  $C_4$  желательно выбирать равными входным емкостям силовых транзисторов.

\*\*\*

Спроектированный мощный инвертор напряжения показал работоспособность при кратковременной перегрузке во время включения, а также при флуктуации питающего напряжения. Использование силовой микросхемы повысило защиту мощного инвертора от электромагнитных воздействий и влаги, а также снизило себестоимость и габариты преобразователя.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Силовые полупроводниковые приборы / Под ред. В. В. Токарева. — Воронеж: ЭЛИСТ, 1995.
2. Гаврилюк Г. И., Севастьянов В. В., Бондарчук Л. М., Чечель В. В. Силовая микросхема для блоков управления газоразрядными источниками света // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. — 2002. — № 6. — С. 63—64.

Д. т. н. А. А. АЩЕУЛОВ, к. ф.-м. н. В. Г. ОХРЕМ,  
к. ф.-м. н. Е. А. ОХРЕМ

Украина, г. Черновцы, Черновицкий национальный университет  
им. Ю. Фельдовича, Институт термоэлектричества  
E-mail: oe-dpt@chnu.cv.ua, anatychuk@ite.cv.ua

Дата поступления в редакцию  
12.03 2004 г.  
Оппонент д. ф.-м. н. З. Д. КОВАЛЮК  
(ЧФ ИПМ НАНУ, г. Черновцы)

## УСТРОЙСТВО ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ МИКРОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ

*Разработана и испытана конструкция гальванотермомагнитного холодильника, работающего в области температуры кипения жидкого азота и ниже.*

Гальванотермомагнитный (ГТМ) метод охлаждения отличается зависимостью рабочих характеристик холодильных элементов (ХЭ) от величины и направления индукции магнитного поля (umkehr-эффект), что дает возможность ими управлять.

Теория ГТМ-охлаждения с учетом umkehr-эффекта приведена в работе [1], в которой исследовано его влияние на холодильный коэффициент, холодопроизводительность и максимальное снижение температуры при слабых токах. Эти исследования привели к созданию инверсионного ГТМ ХЭ, ветви которого изготовлены из одного и того же материала (из висмута), но различным образом ориентированы относительно направления индукции магнитного поля. В случае слабых токов термомагнитная добротность определяется термо-эдс при отрицательном направлении индукции магнитного поля, а ток направлен тоже против этой же термо-эдс. Были проведены экспериментальные исследования, которые также описаны в [1]. В случае сильных токов исследованы холодопроизводительность и максимальное снижение температуры. Получены оригинальные результаты и показано, что в этом случае umkehr-эффект приводит к значительному усилению эффекта охлаждения.

Ввиду важности полученных результатов приведем здесь краткое изложение теории ГТМ-охлаждения с помощью продольных ХЭ с учетом umkehr-эффекта. Принципиальная схема продольного ГТМ ХЭ представлена на рис. 1. Ветви  $p$ - и  $n$ -проводимости 1 и 2 изготовлены из одного и того же монокристаллического висмута так, что их длинные

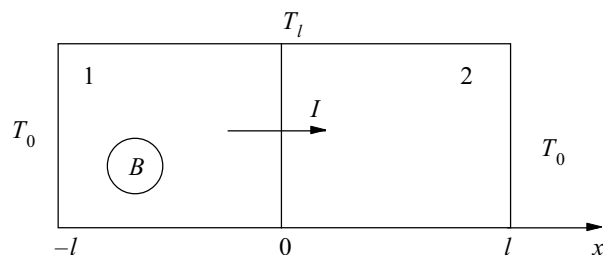


Рис. 1. Принципиальная схема инверсионного гальванотермомагнитного холодильного элемента

оси совпадают с выбранным кристаллографическим направлением, но одна из ветвей повернута относительно другой вокруг этой оси на такой угол, чтобы тип ее проводимости при этом изменился. В висмуте и в сплавах "висмут—сурьма" существует множество таких ориентаций, и всегда можно подобрать приемлемую.

Считая, что коммутационные элементы (на рис. 1 не показаны) не влияют на термоэлектрические процессы, происходящие в ГТМ ХЭ, рассчитаем распределение температуры в отдельной ветви (рис. 2). Если кинетические коэффициенты не зависят от температуры и координат (это предположение выполняется при условии, что рабочий интервал температуры не очень широк), то уравнение теплопроводности будет иметь вид

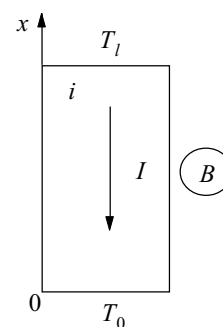


Рис. 2. Схема ветви, примененная для расчета распределения температуры

$$\chi_i(B) \frac{d^2 T_i}{dx^2} - (\alpha_i(-B) - \alpha_i(B)) j_i \frac{dT_i}{dx} + \rho_i(B) j_i^2 = 0, \quad (1)$$

где  $\chi_i(B)$ ,  $\rho_i(B)$  — удельные теплопроводность и электрическое сопротивление материала  $i$ -й ветви вдоль оси  $x$ . Плотность тока  $j_i$  и градиент температуры  $T_i$  направлены также вдоль оси  $x$ , магнитная индукция  $B$  — перпендикулярно оси  $x$ .  $\alpha_i(B)$ ,  $\alpha_i(-B)$  — термо-эдс материала ветви вдоль  $x$  при прямом и обратном направлениях индукции поперечного магнитного поля, соответственно. Смысл членов, входящих в (1), таков: первый — это тепло, выделяющееся в единице объема за счет теплопроводности, третий — тепло Джоуля, а второй — это тепло, выделяющееся в единице объема за счет эффекта Томсона,  $\alpha_i(B) - \alpha_i(-B)$  имеет смысл коэффициента Томсона и, одновременно, является характеристикой umkehr-эффекта.

Уравнение (1) с граничными условиями

$$T_i(0) = T_0, \quad T_i(l) = T_l, \quad (2)$$

означающими термостатирование торцов ветви (рис. 2) при температурах  $T_0$  и  $T_l$ , имеет решение

$$T_i(x) = T_0 + \frac{b_l}{a_i} x - \left( \Delta T + \frac{b_l}{a_i} l \right) \frac{e^{a_i x} - 1}{e^{a_i l} - 1}, \quad (3)$$

где  $\Delta T = T_0 - T_l > 0$ ,  $a_i = [\alpha_i(-B) - \alpha_i(B)] j_i / \chi_i(B)$ ,

$b_i = \rho_i(B) j_i^2 / \chi_i(B)$ ,  $i = n$  или  $p$ .

Холодопроизводительность, по определению,

$$Q_l = -\chi_p \frac{dT_p}{dx} \Big|_{x=l} S_p + \alpha_p(-B) T_l j_p S_p - \chi_n \frac{dT_n}{dx} \Big|_{x=l} S_n +$$

$+ \alpha_n(-B) T_l j_n S_n$ ,

где  $\chi_p, \chi_n$  — удельные теплопроводности;

$S_p, S_n$  — поперечные сечения ветвей;

$\alpha_p(-B), \alpha_n(-B)$  — термо-эдс при отрицательном направлении магнитной индукции;

$j_p = -\frac{I}{S_p}$ ;  $j_n = -\frac{I}{S_n}$ ;  $I$  — сила тока.

Подставив вместо  $T_p$  и  $T_n$  их значения по (3), получим:

$$Q_l = -\chi_p \left( \frac{b_p}{a_p} + \left( \Delta T + \frac{b_p}{a_p} l \right) \frac{a_p e^{a_p l}}{1 - e^{a_p l}} \right) S_p -$$

$$-\chi_n \left( \frac{b_n}{a_n} + \left( \Delta T + \frac{b_n}{a_n} l \right) \frac{a_n e^{a_n l}}{1 - e^{a_n l}} \right) S_n + (\alpha_p(-B) - \alpha_n(-B)) T_l I.$$

При выполнении условий  $\exp[\alpha_i(-B) - \alpha_i(B)] j_i l / \chi_i \gg 1$  выражение для холодопроизводительности ГТМ ХЭ примет вид

$$Q_l = \left( \frac{\rho_p \chi_p}{\Delta \alpha_p} - \frac{\rho_n \chi_n}{\Delta \alpha_n} \right) I - (\Delta \alpha_p - \Delta \alpha_n) \Delta T I +$$

$+ I^2 R - (\alpha_p(-B) - \alpha_n(-B)) T_l I$ ,

где  $\Delta \alpha_i = \alpha_i(-B) - \alpha_i(B)$ ;

$I$  — сила тока в элементе;

$R$  — сопротивление ХЭ —  $R = (\rho_p / S_p + \rho_n / S_n) l$ .

Члены, входящие в выражение для  $Q_l$ , имеют следующий смысл: второй член — это стекающее в объем ТЭ тепло Томсона, которое уменьшает тепло Джоуля (третий член), четвертый член — это поглощающееся (если  $(\alpha_p(-B) - \alpha_n(-B)) > 0$ ) на холодных торцах ХЭ тепло Пельтье. Что касается первого члена, то он не имеет аналога в обычном выражении для холодопроизводительности стандартного ХЭ Пельтье, а обусловлен совокупностью действующих в ГТМ ХЭ эффектов. Кроме того, в этом выражении нет члена, который описывает теплопроводность, — это тоже связано с umkehr-эффектом.

Видно, что холодопроизводительность  $Q_l$  не имеет максимума по  $I$ . Вместе с тем видно, что она с ростом  $I$  растет.

Используя условия  $e^{a_p l} \gg 1$ ,  $e^{a_n l} \gg 1$ , выражения для  $a_p$ ,  $a_n$ ,  $b_p$ ,  $b_n$  и равенство  $Q_l = 0$ , получим следующее выражение для перепада температуры:

$$\Delta T = \frac{(\alpha_p(-B) - \alpha_n(-B)) T_0 - R I - \chi_p \rho_p / \Delta \alpha_p + \chi_n \rho_n / \Delta \alpha_n}{\alpha_p(B) - \alpha_n(B)}.$$

Пусть  $\alpha_p(-B) = \alpha_n(B)$ ,  $\alpha_n(-B) = \alpha_p(B)$ ,  $\rho_p(B) = \rho_n(B) = \rho$ ,  $\chi_p(B) = \chi_n(B)$  — эти соотношения могут выполняться, например, для висмута. Тогда для перепада температуры получим выражение

$$\Delta T = -T_0 - \frac{R}{\delta \alpha} I + \frac{2}{Z},$$

где  $\delta \alpha = \alpha_p(B) - \alpha_n(B)$ ;

= термомагнитная добротность —  $Z = (\delta \alpha)^2 / (\chi \rho)$ .

Область изменения силы тока находится из условий, что  $\Delta T$  должен быть положительным и не большим  $T_0$  (когда  $T_l = 0$ ), которые приводят к выражению

$$\left( \frac{2}{Z} - 2T_0 \right) \frac{\delta \alpha}{R} \leq I \leq \left( \frac{2}{Z} - T_0 \right) \frac{\delta \alpha}{R}.$$

Возьмем для примера  $\delta \alpha = 5 \cdot 10^{-4}$  В/К,  $\rho = 10^{-3}$  Ом·см,  $\chi = 0,1$  Вт/(см·К),  $l/S \approx 10$  см<sup>-1</sup>,  $T_0 = 80$  К. Для этих параметров будем иметь  $Z = 2,5 \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup>,  $R = 2 \cdot 10^{-2}$  Ом и, соответственно,  $16 \text{ A} \leq I \leq 18 \text{ A}$ . Пусть, например,  $I = 17 \text{ A}$ . Тогда  $(\Delta T)_{\max} = 40 \text{ K}$ . При  $I = 2(1/Z - T_0) \delta \alpha / R$ ,  $T_l = 0$ , т. е. составляет абсолютный нуль. Значительное усиление эффекта охлаждения обусловлено umkehr-эффектом. Umkehr-эффект и эффект Пельтье сильно ослабляют эффекты теплопроводности и Джоуля, что и приводит к указанному увеличению перепада температуры.

Полученные результаты нельзя понимать буквально, поскольку, как отмечалось выше, использованное приближение справедливо в достаточно узком температурном интервале — это может быть, в лучшем случае, два-три десятка градусов от азотной температуры. Кроме того, umkehr-эффект сам сильно зависит от температуры, что не учтено. Следует отметить, что в области низких температур возможны и другие эффекты, которые нами также не учтены. Таким образом, полученные формулы справедливы только для той области температур, для которой кинетические коэффициенты постоянны. Отметим, однако, что полученные результаты в целом отображают реальное состояние, указывая путь, по которому нужно идти для достижения более глубокого охлаждения.

На рис. 3 дана принципиальная схема конструкции устройства гальванотермомангнитного охладителя, работающего в магнитном поле при температуре кипения жидкого азота и ниже. Предлагаемый охладитель содержит ветви 7 и 8, которые исполнены в виде прямоугольных параллелепипедов

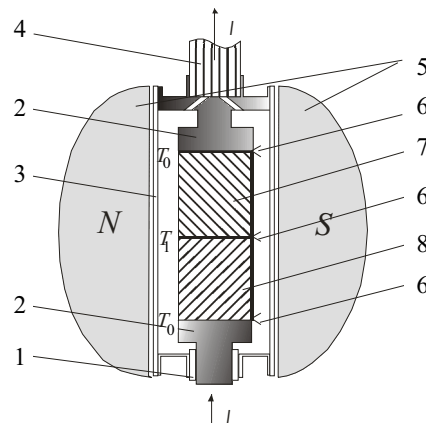


Рис. 3. Принципиальная схема ГТМ-устройства для охлаждения элементов микроэлектронной техники:

1 — диэлектрическая втулка; 2 — электроподводы; 3 — корпус устройства; 4 — трубка для вывода проводов термопар и создания вакуума; 5 — постоянный магнит; 6 — термопары; 7, 8 — ветви ГТМ ХЭ

длиной  $a$  и размерами  $b \times c$  в поперечном сечении из одного и того же монокристаллического висмута. Направление длин ветвей совпадает с направлением, которое ориентировано под углами  $10^\circ$  к бинарной и  $80^\circ$  к бисекторной осям в бинар-бисекторной плоскости, — это направление соответствует максимуму разности  $\alpha(-B) - \alpha(B)$ . Ветвь 8 повернута вокруг своей длины на угол  $180^\circ$  и электрически соединена с ветвью 7 торцевыми гранями.

Противоположные торцевые грани ветвей 7 и 8 присоединены к термостатированным при температуре кипения жидкого азота  $T_0$  электропроводам 2, через которые пропускается рабочий ток. Верхний электропровод вместе с трубкой 4 прикреплен к корпусу устройства 3, а нижний проходит через диэлектрическую втулку 1, которая электроизолирует его от корпуса 3 и, одновременно, дает возможность демпфировать температурные изменения геометрических размеров ветвей 7, 8 и электропроводов 2. Корпус 3 вместе с ветвями 7, 8 и электропроводами 2 расположен между полюсами постоянного магнита 5. Трубка 4 служит для вывода проводов термопар и, одновременно, создания вакуума во внутренней полости устройства для создания адиабатической изоляции ГТМ ХЭ. Все устройство погружается в сосуд Дьюара с жидким азотом. Контроль температур  $T_1, T_0$  осуществляется с помощью термопар 6.

При  $B=1$  Тл для висмутовых ветвей указанной выше ориентации и токе 16,5 А экспериментально

было получено снижение температуры от  $T=80$  К примерно на 30 К, т. е. можно говорить о неплохом согласии теории и эксперимента. Таким образом, описанное устройство можно рекомендовать для охлаждения элементов микроэлектроники, а также ИК-техники.

Рассмотренные ГТМ ХЭ особенно эффективны в случае высокой термомагнитной добротности материала ветвей. Они пригодны в качестве охладителей для различного рода микросенсоров, приемников ИК-излучения [2], что приводит к значительному понижению уровня их шумов.

\*\*\*

При токах больших, чем обычно используемые в гальванотермомагнитных холодильных элементах, umkehr-эффект приводит к эффекту Томсона, который сильно влияет на перепад температуры, существенно увеличивая его, что привело к возможности создания устройства для охлаждения элементов микроэлектронной аппаратуры.

## ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Ащеулов А. А., Охрем В. Г., Охрем Е. А. Продольные гальванотермомагнитные холодильники // Термоэлектричество.— 2002.— № 4.— С. 28—37.
2. Формозов Б. Н. Проблемы создания системы глобального дистанционного зондирования Земли в ИК-диапазоне // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2004.— № 1.— С. 3—6.

## ВЫСТАВКИ. КОНФЕРЕНЦИИ

## Девятая международная научно-техническая конференция «Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники» ПЭМ-2004

# ПЭМ-2004

12—17 сентября 2004 г.  
г. Таганрог

## Тематика секций:

- материалы электронной техники;
- технология микроэлектроники;
- микросхемотехника;
- проектирование приборов и микросхем;
- твердотельная электроника СВЧ;
- оптоэлектроника;
- микросистемная техника;
- наноэлектроника;
- планирование, менеджмент и экономика в электронике.

## Адрес оргкомитета:

347928, Россия, Ростовская обл., г. Таганрог,  
ГСП-17А, пер. Некрасовский, 44, ТРТУ,  
кафедра РТЭ

Тел.: (86344) 37-16-29  
E-mail: pem@fep.tsure.ru  
<http://www.fep.tsure.ru/win/conferenc/index.html>

К. т. н. В. Ю. КРАВЕЦ, к. т. н. Ю. Е. НИКОЛАЕНКО,  
к. т. н. А. И. РУДЕНКО

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

Дата поступления в редакцию  
07.05 2004 г.  
Оппонент к. т. н. В. Е. ТРОФИМОВ  
(ОНПУ, г. Одесса)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕДАЮЩИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИАТОРОВ С ОРЕБРЕНИЕМ НА ОСНОВЕ МИНИАТЮРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

*Приведены результаты исследования теплопередающих характеристик радиаторов на основе миниатюрных тепловых труб для компонентов персональных компьютеров.*

Стремление к повышению отводимых мощностей рассеяния от электронных приборов приводит к созданию все более совершенных систем охлаждения, одним из основных элементов которых является радиатор.

Одним из возможных путей повышения теплопередающей способности радиаторов является использование устройств с высокими теплопередающими свойствами в качестве ребер. Такими устройствами могут быть миниатюрные тепловые трубы (МТТ), эффективная теплопроводность которых, в зависимости от геометрических характеристик, более чем на порядок выше, чем у меди. В лаборатории тепловых труб НТУУ "КПИ" разработана оригинальная конструкция радиатора с миниатюрными тепловыми трубами, имеющими форму незамкнутых петель.

### Методика исследования

С целью определения эффективности радиаторов с миниатюрными тепловыми трубами были изготовлены два экспериментальных образца радиаторов, в которых ребрами служат МТТ петлеобразной формы (рис. 1, 2). В одном образце радиатора применялись десять МТТ наружным диаметром 4 мм, которые были заправлены этиловым спиртом. В другом образце радиатора использовались семь медных МТТ наружным диаметром 6 мм, заправленных дистиллированной водой. МТТ в обоих образцах при-



Рис. 1. Радиатор с петлеобразными МТТ Ø 4 мм

паивались к медному основанию 1 размерами 49×49×3 мм. (Размеры основания были выбраны как типичные для существующих систем охлаждения процессоров мощных компьютеров.) Внутренняя поверхность МТТ была покрыта слоем медной металлолокнистой капиллярной структуры 3 толщиной 0,5 мм и пористостью 90%.

Реальная площадь зоны испарения радиаторов с МТТ Ø 4 мм составляла  $13,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ , Ø 6 мм —  $18,6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ , площадь зон конденсации — соответственно  $147 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$  и  $141 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ , масса радиатора — 0,15 кг и 0,19 кг, соответственно.

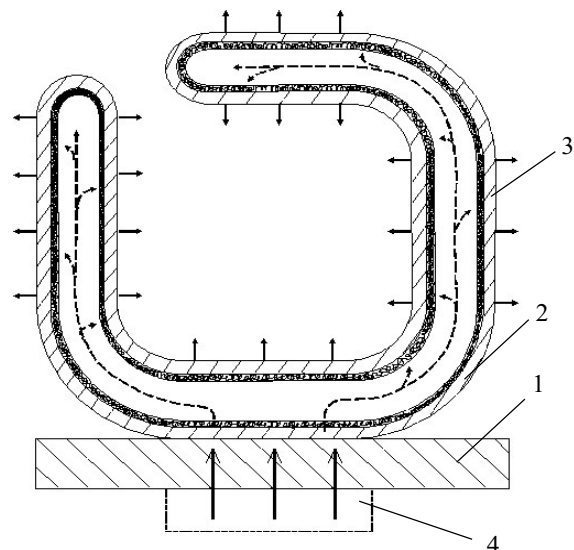


Рис. 2. Миниатюрная тепловая труба—ребро радиатора: 1 — основание; 2 — корпус МТТ; 3 — капиллярная структура; 4 — источник теплоты

В качестве источника теплоты использовался омический нагреватель, который крепился к нижней части основания через теплопроводную пасту на основе оксида бериллия КПТ-8 ( $\lambda = 0,7 \text{ Вт/(м} \cdot \text{°С)}$ ) [1, с. 65]. Площадь теплоподводящей части нагревателя соответствовала размерам ядра существующих процессоров современных компьютеров и составляла  $1,1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ .

Испытания радиаторов проводились в аэродинамической трубе со скоростью обдува 2,7, 3,9 и 5,5 м/с. Скорость обдува поддерживалась постоянной. Радиатор располагался в участке, куда поступал стабилизированный поток воздуха. Скорость воздуха, омывающего поверхность радиатора в экспериментальном участке, определялась путем пересчета с учетом реальной площади, занимаемой радиатором. Все температурные измерения осуществлялись медь-константановыми термопарами, показания которых регистрировались цифровым милливольтметром Щ68000. Медь-

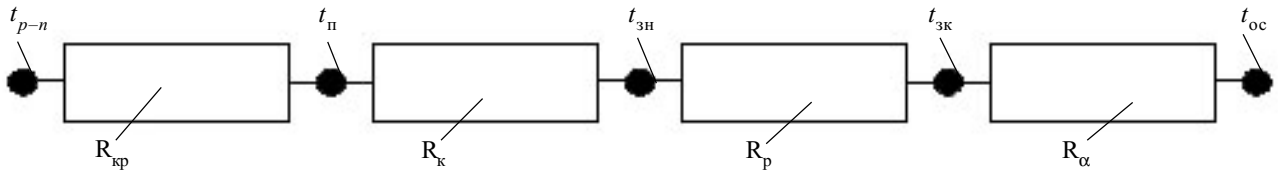


Рис. 3. Термические сопротивления от  $p-n$ -перехода полупроводникового кристалла до окружающей среды:  $t_{p-n}$  — температура  $p-n$ -перехода;  $t_{п}$  — температура поверхности микросхемы;  $t_{зн}$  — температура тепловоспринимающей поверхности радиатора;  $t_{зк}$  — температура поверхности сброса теплоты радиатора;  $t_{oc}$  — температура окружающей среды;  $R_{кр}$  — термическое сопротивление кристалла микросхемы;  $R_{к}$  — термическое сопротивление контакта микросхемы с радиатором;  $R_{р}$  — термическое сопротивление радиатора;  $R_{\alpha}$  — термическое сопротивление теплоотдачи

константовые термопары перед испытаниями тарировались с помощью платино-платинородиевой термопары в диапазоне температур от 10 до 200°C. Точность измерения температуры составляла 0,1°C. Измерялась температура в зоне испарения миниатюрных тепловых труб (5 термопар) и в зоне конденсации (15 термопар), а также на поверхности основания (4 термопары). Предусмотрено было также измерение температуры потока воздуха, входящего в экспериментальный участок (две термопары) и выходящего из него (три термопары).

Поскольку тепловые потери от нагревателя при больших нагрузках достигали 60%, то отводимый от радиатора тепловой поток определялся по показаниям термопар, установленных в гильзах на входе  $t_{вх}$  и выходе  $t_{вых}$  экспериментального участка по зависимости

$$Q = V\rho C_p F (t_{вх} - t_{вых}),$$

где  $V$  — скорость воздуха, омывающего поверхность радиатора, м/с;

$\rho$  — плотность воздуха при температуре  $t_{ср} = (t_{вх} + t_{вых})/2$ , кг/м<sup>3</sup>;

$C_p$  — удельная теплоемкость воздуха при  $t_{ср}$ , Дж/(кг·°C);

$F$  — площадь проходного сечения для воздуха в месте установки радиатора, м<sup>2</sup>.

Все температурные измерения проводились после вывода радиатора на стационарный режим.

В результате экспериментов определялись температурное поле по длине МТТ, средняя температура основания и температура в зоне контакта нагревателя с основанием. Так как зона конденсации занимала большую часть МТТ, то температура в ней определялась как средняя по показаниям всех установленных там термопар.

По полученным результатам температурных измерений рассчитывались удельный тепловой поток и термическое сопротивление радиатора. Термическое сопротивление радиатора рассчитывалось по зависимости

$$R_p = \frac{t_{осн} - t_{конд}}{Q},$$

где  $t_{осн}$  — среднее значение температуры основания радиатора;  $t_{конд}$  — среднее значение температуры зоны конденсации МТТ, поверхность которых омывается воздухом.

### Результаты исследования

Температурный уровень работы микропроцессорных полупроводниковых устройств зависит от многих факторов — от мощности рассеяния, от условий охлаждения, от размеров самой микросхемы. Снижение габаритов микросхемы при одной и той же мощности рассеяния приводит к увеличению удельных тепловых нагрузок и, соответственно, к повышению ее температуры. Если рассмотреть цепочку термических сопротивлений от самой микросхемы до окружающей среды, то она будет иметь вид, показанный на рис. 3.

Термические сопротивления кристалла микросхемы  $R_{кр}$  и контакта  $R_{к}$  обычно имеют небольшие значения и не могут вызывать существенного торможения движения тепловой энергии от  $p-n$ -переходов к окружающей среде. Основной перепад температур обычно наблюдается при передаче теплоты радиатором и на участке сброса в окружающую среду.

Термическое сопротивление радиатора  $R_p$  зависит от его конструкции. При выборе радиаторов, у которых ребрение выполнено из материала с постоянным коэффициентом теплопроводности, термическое сопротивление их будет практически постоянным при изменении тепловой нагрузки. Увеличение площади поперечного сечения теплоотвода позволяет снизить термическое сопротивление радиатора, но приводит к повышению его массы.

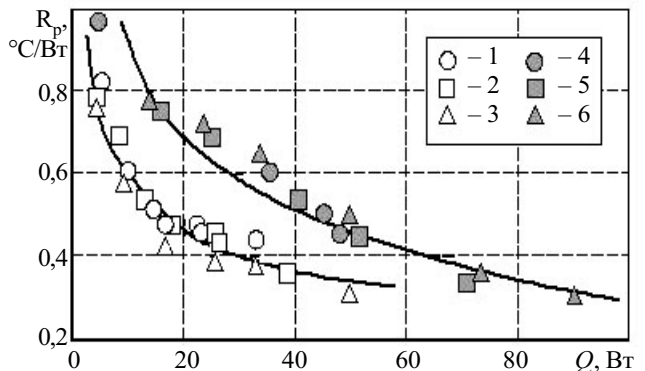


Рис. 4. Зависимость термического сопротивления радиаторов с тепловыми трубами различного диаметра от отводимой тепловой нагрузки  $Q$  при различных скоростях обдува  $V$ :

1, 2, 3 — Ø 4 мм; 4, 5, 6 — Ø 6 мм; 1, 4 —  $V=2,7$  м/с; 2, 5 — 3,9 м/с; 3, 6 — 5,5 м/с

Использование радиатора с миниатюрными тепловыми трубами в качестве ребер дает возможность не только снизить термическое сопротивление  $R_p$ , но и уменьшить массу всей конструкции системы охлаждения. Из рис. 4 видно, что  $R_p$  радиаторов с МТТ снижается с повышением передаваемого теплового потока. В области относительно небольших тепловых потоков (до 50 Вт) более эффективным оказался радиатор с МТТ Ø 4 мм, чем радиатор с МТТ Ø 6 мм. При более высоких тепловых нагрузках (90 Вт) термическое сопротивление радиатора с МТТ Ø 6 мм снижается до значений 0,3°C/Вт и становится практически таким же, как с МТТ Ø 4мм. Как показано на рис. 4, в диапазоне исследованных параметров термическое сопротивление радиаторов практически не зависит от

скорости обдува зоны конденсации. Это можно объяснить тем, что величина  $R_p$  определяется, в основном, только интенсивностью процессов испарения и конденсации внутри МТТ, которые, в свою очередь, зависят от уровня передаваемой тепловой нагрузки.

Как показано в [2], коэффициенты теплоотдачи в зонах МТТ превышают  $1000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С})$ . Причем в зоне испарения (при кипении) они в несколько раз выше, чем в зоне конденсации. Внешняя интенсивность теплоотдачи при обтекании воздухом зоны конденсации не превышает, в зависимости от скорости обдува,  $100 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С})$ . Термическое сопротивление теплоотдачи  $R_\alpha$  (см. рис. 3) в нашем случае будет самым высоким. Поэтому оно и будет определять температурный уровень наиболее ответственных участков системы охлаждения. В данном случае это будет температура основания радиатора  $t_{\text{осн}}$ .

На рис. 5 показана зависимость температуры основания радиатора с МТТ  $\varnothing 4 \text{ мм}$  от передаваемой тепловой нагрузки. Здесь видно, что при увеличении скорости обдува температура основания снижается. Однако при одном и том же тепловом потоке увеличение скорости обдува не приводит к пропорциональному снижению температуры  $t_{\text{осн}}$ . Это связано с тем, что существует степенная зависимость коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  со скоростью обдува  $V$ :  $\alpha \sim V^n$ , причем показатель степени  $n < 1$ . Тем не менее радиатор с МТТ  $\varnothing 4 \text{ мм}$  позволил отвести до  $50 \text{ Вт}$  при температуре основания, не превышающей  $70^\circ\text{С}$ . Теплопередающие характеристики радиатора с МТТ  $\varnothing 6 \text{ мм}$  примерно такие же.

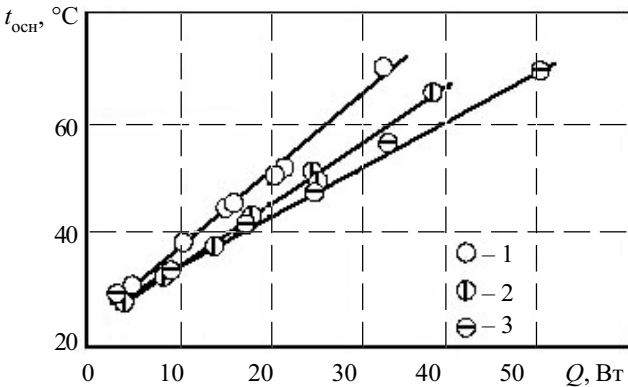


Рис. 5. Зависимость температуры основания в месте подвода тепловой энергии от отводимого радиатором теплового потока (МТТ  $\varnothing 4 \text{ мм}$ ): 1 —  $V=2,7 \text{ м/с}$  (расход воздуха  $G = 0,0037 \text{ м}^3/\text{с}$ ); 2 —  $3,9 \text{ м/с}$  ( $G = 0,0052 \text{ м}^3/\text{с}$ ); 3 —  $5,5 \text{ м/с}$  ( $G = 0,0073 \text{ м}^3/\text{с}$ ). Температура входящего воздуха  $23,5^\circ\text{С}$

Для сравнения теплопередающих характеристик радиаторов в [3] предложена оценка эффективности теплообменных поверхностей с помощью удельного массового показателя  $q_m$ :

$$q_m = Q / (m(t_{\text{осн}} - t_{\text{ок}})),$$

где  $Q$  — передаваемый тепловой поток, Вт;  
 $m$  — масса оребренной теплообменной поверхности, кг.

На рис. 6 представлены значения удельных массовых показателей  $q_m$  исследованных радиаторов с МТТ и поверхности с сетчато-проволочным ореб-

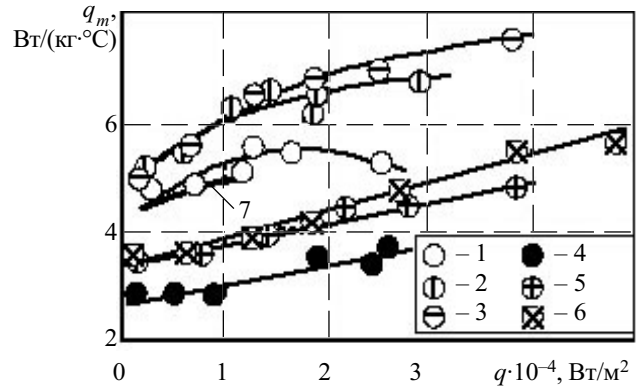


Рис. 6. Зависимость удельного массового показателя от удельных тепловых нагрузок:

1, 2, 3 — радиатор с МТТ  $\varnothing 4 \text{ мм}$ ; 4, 5, 6 — радиатор с МТТ  $\varnothing 6 \text{ мм}$ ; 1, 4 —  $V = 2,7 \text{ м/с}$  ( $G = 0,0037 \text{ м}^3/\text{с}$ ); 2, 5 —  $3,9 \text{ м/с}$  ( $G = 0,0052 \text{ м}^3/\text{с}$ ); 3, 6 —  $5,5 \text{ м/с}$  ( $G = 0,0073 \text{ м}^3/\text{с}$ ); 7 — радиатор с сетчато-проволочным оребрением [3] ( $G = 0,0113 \text{ м}^3/\text{с}$ )

рением в зависимости от удельных тепловых нагрузок  $q$ . Как видно, удельные массовые показатели  $q_m$  радиатора с МТТ  $\varnothing 4 \text{ мм}$  примерно в 1,5 раза выше, чем у радиатора с МТТ  $\varnothing 6 \text{ мм}$ . Это можно объяснить тем, что радиатор с МТТ  $\varnothing 6 \text{ мм}$  оказался примерно в 1,3 раза тяжелее, чем с МТТ  $\varnothing 4 \text{ мм}$ . Увеличение скорости обдува повышает показатель  $q_m$ .

Характеристики радиатора с сетчато-проволочным оребрением [3] находятся на достаточно высоком уровне, однако расход воздуха в этом случае был  $0,0113 \text{ м}^3/\text{с}$ . Такому расходу воздуха для исследуемых радиаторов с МТТ соответствует скорость обдува  $10 \text{ м/с}$ , т. е. в этом случае показатель  $q_m$  радиаторов с МТТ будет еще выше.

Следует также отметить, что для радиаторов с сетчато-проволочным оребрением существует ограничение по отводимым удельным тепловым нагрузкам (до  $1,5 \cdot 10^4 \text{ Вт}/\text{м}^2$ ). Для исследованных радиаторов с МТТ это ограничение в несколько раз выше (до  $5 \cdot 10^4 \text{ Вт}/\text{м}^2$ ).

### Выводы

Таким образом, проведенные исследования показали, что использование миниатюрных тепловых труб в качестве ребер радиаторов позволяет увеличить отводимые тепловые нагрузки при одновременном снижении температурного уровня поверхности мощных микросхем.

В температурном диапазоне от  $20$  до  $80^\circ\text{С}$  предпочтительнее выглядят МТТ с использованием в качестве теплоносителя этилового спирта.

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Домнич В. И., Зиньковский Ю. Ф. Конструирование РЭС, оценка и обеспечение тепловых режимов.— К.: УМК ВО, 1990.
2. Николаенко Ю. Е., Кравец В. Ю. Влияние режимных параметров на теплопередающие характеристики миниатюрных тепловых труб // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2001.— № 6.— С. 36—38.
3. Письменный Е. Н., Рогачев В. А., Терех А. М., Бурлей В. Д. Тепловая эффективность системы воздушного охлаждения для теплонагруженных элементов персонального компьютера // Промышленная теплотехника.— 2003.— Т. 25, № 3.— С. 16—20.

Г. Г. БАБИЧЕВ, к. т. н. Г. И. ГАВРИЛЮК, Э. А. ЗИНЧЕНКО,  
д. ф.-м. н. С. И. КОЗЛОВСКИЙ, д. ф.-м. н. В. А. РОМАНОВ,  
Н. Н. ШАРАН

Украина, г. Винница, НИИ "Телий"; г. Киев, Институт физики  
полупроводников им. В. Е. Лашкарёва  
E-mail: helium@svitonline.com, mickle@semicond.kiev.ua

Дата поступления в редакцию  
23.03 2004 г.

Оппонент д. т. н. В. С. ОСАДЧУК  
(ВНТУ, г. Винница)

## ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ДАВЛЕНИЯ С ЧАСТОТНЫМ ВЫХОДОМ НА ОСНОВЕ ОДНОПЕРЕХОДНЫХ ТЕНЗОТРАНЗИСТОРОВ

*Предложена конструкция преобразователя давления для создания устройств с повышенными требованиями к помехозащищенности и точности измерения информативного сигнала.*

Тензочувствительные приборы с частотно-модулированным механической деформацией выходным сигналом представляют практический интерес по следующим соображениям: во-первых, эти приборы отличаются повышенной помехозащищенностью ввиду слабой чувствительности частотно-модулированного сигнала к электромагнитным и радиопомехам; во-вторых, частотно-модулированный сигнал удобен для прямого подключения микропроцессорных систем, поскольку не требует аналого-цифрового преобразования.

Статическая вольт-амперная характеристика ( $S$ -типа) однопереходного транзистора имеет участок с негативным дифференциальным сопротивлением, что позволяет применять такие структуры в схемах генераторов прямоугольных импульсов, линейно изменяющегося напряжения, граничных устройств и преобразователей. Известно, что схемы на базе однопереходных транзисторов проще и надежнее, чем аналогичные схемы на диодах и биполярных транзисторах, что определяет их перспективу при разработке датчиков физических величин. Так, например, на основе однопереходных транзисторов, чувствительных к магнитному полю, созданы преобразователи с выходным сигналом, частота которого зависит от величины магнитного поля (однопереходные магнитотранзисторы) [1].

В настоящей работе мы рассмотрим принцип действия, топологию и основные характеристики однопереходных тензотранзисторов, на основе которых можно построить преобразователи механических величин с частотным выходом, прежде всего — давления. Тензотранзисторы могут быть изготовлены методами стандартной интегральной технологии и размещены на планарной стороне профилированной кремниевой мембраны с двумя жесткими островками, которая в месте расположения однопереходной тензотранзисторной структуры трансформирует равномерно распределенную по ее поверхности нагрузку в упругую одноосную деформацию растяжения (сжатия) [2].

Принцип действия однопереходных тензотранзисторов основан на возникновении эффекта анизотропии электропроводности (подвижности свободных носителей заряда) в первично изотропном кремнии при направленной упругой деформации. Известно [3], что направленная упругая одноосная деформация снижает симметрию кремниевого кристалла, и исходно изотропные подвижности электронов  $\mu_n$  и дырок  $\mu_p$  становятся анизотропными (для определенности — например, в  $xu$ -плоскости) с отличными от нуля диагональными компонентами  $\mu_{nxu}$ ,  $\mu_{pxu}$ . В результате продольный (в  $x$ -направлении) дрейф носителей заряда в тянущем электрическом поле  $E_x$  может сопровождаться возникновением поперечного (в  $u$ -направлении) потока электронно-дырочных пар, величина которого пропорциональна  $aE_x$ , где  $a$  — параметр анизотропии, равный разнице относительных анизотропий подвижностей электронов и дырок —

$$a = a_n - a_p \equiv \frac{\mu_{nxu}}{\mu_{nyu}} - \frac{\mu_{pxu}}{\mu_{pyu}}. \quad (1)$$

В нашем случае параметр анизотропии пропорционален значению одноосного механического напряжения  $\sigma$  в базе тензотранзистора [2]:

$$a(\sigma) = (\Pi_{44}^n - \Pi_{44}^p)\sigma/2, \quad (2)$$

где  $\Pi_{44}^n, \Pi_{44}^p$  — сдвиговые пьезорезистивные коэффициенты в кристаллах кремния  $n$ - и  $p$ -типов, соответственно.

Следует отметить, что принцип работы исследуемых однопереходных тензотранзисторов формально эквивалентен принципу работы аналогичных магнитотранзисторов, чувствительных к поперечному магнитному полю [1].

Простой однопереходный тензотранзистор (или двухбазовый диод) суть полупроводниковый прибор с одним  $p$ - $n$ -переходом и двумя базовыми контактами. Статическая вольт-амперная характеристика ( $VAX$ )  $S$ -типа имеет две характерные точки — напряжений включения (пика)  $U_p$  и выключения  $U_v$  (впадины), которые обозначают участок  $VAX$  с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Введем параметры чувствительности однопереходного тензотранзистора — относительные тензочувствительности по напряжениям включения  $S_{Rp}$  и выключения —  $S_{Rv}$ , определив их следующим образом:

$$S_{Rp(Rv)} = \frac{1}{U_{p(v)}} \left| \frac{\partial U_{p(v)}}{\partial \sigma} \right|_{\sigma \rightarrow 0} \quad (3)$$

Здесь  $\sigma \rightarrow 0$  означает, что указанные параметры определяются при малых значениях  $\sigma$ .

Без механической деформации однопереходный тензотранзистор работает как обычный однопереходный транзистор. При наличии разницы потенциалов между базовыми контактами  $B_1$  и  $B_2$  и в отсутствие такой разницы между эмиттером  $E$  и базовым контактом  $B_2$  (см. **рис. 1**) малый обратный ток насыщения течет через  $p-n$ -переход  $E$ . По мере заряда конденсатора  $C$  отрицательная разность потенциалов между эмиттером и базовым контактом  $B_2$  растет,  $p-n$ -переход смещается в прямом направлении и инжектирует неравновесные носители заряда (электроны), которые дрейфуют в направлении базового электрода  $B_2$ . Сопротивление участка базы между эмиттером и базовым электродом  $B_2$  уменьшается, что приводит к еще большему росту напряжения смещения перехода в прямом направлении. Этот процесс имеет лавинный характер и заканчивается переходом тензотранзистора в открытое состояние.

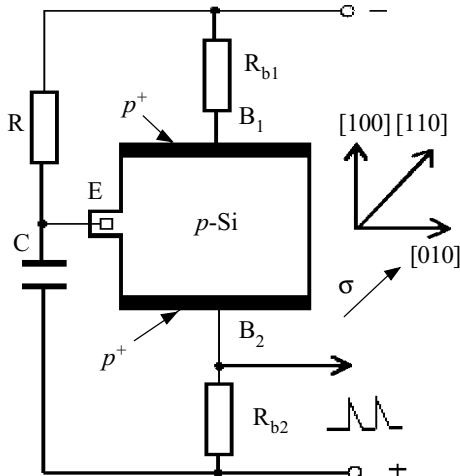


Рис. 1. Схема мультивибратора на основе однопереходного тензотранзистора

В условиях механической нагрузки кремниевой мембраны в базе тензотранзистора возникает анизотропия подвижности основных носителей заряда (дырок).

В низкопроводном состоянии, когда эмиттерный  $p-n$ -переход закрыт, дрейф дырок в продольном тянущем электрическом поле сопровождается их отклонением в поперечном направлении и образованием поперечной разности потенциалов. Наведенная таким образом поперечная разность потенциалов устраняет поперечное отклонение основных носителей заряда и, в соответствии со знаком и величиной упругой деформации, модулирует уровень инжекции эмиттера и значение напряжения включения тензотранзистора. По аналогии с магнитотранзисторами [4], возникновение поперечной разности потенциалов под влиянием продольного электрического поля в полупроводниках с анизотропной электропроводностью будем называть *эффектом модуляции инжекции*.

В высокопроводящем состоянии, когда эмиттер инжектирует неравновесные носители заряда, поперечная разность потенциалов уменьшается за счет роста

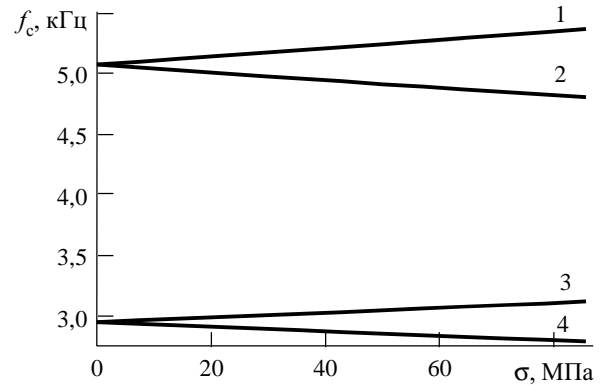


Рис. 2. Зависимость частоты выходного сигнала мультивибратора от уровня механического напряжения сжатия (1, 3) и растяжения (2, 4) в базе тензотранзистора: 1, 2 —  $U_{bb}=6$  В; 3, 4 —  $U_{bb}=4$  В

электропроводности базы и перестает влиять на режим работы однопереходного тензотранзистора. Основным эффектом, который влияет на работу тензотранзистора, выступает *эффект отклонения*, когда при наведении анизотропии электропроводности поток неравновесных электронно-дырочных пар отклоняется к ближней или дальней (по отношению к эмиттеру) боковой поверхности базовой области. Вызванное деформацией отклонение модулирует электропроводность базы и, следовательно, значение напряжения отключения тензотранзистора.

Проведенные вычисления [5] дают следующие значения относительных чувствительностей ( $\text{Па}^{-1}$ ):

$$S_{Rp} \approx 4 \cdot 10^{-10}, \quad S_{Rv} \geq 10^{-10}.$$

На рис. 1 показана схема мультивибратора на основе однопереходного тензотранзистора, частота которого зависит от уровня механических напряжений области базы. В установившемся режиме период колебаний мультивибратора равен

$$T(\sigma) = RC \ln \left[ \frac{U_v - U_0}{U_p(\sigma) - U_0} \right], \quad (4)$$

где  $R$  — сопротивление внешнего резистора;  
 $C$  — емкость внешнего конденсатора;  
 $U_0$  — напряжение питания.

Зависимость частоты колебаний выходного сигнала  $f_c$  такого мультивибратора от уровня механического напряжения в базе тензотранзистора при двух значениях разности потенциалов между базовыми контактами  $U_{bb}$  изображена на **рис. 2**.

Однопереходный тензотранзистор с управляющим  $p-n$ -переходом отличается от обычного однопереходного транзистора наличием дополнительного управляющего  $p-n$ -перехода. Подобно обычному, он имеет высокий импеданс в закрытом состоянии и низкий — в открытом. Переключение происходит при модуляции электропроводности базы транзистора управляющим  $p-n$ -переходом.

Управляющий однопереходный транзистор можно рассматривать как интеграцию в рамках одного полупроводникового прибора обычного однопереходного и биполярного транзисторов. Такая комбинация широко применяется в электронике для создания

аналого-импульсных преобразователей “напряжение—частота” или “напряжение—временной интервал”. Тогда преобразователь состоит из мультивибратора в автоколебательном режиме и управляющей электронной цепочки, определяющей частоту колебаний. Чувствительность управляющей цепочки к внешним направленным возбуждениям (например, магнитное поле, температура, упругая деформация) определяет перспективность управляющего однопереходного транзистора при разработке преобразователей физических величин с частотным выходом.

Рассмотрим принцип действия тензотранзистора в отсутствие деформации.

При подаче напряжения питания конденсатор  $C$  заряжается от источника  $\eta U_{bb}$  ( $\eta$  — коэффициент передачи напряжения, или внутренний коэффициент распределения) через сопротивление обратносмещенного  $p-n$ -перехода  $E_1$ . Постоянная времени заряда конденсатора равна  $\tau_C \cong CR_{ee}$ , где  $R_{ee}$  — сопротивление участка базы между  $p-n$ -переходами  $E_1$  и  $E_2$ . При достижении напряжения на конденсаторе  $U_C$  уровня напряжения включения однопереходного транзистора ( $B_1-E_1-B_2$ )  $U_C=U_p$  транзистор открывается, и конденсатор разряжается через сопротивление участка базы ( $E_1-B_2$ ) и сопротивление нагрузки  $R_b$ , формируя на нем импульс напряжения. По мере разряда конденсатора напряжение на нем падает и при условии  $U_c < U_v$  однопереходный транзистор отключается. Далее эти процессы повторяются.

Легко видеть, что частота импульсов определяется сопротивлением участка базы между  $p-n$ -переходами  $E_1$  и  $E_2$ , который в схеме мультивибратора на рис. 1 соответствует сопротивлению  $R$ . Как будет показано ниже, сопротивление участка базы между  $p-n$ -переходами  $E_1$  и  $E_2$  может изменяться в широких пределах механической деформацией базы в результате возникновения эффекта отклонения.

Действие равномерно распределенной механической нагрузки на кремниевую мембрану вызывает в базе однопереходного тензотранзистора анизотропию электропроводности. Наведенная деформацией анизотропия электропроводности ведет к образованию поперечного (по отношению к направлению продольного тянущего поля) потока электронно-дырочных пар. Поперечное отклонение электронно-дырочных

пар, которые инжектированы эмиттером  $E_1$ , может существенно модулировать постоянную заряда конденсатора. Например, при отклонении неравновесных носителей заряда в направлении эмиттера  $E_1$  его ток растет, постоянная времени заряда конденсатора уменьшается и, следовательно, растет частота импульсов. При отклонении носителей заряда в противоположном направлении уменьшается и величина тока  $p-n$ -перехода  $E_1$ , и частота выходных импульсов. При допущении  $\frac{U_v}{\eta U_{bb}}, \frac{U_p}{\eta U_{bb}} \ll 1$  выражение для частоты выходного сигнала имеет вид [6]

$$f(\sigma) \cong \frac{I_{e2}\beta(\sigma)}{C[U_p(\sigma) - U_v(\sigma)]}, \quad (5)$$

где  $\beta(\sigma)$  — коэффициент переноса составного биполярного транзистора  $E_2-B-E_1$ , равный отношению компонент тока дырок, дошедших к  $p-n$ -переходу  $E_1$  и инжектированных эмиттером  $E_2$ .

Для характеристики преобразователя на основе управляемого однопереходного тензотранзистора введем параметр “крутизна преобразования  $S_f$ ”, определив его следующим образом:

$$S_f = \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial \sigma} \Big|_{\sigma \rightarrow 0}. \quad (6)$$

Выражение для крутизны преобразования может быть записано в виде

$$S_f = S_{f\beta} + S_{fv} + S_{fp}, \quad (7)$$

где  $S_{f\beta}, S_{fv}, S_{fp}$  — крутизна преобразования, обусловленная деформационной переменной коэффициента переноса и значений напряжения включения и отключения тензотранзистора, соответственно.

Расчет распределения концентрации неравновесных носителей заряда в базе тензотранзистора [6] и — на его основе — параметров однопереходного тензотранзистора с управляющим  $p-n$ -переходом дает следующие значения крутизны преобразований ( $\text{Па}^{-1}$ ):

$$S_{f\beta} \cong 1,5 \cdot 10^{-8}, \quad S_{fv} \cong (5 \dots 3) \cdot 10^{-10}, \quad S_{fp} \cong 10^{-9}.$$

Зависимость частоты выходного сигнала преобразователя, представленного схемой на рис. 3, от величины механического напряжения в базе тензотранзистора, показана на рис. 4.

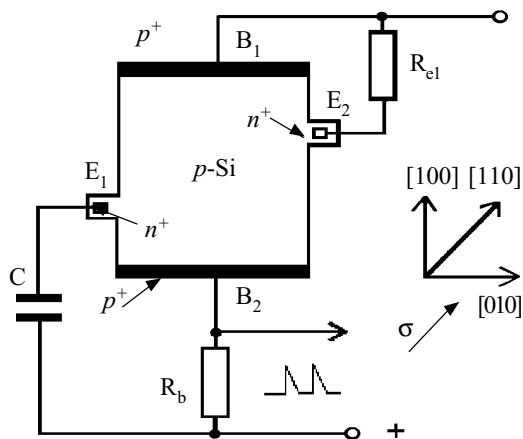


Рис. 3. Схема включения и кристаллографическая ориентация однопереходного тензотранзистора с управляющим  $p-n$ -переходом

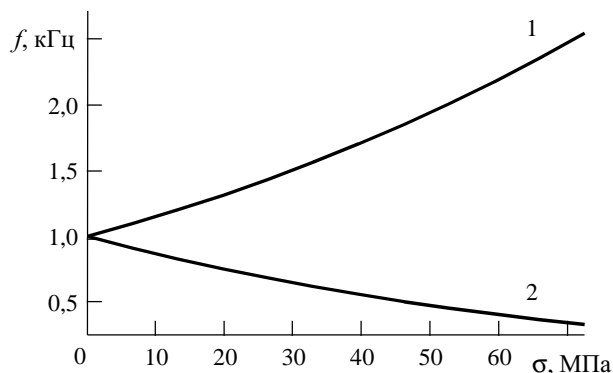


Рис. 4. Зависимость частоты преобразователя давления на основе управляющего однопереходного тензотранзистора (рис. 3):

1 — механическое напряжение сжатия в базе тензотранзистора; 2 — напряжение растяжения

**Выводы**

Упругая деформация базы простого однопереходного тензотранзистора может изменять значения напряжений переключения благодаря эффектам модуляции инжекции и отклонения, соответственно.

Основным определителем тензочувствительности однопереходного тензотранзистора с управляющим  $p-n$ -переходом является эффект отклонения и обусловленная им деформационная зависимость коэффициента переноса составного биполярного транзистора. Тензочувствительность однопереходного тензотранзистора с управляющим  $p-n$ -переходом более чем на порядок выше аналогичной характеристики простого однопереходного тензотранзистора.

Предложенный преобразователь давления с частотным выходом представляет практический интерес с точки зрения высокой чувствительности, возможности работы в условиях повышенного уровня электромагнитных помех и относительно низкой стоимости.

**ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ**

1. Викулин И. М., Викулина Л. Ф., Стафеев В. И. Гальваномагнитные приборы.— М.: Радио и связь, 1983.
2. Бойко И. И., Жадько И. П., Козловский С. И., Романов В. А. Оптимизация параметров чувствительного элемента на основе поперечной тензоэдс в кремниевых преобразователях давления // В сб.: Оптоэлектроника и полупроводниковая техника.— Киев: Наукова думка, 1993.— Вып. 27.— С. 94—98.
3. Бойко И. И., Романов В. А. Электрические и фотоэлектрические свойства полупроводников с анизотропной электропроводностью // ФТП.— 1977.— Т. 11, № 5.— С. 817—835.
4. Baltes H. P., Popovic R. S. Integrated semiconductor magnetic field sensors // Proc. IEEE Trans.— 1986.— Vol. 74, N 8.— P. 1107—1132.
5. Бабичев Г. Г., Козловский С. И., Романов В. А., Шاران Н. Н. Кремниевый однопереходный тензотранзистор // ЖТФ.— 2002.— Т. 47, № 4.— С. 66—71.
6. Babichev G. G., Kozlovskiy S. I., Romanov V. O., Sharan M. M. Silicon strain sensitive unijunction transistor with controlling  $p-n$ -junction //Sensors and Actuators A.— 2002.— Vol. 100, N 1—2.— P. 236—243.

Д. т. н. Л. Ф. ВИКУЛИНА, В. А. МИНГАЛЁВ

Украина, г. Одесса, Академия связи Украины, СКБ «Молния»  
E-mail: phys@usat.ukrtel.net

Дата поступления в редакцию  
24.03 2004 г.

Оппонент д. ф.-м. н. Ш. Д. КУРМАШЕВ  
(ОНУ им. И. И. Мечникова, г. Одесса)

**МОСТОВЫЕ МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СЕНСОРЫ**

*Чувствительность сенсоров на порядок выше известных за счет того, что все элементы моста реагируют на действие магнитного поля.*

Магниточувствительные транзисторы широко применяются в измерительной технике и автоматике [1, 2]. Простейшим транзистором такого типа является одноколлекторный биполярный транзистор (ОМТ) в двухполюсном включении (рис. 1). В отсутствие магнитного поля инжектированные из эмиттера дырки движутся по кратчайшей траектории к коллектору (прямая  $O$ ). Магнитное поле указанного направления отклоняет инжектированные дырки в сторону  $s$ -области с высокой скоростью рекомбинации на поверх-

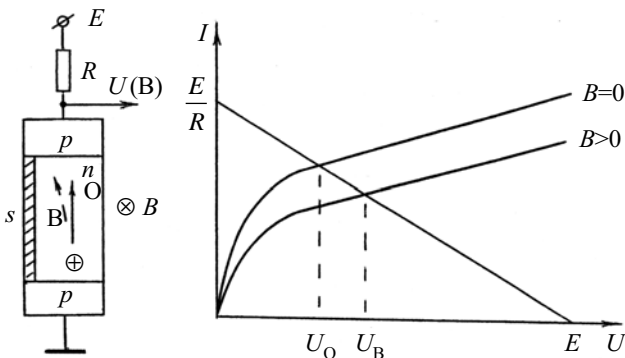


Рис. 1. Одноколлекторный магнитотранзистор и его выходные характеристики

ности  $n$ -базы (пунктир  $B$ ), что уменьшает количество доходящих до  $p$ -коллектора дырок и его ток, а соответственно, и падение напряжения на нагрузочном резисторе. Выходной сигнал  $\Delta U = U_B - U_0$  растет с увеличением индукции магнитного поля  $B$ .

Если вместо нагрузочного резистора использовать второй ОМТ с противоположным расположением  $s$ -области (рис. 2), то чувствительность сенсора возрастает более чем в 2 раза — вследствие того, что одновременно с ростом сопротивления одного ОМТ в магнитном поле уменьшается сопротивление другого ОМТ.

Добавив в схему еще два параллельно включенных ОМТ, получим измерительный мост, достоинством которого является, во-первых, то, что выходной сиг-

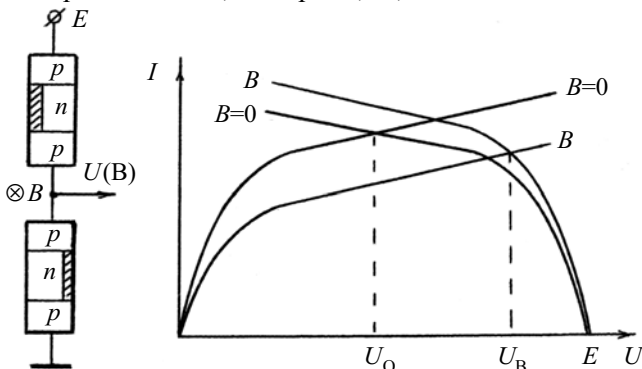


Рис. 2. Схема включения двух магнитотранзисторов и их характеристики

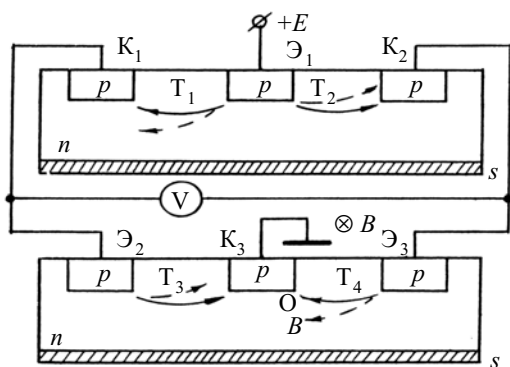


Рис. 3. Магниточувствительный мост из четырех одноколлекторных магнитотранзисторов

нал в диагонали моста при  $B=0$  равен нулю, и, во-вторых, отсутствует дрейф нуля от температуры.

Практическая реализация такого сенсора показана на рис. 3. Каждая пара ОМТ изготовлена в отдельной пластине  $n$ -полупроводника, причем в верхней паре общим для двух ОМТ является  $p$ -эмиттер ( $\mathcal{E}$ ), а в нижней —  $p$ -коллектор ( $K$ ). В отсутствие магнитного поля траектории движения инжектированных дырок (сплошные линии при  $B=0$ ), токи и сопротивления всех четырех ОМТ равны, и выходной сигнал  $U=0$ . При включении магнитного поля инжектированные из эмиттеров дырки в транзисторах  $T_2$  и  $T_3$  отклоняются от  $s$ -области в сторону коллекторов (пунктирные траектории), и их сопротивление уменьшается, а в  $T_1$  и  $T_4$ , наоборот, дырки отклоняются к  $s$ -области, и их сопротивление увеличивается. Происходит разбаланс моста, и  $U$  растет с увеличением  $B$ .

Опытные образцы сенсоров изготавливались из высокоомного кремния с удельным сопротивлением  $20 \text{ кОм}\cdot\text{см}$  как материала, имеющего наибольшее значение длины диффузионного смещения инжектированных носителей заряда. Размеры эмиттеров и коллекторов  $0,6 \times 0,6 \text{ мм}$ , расстояние между ними  $0,8 \text{ мм}$ , технология создания электродов — обычная для кремниевых полупроводников. При напряжении питания моста  $E=30 \text{ В}$  и потребляемом токе  $1,3 \text{ мА}$  магниточувствительность  $\gamma=U/(IB)$  достигает  $3 \cdot 10^5 \text{ В}/(\text{А}\cdot\text{Тл})$ , что на порядок выше, чем у одиночных ОМТ [1].

Аналогичный измерительный мост можно реализовать и из двух двухколлекторных магнитотранзисторов (ДМТ) с противоположным типом проводимости, показанных на рис. 4. Принцип действия каждого ДМТ, например  $p-n-p$ -типа, заключается в том, что в отсутствие магнитного поля инжектированные из эмиттера дырки распределяются поровну между

коллекторами, их токи равны и разность потенциалов между коллекторами  $U=0$ . Магнитное поле отклоняет дырки в сторону одного из коллекторов, его ток увеличивается, а второго — уменьшается. Если в цепях коллекторов включены нагрузочные резисторы, то  $U$  растет с увеличением  $B$ .

Включение вместо нагрузочных резисторов второго ДМТ  $n-p-n$ -типа также позволяет увеличить магниточувствительность и устранить дрейф нуля моста от температуры. В этом случае при указанном направлении магнитной индукции токи коллекторов  $K_2$  увеличиваются, а коллекторов  $K_1$  — уменьшаются, и напряжение в диагонали моста  $U$  также растет с увеличением  $B$ . При смене направления  $B$  меняется и знак  $U$ .

Экспериментальные образцы ДМТ  $p-n-p$ - и  $n-p-n$ -типа изготавливались из кремния с удельным сопротивлением  $200 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , длина коллекторов  $200 \text{ мкм}$ , расстояние между ними  $150 \text{ мкм}$ , эмиттер  $30 \times 30 \text{ мкм}$ . При напряжении питания  $E=90 \text{ В}$ , токе моста  $5 \text{ мА}$  магниточувствительность достигает  $10^6 \text{ В}/(\text{А}\cdot\text{Тл})$ , что на порядок больше, чем у датчика на одном ДМТ.

\*\*\*

Таким образом, созданы мостовые конструкции полупроводниковых магниточувствительных сенсоров, имеющие на порядок большую чувствительность за счет того, что все четыре элемента моста реагируют на действие внешнего магнитного поля.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Викулина Л. Ф. Магниточувствительные транзисторы // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 1998.— № 1.— С. 25—27.
2. Викулина Л. Ф., Глауберман М. А. Физика сенсоров температуры и магнитного поля.— Одесса: Маяк, 2000.

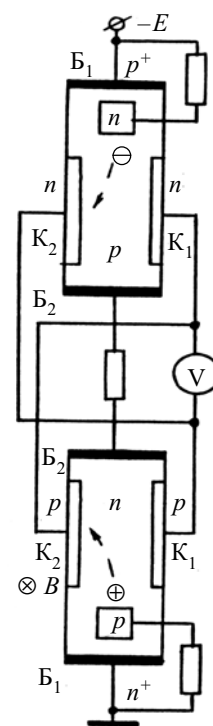


Рис. 4. Мостовая схема из двух двухколлекторных магнитотранзисторов с противоположной проводимостью

Д. ф.-м. н. Я. И. ЛЕПИХ

Украина, Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова  
E-mail: ndl\_lepikh@mail.ru

Дата поступления в редакцию  
09.04 2004 г.

Оппонент д. т. н. В. В. НОВИКОВ  
("Авангард-Элионика", г. С.-Петербург)

## ДАТЧИК ДАВЛЕНИЯ С ТЕНЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ

*На примере датчика давления с пьезокерамическим преобразователем на ПАВ показана перспективность использования тензоэффекта в датчиках физических величин.*

Внедрение микропроцессорных систем обработки информации делает необходимым совершенствование и разработку новых классов преобразователей различных физических величин, наиболее полно удовлетворяющих требованиям их работы в составе цифровых систем. С этой точки зрения преобразователи информации на поверхностных акустических волнах (ПАВ) являются одним из перспективных и быстро развивающихся классов приборов, т. к. они удачно сочетают в себе эксплуатационные и метрологические характеристики и позволяют преодолеть ряд недостатков, присущих аналогичным устройствам, построенным на других физических принципах [1].

Преобразователи на ПАВ характеризуются высоким быстродействием и малым энергопотреблением, а их характеристики отличаются низкими величинами нелинейности и гистерезиса. Достоинством этих преобразователей является также планарная структура, позволяющая упростить их конструкцию и при изготовлении применить групповую технологию, совместимую с хорошо отработанной технологией изготовления полупроводниковых приборов и интегральных схем.

Преобразователи на ПАВ в интегральном исполнении имеют малые габариты и вес, обладают высокими надежностью и воспроизводимостью параметров. Присущий измерительным преобразователям на ПАВ частотный вид выходного сигнала наиболее простым образом совместим с микропроцессорными системами обработки информации и имеет высокую помехоустойчивость.

В преобразователях на ПАВ находят применение, в основном, термо-, электро- и тензоупругие взаимодействия, мерой которых является крутизна зависимости электрофизических свойств среды и характеристики распространения ПАВ от величины приложенных соответствующих физических полей.

В [2, 3] описан датчик давления с тензочувствительным преобразователем на ПАВ, чувствительный элемент которого выполнен в виде профилированной мембраны из кварца  $\text{SiO}_2$ . В нем давление среды воспринимается через приемную полость всей поверхностью мембраны.

В работе [3] проведен теоретический анализ работы тензопреобразователя на ПАВ и определена зави-

симость его характеристик от места расположения встречно-штыревых преобразователей (ВШП) на поверхности мембраны.

В настоящей работе представлены результаты разработки датчика давления с тензочувствительным преобразователем на ПАВ в виде консольно закрепленной пьезокерамической пластины.

Использование пьезокерамики в качестве тензочувствительного звукопровода преобразователя на ПАВ имеет ряд преимуществ в сравнении с монокристаллическими материалами. Основными из них являются достаточно простое обеспечение моночастотности упругих колебаний вследствие изотропности свойств пьезокерамики, высокая чувствительность за счет более высокого в общем случае ее коэффициента электромеханической связи, большой динамический диапазон, надежность и низкая стоимость [4].

Пьезокерамическая пластина размерами  $20 \times 7$  мм консольно крепилась в стенке корпуса датчика, а противоположный конец ее подвергался нагрузке, передаваемой через шток от источника давления (рис. 1). Толщина пластины определялась исходя из требований чувствительности, динамического диапазона и механической прочности. В нашем случае толщина пластины равнялась 1 мм. На рабочую поверхность наносились два ВШП, которые, в отличие от известных конструкций преобразователей такого же назначения, формировали АЧХ узкополосного фильтра с центральной частотой  $f_0 = 10$  МГц. Выходной ВШП был прорезан с шагом  $3\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны. Такая конструкция ВШП имеет ряд преимуществ в сравнении с аналогами — обеспечиваются достижение оптимального значения импеданса ВШП и достаточная селективность полезного сигнала при высокой технологичности элемента на ПАВ в целом. Фильтр на ПАВ, сформированный таким образом, использовался в измерительной схеме в качестве частотоподающего элемента в цепи обратной связи широкополосного усилителя.

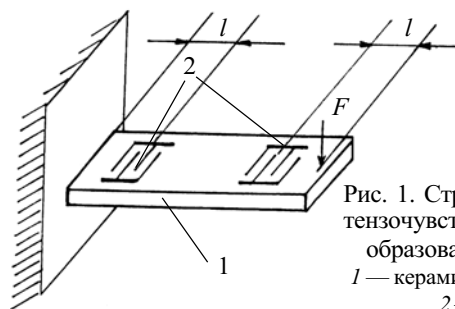


Рис. 1. Структурная схема тензочувствительного преобразователя на ПАВ:  
1 — керамическая пластина;  
2 — ВШП

Рабочая частота элемента на ПАВ выбиралась исходя из условий эффективности обработки сигнала при использовании генераторной схемы в одномодовом режиме, а также упрощения требований по технологии (точности) изготовления ВШП. Более высокие рабочие частоты требуют соответствующего уменьшения ширины электродов ВШП и расстояния между ними, т. е. повышения уровня технологических требований, и, вместе с тем, приводят к возрастанию вносимых потерь элемента на ПАВ с пьезокерамическим звукопроводом.

Конец пластины клеивался в жесткую стенку корпуса эпоксидным клеем с компонентами, обеспечивающими подавление паразитных акустических сигналов.

Динамический диапазон определяется величиной механической добротности конкретной пьезокерамики, имеющей для различных марок значения от 680 для PZT-2 фирмы Murata (Япония) до 4500 для ПКР-53 Ростовского-на-Дону Института физики (Россия). Тензоэффект оценивается по изменению центральной частоты  $f_0$  ПАВ-фильтра  $\Delta f = f - f_0$  ( $f$  — текущее значение частоты) в зависимости от величины нагрузки на свободном конце консольно заземленной пьезокерамической пластины со структурой ВШП с использованием генераторной схемы включения.

На базе тензочувствительного преобразователя на ПАВ была разработана электрическая схема датчика, представленная на рис. 2.

В процессе экспериментальных исследований было определено, что, с точки зрения эффективности преобразования и улучшения соотношения сигнал/шум, оптимальное расположение ВШП от места заземления консоли (рис. 1) определяется выражением

$$l = Wn\lambda/4,$$

где  $l$  — расстояние от центра ВШП до места заземления;

$W$  — апертура ВШП;

$n$  — простое нечетное число;

$\lambda$  — длина волны на частоте акустического синхронизма.

На таком же расстоянии от точки приложения нагрузки должен располагаться второй ВШП. Это объясняется тем, что паразитные акустические сигналы, отражаясь от акустических неоднородностей, в том числе места крепления консоли, с фазой  $\lambda/4$  взаимно компенсируются. Кроме того, формируя узкополос-

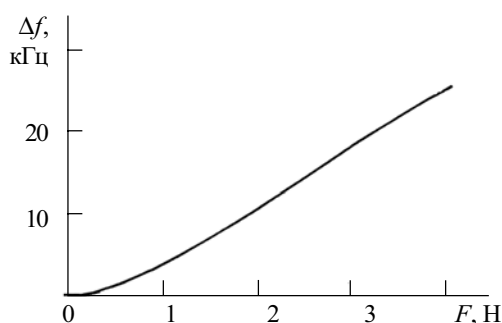


Рис. 3. Зависимость изменения частоты выходного сигнала датчика от нагрузки

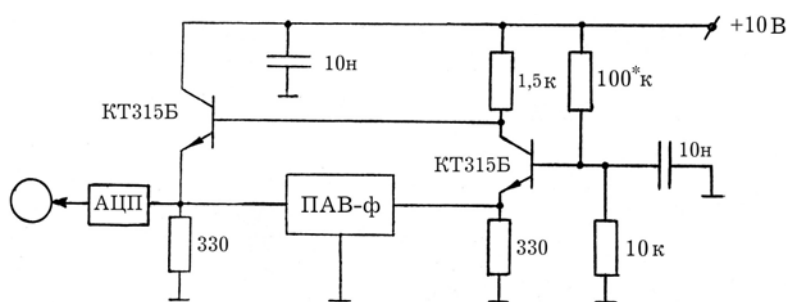


Рис. 2. Электрическая схема датчика

ную АЧХ элемента на ПАВ, необходимо использовать конструкции ВШП, дающие максимально ровный по амплитуде фронт ПАВ.

Механической частью конструкции предусматривается возможность трансформации величины нагрузки на чувствительный элемент, обеспечивающая деформацию пластины на оптимальном удалении от предела ее прочности.

Важно отметить также еще одно достоинство данного преобразователя, а именно, возможность управления его чувствительностью простым способом — изменением геометрических размеров пьезокерамической пластины.

На рис. 3 приведен график зависимости изменения частоты выходного сигнала датчика от давления  $F$ .

*Основные технические характеристики датчика*

Динамический диапазон, не менее	10 <sup>4</sup>
Чувствительность на линейном участке, Гц/Н	60
Пороговая чувствительность, Н	10 <sup>-2</sup>
Центральная частота выходного сигнала, МГц	10
Динамическая реакция (быстродействие), с	1—2
Напряжение питания, В	12

Нетрудно видеть, что на основе тензоэффекта с использованием тензочувствительного элемента на ПАВ можно построить датчики не только давления, но и линейных и угловых перемещений, температуры и других физических величин, используя в них известные преобразователи соответствующих величин в механическую нагрузку.

Частотный вид выходного сигнала датчика обеспечивает упрощение дальнейшей обработки его с помощью цифровых систем.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Лепих Я. І. Акустичні датчики для обладнання і технологічних процесів, які спрягаються з ЕОМ //Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах.— 2001.— Вып. 8.— С. 472—475.
2. Симонов В. Н., Ульянов А. С. Пьезорезонансный датчик избыточного давления «Кварц-ДИ» // Приборы и системы управления.— 1994.— № 3.— С. 5.
3. Лепих Я. И., Лопушенко В. К., Черняк Н. Г., Николаенко Ю. Е. Особенности разработки датчиков давления на ПАВ для АЭС // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2002.— Вып. 2.— С. 58—62.
4. Lepikh Ya. I., Makarov V. I., Reznitchenko L. A., Klevtsov A. M. The application of ferro-piezoelectric ceramics of different composition in SAW devices / The Tenth International Symposium on the Application of Ferroelectrics.— East Brunswick, New Jersey.— 1996.— P. 121—124.

В. Н. ИВАНОВ, В. М. КОВТОНЮК, Н. С. РАЕВСКАЯ

Украина, г. Киев, НИИ "Орион"  
E-mail: bms@i.kiev.uaДата поступления в редакцию  
19.02 2004 г.Оппонент к. ф.-м. н. Ю. А. ЦВИРКО  
(НИИ "Орион", г. Киев)РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИИ И ТЕХНОЛОГИИ  
ИЗГОТОВЛЕНИЯ ДИОДОВ ГАННА ДЛЯ КВЧ-ТЕРАПИИ*Рабочая частота 42 ГГц, выходная мощность больше 1 мВт при рабочем токе менее 120 мА, повышенный выход годных диодов.*

Наряду с приборами для КВЧ-терапии, выпускаемыми в Украине и России, широкое применение нашла аппаратура серии РАМЕД КВЧ, изготавливаемая в Днепропетровске Центром радиофизических методов диагностики и терапии при Институте технической механики НАНУ. В этой аппаратуре в качестве источника КВЧ-энергии применяются генераторы на диодах Ганна. Диоды Ганна должны иметь следующие параметры: работать на частоте 42 ГГц, иметь выходную мощность 1—2 мВт и рабочий ток менее 120 мА.

Частота диода определяется эффективной длиной  $n$ -слоя, т. е. расстоянием между точкой зарождения домена и анодом. Для частоты 42 ГГц это расстояние примерно равно 2,4 мкм.

При создании современных диодов Ганна в качестве материала используются эпитаксиальные структуры арсенида галлия типа  $n^+-n-n^+$ , где слои  $n^+$  являются контактными слоями, к которым формируется металлический контакт,  $n$ -слой является слоем зарождения и переноса домена.

Зарождение домена происходит на одной из неоднородностей внутри  $n$ -слоя или на границе перехода  $n^+-n$  (катоде), на которой поле превысит пороговое. Поскольку граница перехода  $n^+-n$  плавная, то зарождение домена происходит внутри  $n$ -слоя на некотором расстоянии от катода, и это расстояние не постоянно от структуры к структуре. Таким образом, физическая длина  $n$ -слоя, которая указывается в технических условиях на эпитаксиальную структуру арсенида галлия, не совпадает с эффективной длиной. Это создает трудности при выборе определенной эпитаксиальной структуры арсенида галлия для изготовления диодов Ганна, работающих на заданной частоте.

Решение проблемы равенства физической и эффективной длины  $n$ -слоя состоит в создании неоднородности на катоде, на которой должен зарождаться домен. Одним из способов создания такой неоднородности является формирование низкоомного омического металлического контакта непосредственно на поверхности  $n$ -слоя. Для этого нужно использовать эпитаксиальные структуры арсенида галлия  $n-n^+$ -типа и подобрать соответствующий металлический контакт,

который бы формировал низкоомный омический контакт к  $n$ -слою с концентрацией носителей  $10^{15}$ — $10^{16}$  см $^{-3}$ , был стабильный во времени и при повышенных температурах, а также технологичный.

Широко применяется многослойный низкоомный омический контакт из пленок эвтектического сплава золота с германием — никель к арсениду галлия с концентрацией носителей  $\geq 10^{18}$  см $^{-3}$  [1]. Но этот контакт имеет относительно высокое удельное сопротивление при концентрации носителей в арсениде галлия  $\leq 10^{17}$  см $^{-3}$  и подвержен деградации при работе на повышенных температурах прибора.

Целью настоящей работы явился поиск конструкции и технологии изготовления диода, удовлетворяющего предъявленным требованиям.

Разработанный многослойный омический контакт из Ge—Au—TiB $_2$ —Au к  $n$ -GaAs с концентрацией носителей  $\geq 10^{15}$  см $^{-3}$  [2] позволил использовать эпитаксиальные структуры GaAs  $n-n^+$ -типа. Этот контакт имеет удельное сопротивление порядка  $10^{-5}$  Ом·см $^2$  при  $n \approx 10^{15}$  см $^{-3}$ , стабилен во времени и при температурах до 450°C. Контакт наносился на поверхность  $n$ -слоя послойно методом магнетронного распыления в атмосфере Ar. Соотношение толщины пленок Ge и Au подбирались так, чтобы температура их сплава была порядка 700—800°C. Слои TiB $_2$  является диффузионным барьером для Ge, Au, Ga и As — по крайней мере, до 600°C.

Технологическая схема изготовления кристалла представлена на рис. 1. В качестве исходного материала для изготовления кристалла были выбраны эпитаксиальные структуры арсенида галлия типа  $n-n_6^+-n^{++}$ , выпускаемые по техническим условиям ЕТО 026.035ТУ, с длиной  $n$ -слоя 2,4—2,6 мкм и концентрацией носителей  $(8...9) \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ .

На поверхность  $n$ -слоя методом магнетронного распыления в атмосфере Ar послойно наносились Ge, Au, TiB $_2$ , Au толщиной 300, 1800, 1000 и 2000 Å, соответственно. Затем пластина с контактами подвергалась термической обработке в водороде при температуре 500°C в течение 1 мин. На готовой пластине методом фотолитографии и травления контактов формировалось окно диаметром 3 мм, в котором располагались тестовые мезаструктуры диаметром 20, 40, 60, 80, 100, 120, 140 и 180 мкм.

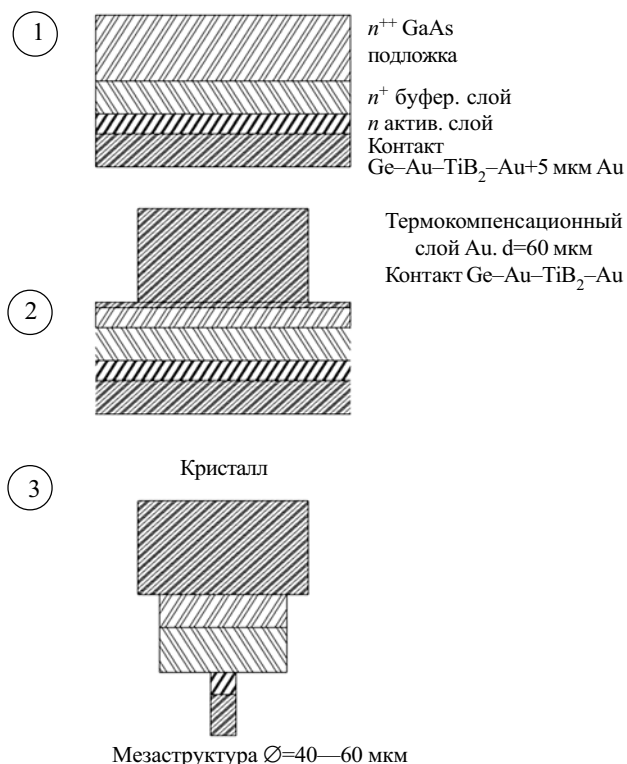


Рис. 1. Технологическая схема изготовления кристалла: 1 — эпитаксиальная структура  $n-n^+-n^{++}$ , на которую со стороны  $n$ -слоя сформирован омический контакт Ge-Au-TiB<sub>2</sub>-Au + 5 мкм гальванического золота; 2 — произведено травление подложки до общей толщины 30 мкм, сформирован омический контакт Ge-Au-TiB<sub>2</sub>-Au, на контакт селективно гальванически нанесен слой Au толщиной 60 мкм; 3 — кристалл с мезаструктурой порядка 40—60 мкм

На этих мезаструктурах исследовали вольт-амперные характеристики (ВАХ), проверяли линейность ВАХ, измеряли пороговое напряжение и пороговый ток. Годными считались пластины, имеющие линейную ВАХ и пороговое напряжение от 1,4 до 1,6 В. По величине порогового тока определялся диаметр мезаструктуры кристалла. Диаметр выбирался из тестовых структур, которые соответствовали току 100—150 мА. Как правило, эти диаметры равнялись 40—60 мкм.

После этих процедур на годные пластины со стороны контакта гальванически осаждался слой золота толщиной порядка 5 мкм.

Со стороны  $n^{++}$  (подложка, толщина которой 300—350 мкм) проводилось химико-динамическое травление в растворе  $(\text{NH})_4\text{OH}-\text{H}_2\text{O}_2-\text{H}_2\text{O}$  1:6:1 со скоростью 12—14 мкм в минуту до толщины 20—30 мкм. После этого со стороны подложки формировался такой же контакт, как и с  $n$ -стороны.

Методом фотолитографии на  $n^{++}$ -стороне формировалась матрица с окнами диаметром 350 мкм, которые соединялись перемычками шириной 10 мкм. В эти окна производилось селективное гальваническое осаждение слоя золота толщиной 50—60 мкм. Слои золота служат термокомпенсаторами для кристалла при его пайке на основание и при перепадах температуры во время работы прибора.

После наращивания термокомпенсирующего слоя методом фотолитографии формировались контактные площадки, совмещенные с термокомпенсирующими слоями, диаметром 40 или 60 мкм. Стравливали золотой слой, свободный от фоторезиста. Затем повторно методом фотолитографии создавали площадки, защищенные фоторезистом, диаметром 180 мкм, совмещенные с контактными площадками диаметром 40 или 60 мкм, и производили травление слоя TiB<sub>2</sub>, слоя AuGe, сплавленного с GaAs, и GaAs до термокомпенсирующего слоя. Снимали фоторезист и стравливали TiB<sub>2</sub>, слой AuGe, сплавленный с GaAs, и GaAs на глубину 3—4 мкм. Золотые контакты диаметром 40 или 60 мкм в этом случае служили маской. Таким образом, получали матрицу мезаструктур на термокомпенсирующих слоях золота, соединенных золотыми перемычками.

На готовой матрице производили измерение ВАХ прибором Л2-56 и определяли пороговое напряжение и ток при напряжении 2,5 В. Если пороговое напряжение лежало в области 1,4—1,6 В, а ток при рабочем напряжении 2,5 В был меньше или равен 0,12 А, то матрица считалась годной. Тогда производили вырубку кристаллов и собирали диоды.

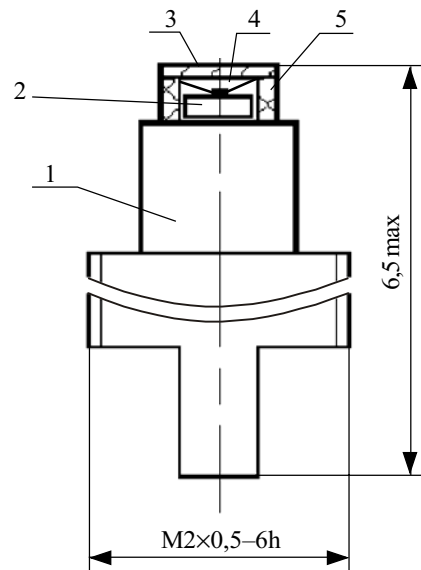


Рис. 2. Диод Ганна:  
1 — основание; 2 — кристалл; 3 — крышка;  
4 — вывод; 5 — рубиновая втулка

Диод, представленный на рис. 2, состоит из латунного основания, покрытого золотом толщиной 3 мкм. Для осуществления настройки генератора и крепления основание имеет резьбу M2×0,5. На основание методом термокомпрессии устанавливается рубиновая втулка диаметром 0,9 мм и высотой 0,3 мм. Внутри втулки к основанию припоем ПЗлГр-880 паяется кристалл. Верхний контакт кристалла разваривается золотой лентой, изготовленной из золотой проволоки диаметром 0,03 мм. Затем методом термокомпрессии приваривается медная, покрытая золотом, крышка диаметром 0,9 мм и толщиной 0,1 мм. Емкость корпуса диода примерно равна 0,11 пФ.

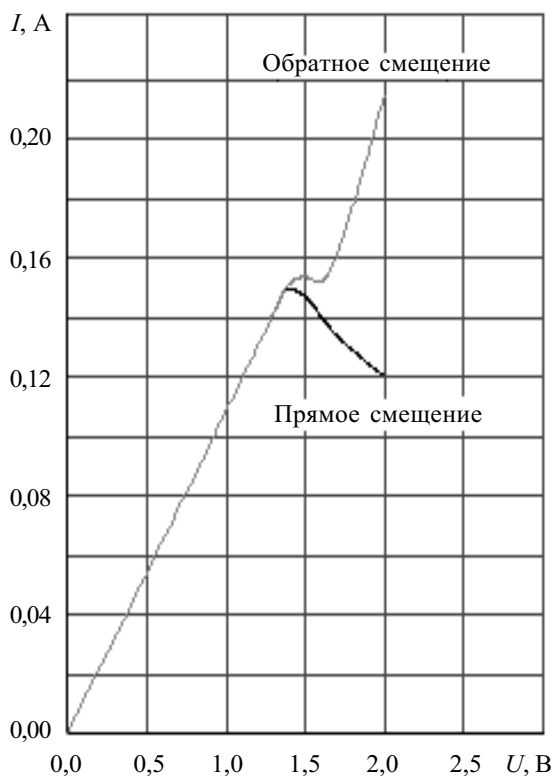


Рис. 3. Типичная ВАХ диода Ганна

На рис. 3 показаны вольт-амперные характеристики диода. Вольт-амперная характеристика линейна до напряжений  $\pm 1,35$  В. При прямом напряжении смещения (на катод диода подается отрицательный потенциал) пороговое напряжение равно 1,4 В, и при увеличении напряжения выше порогового ток уменьшается. При обратном напряжении смещения (на катод диода подается положительный потенциал) пороговое напряжение увеличивается до 1,6 В, а при увеличении напряжения смещения наблюдается резкое увеличение тока и пробой. Это показывает, что при такой технологии формирования омического контакта на катоде образуется неоднородность, на которой формируется домен.

Измерение СВЧ-параметров диодов Ганна (рабочая частота  $f_{\text{раб}}$ , выходная мощность  $P_{\text{вых}}$ ) проводилось стандартными методами на стенде, блок-схема которого представлена на рис. 4.

Конструкция измерительного генератора соответствует конструкции КВЧ-генератора (рис. 5).

Настройка генератора на требуемую частоту производилась подстроечным винтом и перемещением вдоль оси диода Ганна. Органами настройки генератора можно изменить рабочую частоту на 0,5 ГГц. Рабочая частота генератора зависит от реактивных параметров диода (емкость корпуса, индуктивность золотых выводов).

По результатам экспресс-измерений партии, собранной из кристаллов одной пластины, делается за-

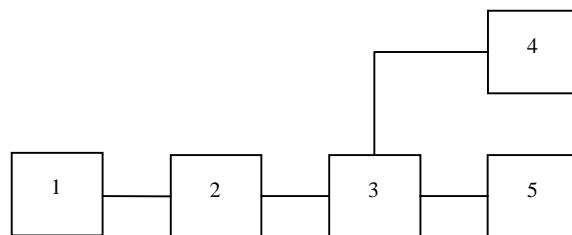


Рис. 4. Блок-схема измерения СВЧ-параметров диодов Ганна:

1 — измерительный генератор; 2 — аттенуатор; 3 — ответвитель; 4 — частотомер; 5 — измеритель мощности

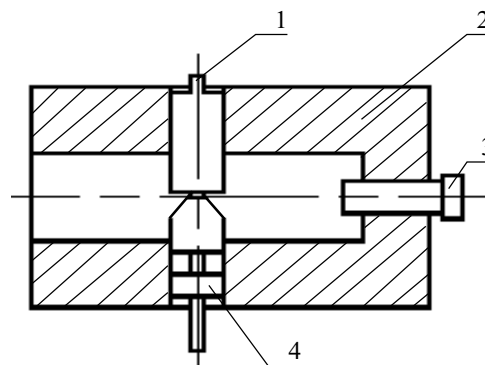


Рис. 5. Измерительный генератор:

1 — диод Ганна; 2 — корпус; 3 — подстроечный винт; 4 — фильтр НЧ

ключение о необходимости регулирования индуктивности золотого вывода (изменение длины и ширины). Регулированием индуктивности диода Ганна удается изменить  $f_{\text{раб}}$  на 2 ГГц. Таким образом, подбираются реактивные параметры диода Ганна для получения в измерительном генераторе  $f_{\text{раб}} = 42$  ГГц с  $P_{\text{вых}} \geq 1,0$  мВт.

По результатам экспресс-исследования тестовой партии диодов Ганна собирается рабочая партия.

\*\*\*

Таким образом, разработана технология изготовления кристаллов для диодов Ганна для работы на частоте 42 ГГц из эпитаксиальных структур типа  $n-n^+-n^{++}$ .

Разработанная технология сборки диодов Ганна позволяет путем подбора индуктивности вывода (наряду с подстройкой поршнем и перемещением диода в измерительном генераторе) настраивать диод на частоту 42 ГГц. При этом значительно повышается выпуск годных диодов.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Vaca A. G., Ren F., Zolper J. C. et al. A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors // Thin Solid Films.— 1997.— Vol. 308—309.— P. 599—606.

2. Миленин В. В., Конакова Р. В., Иванов В. Н. и др. Особенности формирования и термостабильность многослойных невыпрямляющих контактов к  $n$ -GaAs с антидиффузионными барьерами на основе  $TiB_x$  и  $Mo$  // Журнал технической физики.— 2000.— Т. 70, вып. 11.— С. 80—85.

К. ф.-м. н. А. Г. ГОЛОВКО

Украина, г. Херсон, НПФ «Артур»  
E-mail: argo\_m@ukr.net

Дата поступления в редакцию  
12.12 2003 г. — 24.02 2004 г.

Оппонент К. ф.-м. н. С. Д. ВОТОРОПИН  
(НИИПП, г. Томск)

## МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ШУМОВЫХ МАКСИМУМОВ В ЭЛЕМЕНТАХ С НЕЛИНЕЙНЫМИ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

*Полученные результаты направлены на раскрытие связи между дефектностью структур, надежностью образцов и их шумовыми характеристиками.*

В период становления отечественной микроэлектроники в качестве важнейших стояли как проблема проектирования и изготовления микросхем, так и проблема обеспечения их надежности. Последняя в значительной степени была решена усилиями Центрального бюро применения интегральных микросхем МЭП СССР (г. Москва) введением специальных программ технологических тренировок и испытаний с целью отбраковки потенциально ненадежных микросхем [1]. Одновременно велись поиски неразрушающих методов контроля полупроводниковых приборов и микросхем с целью экспрессного прогнозирования их надежности. Весьма привлекательной для этой цели предполагалась возможность использования так называемых « $1/f$ -шумов» [2]. И это имело под собой основу, т. к. дефекты структуры, загрязнение, действительно, приводят к повышению уровня шумов [3]. Судя по всему, интерес к таким поискам до сих пор не иссяк (см. напр. [4]).

Однако практика показала, что всевозможные очистки, совершенствование технологий и структуры полупроводников не приводят к ожидаемому избавлению от  $1/f$ -шумов. Даже бездислокационный кремний обладает значительными шумами, избавиться от которых невозможно. Пересмотр первоначальных взглядов на связь шумов и дефектов стал неизбежным. Однако сначала необходимо было заняться раскрытием физики флуктуационных превращений и понять причины появления непредвиденных результатов при прогнозировании надежности по шумам. Как впоследствии была решена эта задача, излагается в данной работе.

Сначала для проведения исследований нам потребовалось существенно улучшить точность и чувствительность измерительной аппаратуры. Первые же измерения, проведенные на ней, показали, что перед пробоем  $p$ - $n$ -переходов уровень шумов сначала несколько снижается [5—7], и лишь затем резко возрастает. Это видно из **рис. 1**. На нем также представлены значения среднеквадратичных отклонений. Их низкий уровень гарантирует, что наблюдаемое понижение шумов значимо, и его наличие не вызывает сомнений. Следовательно, приближение быстрого

пробоя шумов не выявляют повышением своего уровня. Поэтому их использование для прогнозирования времени наступления пробоя  $p$ - $n$ -переходов требует особой осторожности.

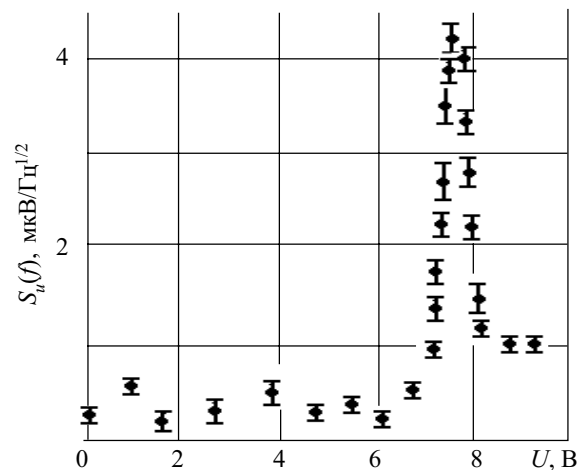


Рис. 1. Низкочастотные шумовые в обратносмещенном  $p$ - $n$ -переходе

Следующим этапом стали исследования барьеров Шоттки и  $p$ - $n$ -переходов — основы микросхем. Они показали, что по мере роста тока шумов сначала быстро растут, достигают максимума и затем плавно уменьшаются [8—10]. Читатели "ТКЭА" такую же, но более тщательно выполненную, кривую могут увидеть в работе [11]. Мы первыми наблюдали весь ход преобразований шумов из тепловых в развитые токовые и уже могли судить о сущности установленной зависимости. Нами было найдено ее аналитическое выражение, показавшее, что характер изменения «текущего спектра» низкочастотных флуктуаций напряжения  $S_u(f)$  или мгновенных значений флуктуаций напряжения  $\delta u(t)$  подчиняется токовой зависимости произведения дифференциального сопротивления образца  $r_d$  и падения напряжения на нем  $U$ , т. е.  $r_d U$  [11—13]:

$$S_u(f) = S_g(f) r_d U; \quad (1)$$

$$\delta u(t) = -\delta g(t) r_d U, \quad (2)$$

где  $S_g(f)$  — «текущий спектр» флуктуаций проводимости образца;  $\delta g(t)$  — элементарная флуктуация электропроводности.

Эти выражения являются отражением установленного нами [12] физического принципа преобразования средне- и низкочастотных флуктуаций в электрических цепях.

В рамках традиционных представлений о прямой связи повышения токовых шумов с дефектами изделий следовало бы предполагать, что причиной оговоренного столь мощного роста шумов есть некоторые неизвестной природы деградационные процессы. Однако на практике, как показали наши исследования, «очиститься» от этого максимума совершенно невозможно никакими средствами, включая изменение типа полупроводникового материала, уровня легирования, металла выпрямляющего контакта, очистки поверхности, применения сколов в вакууме и т. д. Потенциальный барьер оказывался одинаково надежен и при работе в режиме микротоков, и при номинальных смещениях, хотя уровень шумов при этом существенно различался.

Разгадка несоответствия уровня шумов предполагаемому уровню надежности оказалась весьма простой, но не полностью совместимой с известными взглядами на природу токовых шумов [14—18]. Так, в соответствии с (1) для барьеров Шоттки видно, что интенсивность первоисточника флуктуаций напряжения (т. е. электропроводности образца  $S_g(f)$ ) не зависит от смещения. Элемент же электрической цепи с нелинейной ВАХ (т. е. барьер) преобразует эти флуктуации пропорционально произведению  $r_d U$ , т. е. по закону (1). Выходит, что сам источник флуктуаций работает совершенно стабильно, без протекания в нем деградационных процессов, а электрическая цепь за счет энергии внешнего источника питания и за счет особенностей преобразования резко меняет интенсивность флуктуаций напряжения в зависимости от смещения. Это совершенно не связано с надежностью элемента. Иначе говоря, в возникновении максимума мы видим отражение не первопричины шумов, а явления, не связанного с физикой надежности, действующего за счет энергии внешнего источника питания и особенностей преобразования шумов электрической цепью в средне- и низкочастотной области. Дефекты образцов, поверхностные явления, токи утечки, внешняя среда в этом механизме образования максимума не играют определяющей роли. Их влияние прослеживается лишь через участие в формировании механизма переноса зарядов в образце, а следовательно, его ВАХ.

Такое преобразование (т. е. выражение (1)) должно быть общим и, одновременно, различным для образцов с различными механизмами переноса зарядов.

Рассмотрим некоторые формы проявления выражения (1).

Чтобы завершить обсуждение барьеров Шоттки и  $p-n$ -переходов, отметим, что рассмотренный выше шумовой максимум обусловлен ВАХ образцов конкретного вида, обусловленного термоэлектронной эмиссией [11]:

$$I = I_0 [\exp(qU/mkT) - 1], \quad (3)$$

- где  $I_0$  — ток насыщения;
- $q$  — элементарный заряд;
- $m$  — коэффициент идеальности ВАХ;
- $k$  — постоянная Больцмана;
- $T$  — абсолютная температура.

Однако более тщательное рассмотрение шумовых кривых, например, представленных в работе [11],

позволяет увидеть осцилляции шумов. Это, на наш взгляд, объясняется проявлением квантово-механического отражения носителей зарядов от барьеров. Растяннутость осцилляций меняется с изменением концентраций примесей в полупроводнике, следовательно, зависит от толщины обедненной области барьеров [19].

Рассмотрим теперь образцы с совершенно иной ВАХ — тривиальные линейные резисторы. Для них в (1)  $r_d = R$ , а  $U = RI$ , где  $R$  — омическое сопротивление резистора, а  $I$  — сила тока в цепи. В слабых электрических полях, когда для (1)  $S_g(f) = \text{const}$  (т. е. не зависит от смещения),  $S_u(f)$  должна быть линейной функцией силы тока. Это равнозначно известной из литературы пропорциональности спектральной плотности флуктуаций напряжения  $G_u(f)$  квадрату силы тока. Эксперимент всегда демонстрирует это [14]. Однако и в этом случае рост шумов не является отражением надежностных показателей объекта.

Рассмотрим третий классический вид ВАХ, характерный для вакуумных диодов. Им присущ широко известный закон «3/2» [20, с. 331, 334]:

$$I = \alpha U^{3/2}. \quad (4)$$

На рис. 2 представлена зависимость шумов от смещения для вакуумного диода в прямых координатах. Это совершенно иная форма шумовой кривой, не имеющая максимума. Тем не менее, анализ показывает, что рост шумов также происходит в соответствии с произведением  $r_d U$  закона (1). Это подтверждает спрямление шумовой кривой в специальных координатах, как это демонстрирует рис. 3 [21]. Однако и тут первоисточник шумов  $S_g(f)$  является постоянным, а флуктуации напряжения являются результатом аппаратного превращения флуктуаций, не отражающего надежностных характеристик изделия.

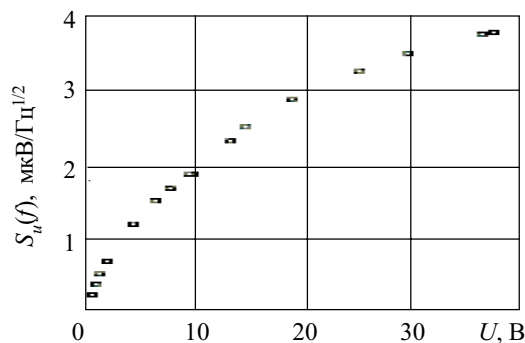


Рис. 2. Зависимость шумов в вакуумном диоде от смещения

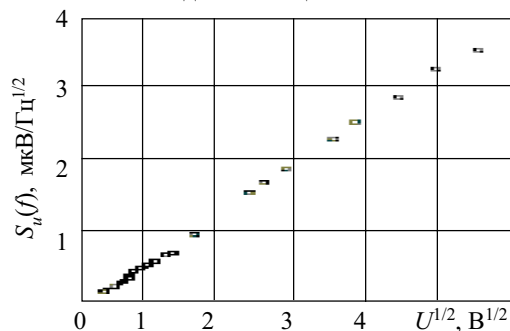


Рис. 3. Представление экспериментальных данных шумовых исследований для вакуумного диода в спрямляющих координатах

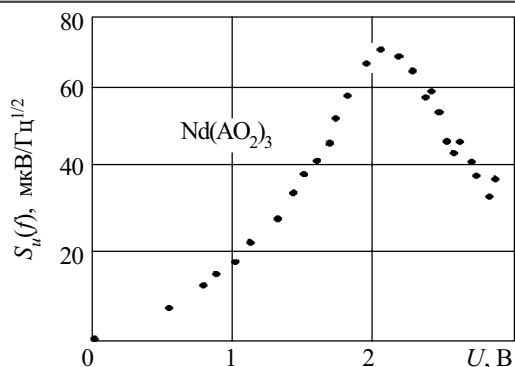


Рис. 4. Зависимость флуктуаций напряжений от величины смещения для тонких слоев аморфного полупроводника

Гораздо более сложная шумовая картина наблюдается для образцов, в которых полупроводник находится под воздействием сильных электрических полей. Это имеет место, например, для репрограммируемых элементов памяти, изготовленных на основе аморфных полупроводников. На рис. 4 представлена полученная нами зависимость шумов от напряжения для тонкого слоя аморфного полупроводника Nd(AsO<sub>2</sub>)<sub>3</sub> [22]. Это соединение было синтезировано в Институте неорганической химии АН Грузии (г. Тбилиси). Толщина аморфной пленки составляла около 1 мкм.

Известно, что в аморфных полупроводниках основной механизм переноса зарядов обусловлен явлением снижения потенциального барьера для носителей зарядов сильным электрическим полем за счет эффекта Френкеля. Характер изменения шумов здесь существенно отличается от трех рассмотренных нами выше зависимостей, и его можно пояснить только приняв, что в (1) зависимым от смещения оказывается параметр  $S_g(f) = S_g(f, U, I)$ . Однако изучить его более детально нам удалось в поликристаллическом карбиде кремния [23].

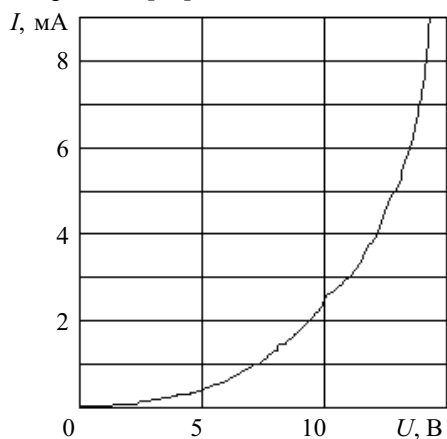


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика варистора

Исследовались шумовые свойства варисторов типа С2-2-15. ВАХ такого варистора приведена на рис. 5. Видно, что она обладает ярко выраженной нелинейностью. ВАХ варисторов можно описывать точно так же, как и для аморфных полупроводников [22], зависимостью [23]

$$I \sim \exp(\alpha U^\gamma), \tag{5}$$

где  $\gamma$  — константа.

Очевидно, что эта характеристика плохо описывает реальную кривую в области малых токов — при нулевом смещении ток отсутствует. Поэтому мы усложнили ВАХ до выражения

$$I = I_0[\exp(\alpha U^\gamma) - 1] \tag{6}$$

и на основе экспериментальных данных определили необходимые константы:

$$I_0 = 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ A}, \alpha = 2\text{B}^{-1/2} \text{ и } \gamma = 1/2.$$

На рис. 6 экспериментальные результаты представлены в спрямляющих для зависимости (6) координатах  $\ln[(I/I_0)+1] \sim U^{1/2}$ ; ожидаемое спрямление графика получено, что подтвердило применимость выражения (6) для данного образца.

На рис. 7 представлена зависимость спектра шумов  $S_u(f)$  от напряжения. Видно, что кривая похожа на аналогичную зависимость для аморфных полупроводников. Однако более тщательное исполнение измерений позволило выявить особенность в области малых смещений — наличие дополнительного шумового максимума. Большой шумовой максимум нами уже был детально обсужден в работе [23] на основе рассмотрения френкелевской ионизации примеси. Он обусловлен аналогичной зависимостью скорости обмена носителями зарядов между примесным уровнем и разрешенной зоной  $g(U)$  с учетом сниже-

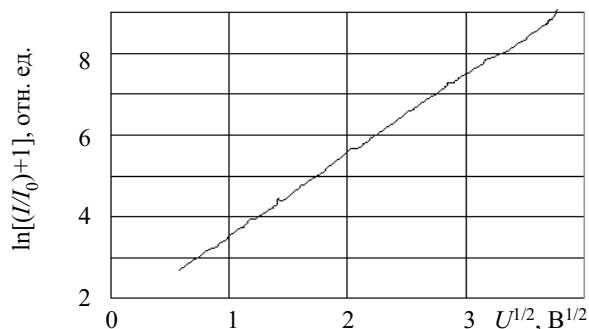


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика варистора в спрямляющих координатах

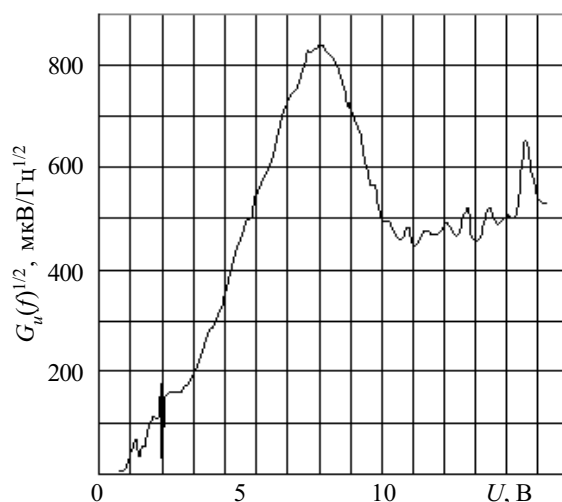


Рис. 7. Зависимость шумов варистора от приложенного напряжения

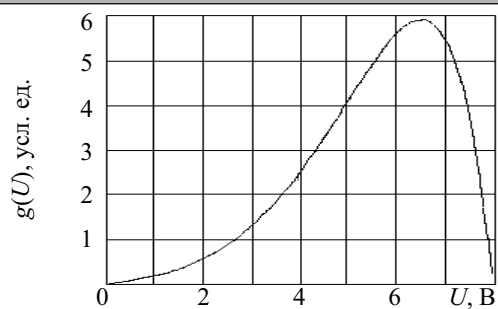


Рис. 8. Зависимость скорости обмена носителями зарядов в варисторе между примесным уровнем и разрешенной зоной [23]

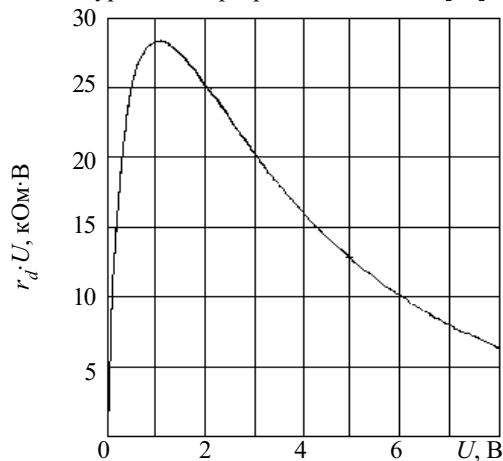


Рис. 9. Зависимость произведения  $r_d U$  для варистора

ния потенциальных барьеров в сильном электрическом поле (см. график **рис. 8**), что в формуле (1) соответствует зависимости спектра электропроводности  $S_g(f, U)$  от смещения (т. е.  $S_g(f) = S_g(f, U)$ ).

Но расчет на основе ВАХ образца (6) зависимости произведения  $r_d U$  обнаруживает максимум в области малых смещений (см. график **рис. 9**). Поэтому, согласно (1), один из максимумов для варисторов должен быть при малых смещениях, и обусловлен он характером зависимости  $r_d U$ , а второй — при больших смещениях за счет зависимости в (1)  $S_g(f)$  от напряжения. Однако ни первый, ни второй максимум не обусловлены какими-либо деградационными процессами. Они обусловлены исключительно действием в образце известного механизма переноса зарядов и законом преобразования флуктуаций проводимости во флуктуации напряжения.

Есть уверенность, что проведение более тщательных исследований для аморфных полупроводников выявит в области слабых смещений аналогичный рассмотренному выше максимум за счет произведения  $r_d U$  — в силу идентичности их ВАХ.

\*\*\*

Таким образом, мы считаем, что наши исследования достаточно убедительно раскрывают природу появления различного вида шумовых максимумов в образцах с нелинейными ВАХ. Раскрыта природа их возникновения, что дает возможность приступить к следующему этапу исследований — раскрытию связи между дефектностью структур, надежностью образцов и их шумовыми характеристиками. В этом плане уже совершенно ясно, что для образцов суще-

ствует некоторая масштабная величина  $I_0$  (сила обратного тока), и шумовые параметры необходимо сопоставлять для одной и той же степени (стадии) развитости процесса переноса зарядов относительно этого масштаба. Дефектность изделия будет проявляться через изменения в механизме переноса зарядов, т. е. через изменения ВАХ образцов.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Головки А. Г., Козырь И. Я. Использование тренировок для браковки микросхем / В сб.: Труды Московского института электронной техники.— 1974.— Вып. 17.— С. 156—159.
2. Методы прогнозирования отказов радиоэлектронной аппаратуры // Радиоэлектроника за рубежом.—1967.— Вып. 39.— С. 58—67.
3. Пряников В. С. Прогнозирование отказов полупроводниковых приборов.— М.: Энергия, 1978.
4. Проект НАТО SPr-973799 Semiconductors, «Разработка радиационноустойчивых полупроводниковых приборов для систем связи и прецизионных измерений с использованием шумового анализа», выполненный в рамках программы «НАТО—Россия, Наука ради мира» (1999—2003 гг.).
5. Головки А. Г., Шермергор Т. Д. О токовой зависимости низкочастотных токовых шумов в начале пробоя // ФТП.— 1974.— № 7.— С. 1353—1355.
6. Головки А. Г.  $1/f$ -шумы в начале пробоя обратносмещенных  $p-n$ -переходов // ФТП.— 1980.— № 8.— 1660—1661.
7. А. с. 711502 СССР. Способ измерения напряжения пробоя  $p-n$ -переходов / А. Г. Головки.— 1980.
8. А. с. 555814 СССР. Способ измерения тока насыщения  $p-n$ -переходов и барьеров Шоттки / А. Г. Головки.— 1977.
9. Головки А. Г.  $1/f$ -шумы в барьерных слоях // Изв. вузов. Радиотехника.— 1978.— № 10.— С. 1531—1534.
10. Головки А. Г. Флуктуации напряжения в барьерах Шоттки // ФТП.— 1978.— № 12.— С. 2382—2383.
11. Головки А. Г. Преобразование низкочастотных флуктуаций электропроводности в датчиках с нелинейной ВАХ // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2003.— № 4.— С. 50—51.
12. Головки А. Г., Головки Т. А. Новый флуктуационный закон для стационарных процессов переноса зарядов // Тр. междунар. семинара "Шумы и деградационные процессы в полупроводниковых приборах".— М.: МНТОРЭС им. А. С. Попова, 1998.— С. 264—268.
13. Головки А. Г. Физический принцип преобразования флуктуаций в датчиках // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2003.— № 6.— С. 47—48.
14. Ван дер Зил А. Флуктуационные явления в полупроводниках.— М.: ИЛ, 1961.
15. Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах.— М.: Мир, 1986.
16. Нарышкин А. К., Врачев А. С. Теория низкочастотных шумов.— М.: Энергия, 1972.
17. Бочков Г. Н., Кузовлев Ю. Е. Новое в исследованиях  $1/f$ -шума // УФН.— 1983.— Т. 41, вып. 1.— С. 151—176.
18. Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. J. Experimental studies of  $1/f$  noise // Rep. Prog. Phys.— 1981.— Vol. 44.— P. 479—532.
19. Головки А. Г., Головки Т. А. Новый источник  $1/f$ -флуктуаций в барьерных слоях / Мат-лы междунар. науч.-тех. семинара «Шумовые и деградационные процессы в полупроводниках».— М.: МНТОРЭС им. А. С. Попова, 1999.— С. 269—272.
20. Шимони К. Физическая электроника.— М.: Энергия, 1972.
21. Головки А. Г.  $1/f$ -шумы инжекционных токов. Диэлектрическая поляризация / Мат-лы Всесоюз. конф. по физике диэлектриков. Секция «Диэлектрическая релаксация».— Томск: Изд-во Томского политехн. ин-та, 1988.— С. 139—141.
22. Губеладзе Н. Я., Нанобашвили Е. М., Головки А. Г. Исследование электропроводности высокотемпературных полупроводников для репрограммируемых запоминающих устройств // Собр. АН СССР.— 1980.— Т. 100, № 1.— С. 101—103.
23. Головки А. Г.  $1/f$ -шумы варисторов // Изв. вузов. Физика.— 1980.— № 11.— С. 11—15.

К. ф.-м. н. С. П. ПАВЛЮК, к. ф.-м. н. Л. В. ИЩУК,  
к. ф.-м. н. В. М. КИСЛИЦЫН

Украина, г. Киев, Киевский национальный университет  
им. Тараса Шевченко, Институт электросварки им. Е. О. Патона  
E-mail: pps@mail.univ.kiev.ua

Дата поступления в редакцию  
25.09 2003 г.  
Оппонент И. В. ПРОСТОВ  
(НПО "Интеграл", г. Минск)

## ЭКСПРЕСС-МЕТОД КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДНЫХ КРИСТАЛЛОВ

*Для диагностики качества полупроводниковых диодов, изготавливаемых методом сварко-пайки, предлагается использовать изображение излучения кристалла.*

В последние годы получило развитие использование полупроводникового диодного кристалла в качестве нагревателя для разных технических целей. При изготовлении промышленных диодов средней мощности типа КД105—КД221 методом сварко-пайки [1] используется разогрев расплаиваемого полупроводникового кристалла протекающим током до температуры, превышающей температуру пайки.

Другим известным применением диодного кристалла является его использование в качестве нагревателя в микропаяльниках для пайки микроизделий [2].

Важным условием применимости диодного кристалла в качестве нагревателя является получение как можно более однородного его разогрева. Неоднородный разогрев кристалла может вызвать возникновение механических напряжений в нем и проявление эффектов [3], приводящих к деградации параметров кристалла и даже разрушению его.

Для оценки однородности разогрева можно использовать различные методы. Расчетные методы [например, 4] дают точную картину распределения тепловых полей в кристалле, но сложны для простой технологической оценки его качества. Предположения, которые упрощают эти методы, ограничивают круг применимости результатов расчетов. Достоверные данные о тепловом поле в кристалле можно получать, используя инфракрасные (ИК) радиометры [5], ИК-микроскопы [6] и тепловизоры [7]. Из перечисленного оборудования наиболее простым, но полностью пригодным для качественной оценки теплового поля, является ИК-микроскоп.

Целью представленной работы было исследование связи однородности разогрева диодного кристалла с ИК-излучением из него, а также апробация предлагаемого метода диагностики качества полупроводникового диода в процессе его изготовления.

Электрический ток, протекающий через полупроводниковый кристалл, вызывает одновременно два вида излучения — тепловое и рекомбинационное, возникающее из-за рекомбинации образующихся под действием тока неравновесных электронов и дырок.

При комнатной температуре интенсивность рекомбинационного излучения максимальна при длине волны 1,1 мкм. Величина интенсивности связана с концентрацией инжектированных носителей заряда и через нее — с плотностью разогревающего тока. Если ток распределен равномерно по сечению кристалла, то интенсивность излучения и разогрев образца не зависят от координаты, направленной вдоль  $p-n$ -перехода.

Таким образом, рекомбинационное излучение, как и тепловое, которое непосредственно отображает распределение температуры, может быть использовано для оперативного определения однородности разогрева кристалла, что позволяет судить о качестве изготовленного полупроводникового кристалла.

Для определения величины разогрева можно использовать тепловое излучение [8], но для этого необходимо отделять его от рекомбинационного. При качественной оценке однородности разогрева в этом нет необходимости.

Рекомбинационное и тепловое излучения в нашем случае существуют одновременно только во время протекания через кристалл электрического тока. После выключения тока они затухают с разной скоростью: рекомбинационное — за время жизни носителей заряда в полупроводнике ( $\tau$ ), тепловое — за время охлаждения кристалла. Измерения  $\tau$  методом, описанным в [4, с. 186—192], показали, что для исследуемых нами кристаллов  $\tau=60$  мкс. Время охлаждения кристалла составляло 30...80 мс. Такая большая разница (три порядка) во времени затухания позволяет отделить тепловое излучение от рекомбинационного.

Для исследования излучения использовались импульсный генератор разогревающего тока и ИК-микроскоп типа МИК-1. Примененный в МИК-1 электронно-оптический преобразователь регистрировал излучение с длиной волны 0,75...1,2 мкм. Для фиксации тепловых полей можно было использовать ПЗС-видеокамеру Sunkwang SK2002 с рабочим диапазоном длины волны 0,4—1,0 мкм, вмонтированную в один из окуляров микроскопа, и выводить изображение на экран компьютера.

В эксперименте разделение излучений было выполнено следующим образом. Между кристаллом и объективом микроскопа устанавливался специальный затвор с приводным механизмом. В момент времени  $t = t_{\text{имп}} + (4...8)\tau$  (где  $t_{\text{имп}}$  — время протекания импульса нагрева), после того как неравновесные носители заряда полностью рекомбинировали, затвор

открывали и регистрировали только тепловое излучение. (Разброс (4...8) $\mu$  связан с тем, что время срабатывания затвора было порядка 0,5 мс и разброс времени его срабатывания и времени включения механизма затвора не разрешал получить большую точность. В связи с этим не удалось получить фотографии теплового поля, которое возникало при нагревании кристалла коротким импульсом тока.)

Исследовались кремниевые кристаллы, используемые для изготовления диодов КД105, КД209. Базовый материал — кремний КЭФ40; *p*-область толщиной 0,1 мм легирована бором. Кристаллы имели цилиндрическую форму (диаметр — 1,8 мм, высота — 0,3 мм). Торцевые контакты кристалла металлизированы.

Разогрев диодов осуществлялся протекающим током в импульсном режиме. Импульсы разогревающего тока были двух видов. Короткий импульс длительностью 1,5 мс, применяемый для разогрева микропаяльника, получали разрядом емкости  $C = 3600$  мкФ через последовательно включенные кристалл и ключ (тиристор типа Т-50). Длинный импульс длительностью 100 мс, применяемый при сборке диодов методом сварки-пайки, получали разрядом емкости

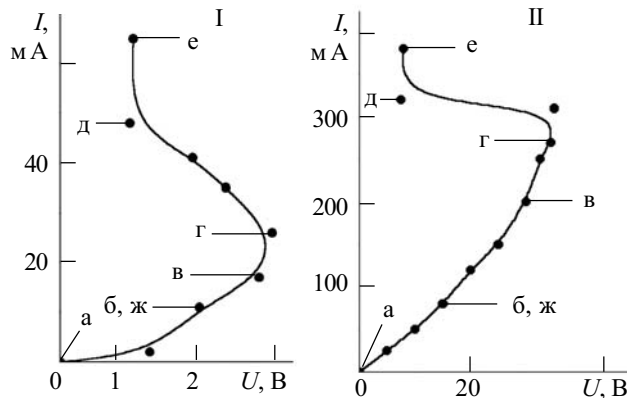


Рис. 1. ВАХ диода при разогреве его длинным (I) и коротким (II) импульсом тока

$C = 40000$  мкФ через последовательно включенные кристалл, ключ и сопротивление величиной 1 Ом.

Разная степень нагрева кристалла достигалась изменением амплитуды импульса тока  $I$ . При этом фиксировалось падение напряжения  $U$  на кристалле. На рис. 1 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) диода, полученные при его разогреве длинным и коротким импульсами тока. Для указанных

здесь точек на рис. 2 приведены изображения излучения кристалла, полученные без затвора. (По указанным выше причинам зафиксировать излучения с помощью видеокамеры в режиме питания диода короткими импульсами тока не удалось, поэтому они приведены в виде рисунков.)

На рис. 2, а приведены изображения исходного кристалла в ИК-свете при отсутствии тока. В области *p-n*-перехода видна темная полоса, слева от которой расположена *p*-область, справа — *n*-область.

При воздействии импульса тока малой амплитуды возникало излучение, которое было зафиксировано без применения затвора (см. рис. 2, б) и не наблюдалось при его использовании, что говорит об отсутствии тепловой составляющей излучения. Увеличение амплитуды приводило к уменьшению интенсивности излучения (рис. 2, в), которое и в этом случае не наблюдалось при использовании затвора.

Здесь, по сравнению с рис. 2, б, увеличилась рассеиваемая на кристалле мощность (а значит, и температура), что при уменьшении интенсивности излучения свидетельствует о наличии лишь рекомбинационной составляющей. Причиной такого ослабления интенсивности излучения, особенно в более высокоомной *n*-области кристалла, является джоулев разогрев кристаллической решетки кремния [9].

Дальнейшее увеличение амплитуды приводило к тому, что с поверхности перехода начинало исходить мощное однородное излучение (рис. 2, г). Отсутствие темной полоски в области *p-n*-перехода указывает на то, что регистрируется тепловое из-

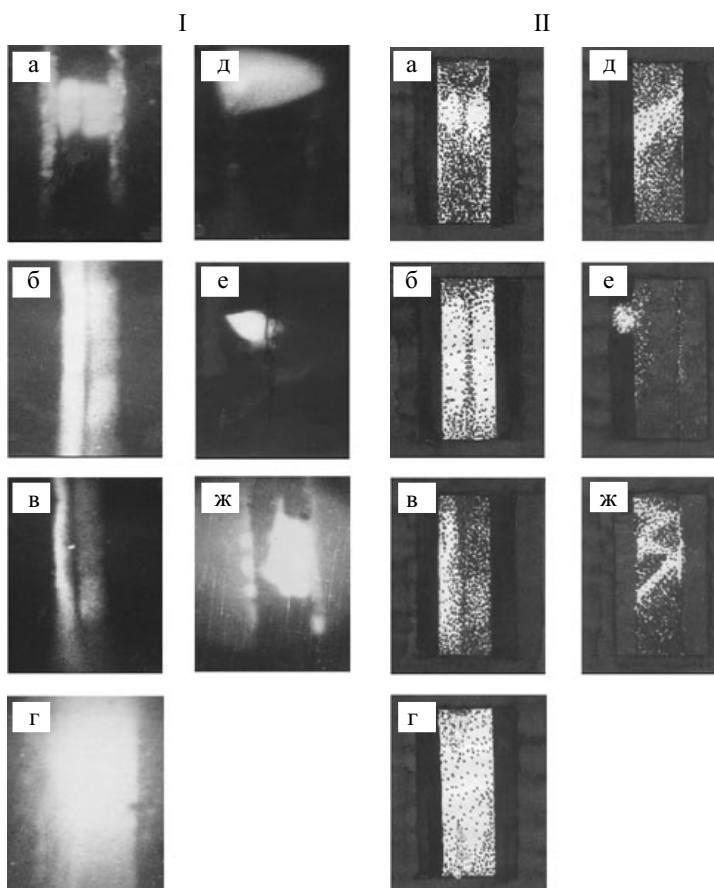


Рис. 2. Изображения излучения диодного кристалла при разогреве его длинным (I) и коротким (II) импульсом тока:

а — в ИК-свете; б — свечение, обусловленное рекомбинационным излучением; в — уменьшение интенсивности рекомбинационного излучения вследствие разогрева кристаллической решетки; г — свечение, обусловленное тепловым излучением; д — локализация теплового излучения (шнурование тока); е — пробой диода; ж, з — свечение, обусловленное рекомбинационным излучением некондиционной структуры, полученное в тех же условиях разогрева, что и б

лучение. Это подтверждается тем, что при использовании затвора характер регистрируемого излучения не изменялся.

При последующем увеличении тока излучение локализовалось (рис. 2, *д*) по причине локализации тока в узкой области *p-n*-перехода. Далее происходил пробой диода с выбросом материала (рис. 2, *е*). Эти наблюдения хорошо согласуются с ВАХ на рис. 1 — здесь видно, что в режимах *д* и *е*, когда напряжение снижалось, ток резко возрастал.

В задачу данного исследования не входило изучение физического механизма локализации тока через кристалл. Отметим только, что при довольно большом напряжении такая локализация тока должна иметь место даже в случае идеального в технологическом отношении полупроводникового кристалла. Действительно, как показано в [5], разогрев кристалла током приводит к появлению S-образной вольт-амперной характеристики. Из самых общих соображений [10, с. 103—125] следует, что в этом случае должно происходить образование шнура тока, возникновение которого облегчит неоднородность кристалла.

В работе [9] локализация излучения диодного кристалла, подобная описанной в этой статье, наблюдалась с помощью ИК-радиометра. После подачи 3—7 импульсов напряжения, вызывающих локализацию тока и излучение, кристалл выходил из строя.

Применение затвора в случаях (*з*—*е*) не приводило к изменению регистрируемой картины свечения.

Изображения излучения на рис. 2, *б*—*е* получены для кондиционного диода. На рис. 2, *ж* приведено свечение некондиционного диода при условиях слабого разогрева. Здесь видно, что излучение существенно неоднородно по сечению кристалла. Дальнейшее увеличение амплитуды протекающего тока приводило к пробое кристалла по линиям протекания тока подобно изображенному на рис. 2, *д*.

Отметим, что характер излучения кристалла при нагреве его коротким импульсом тока такой же, как и при разогреве длинным импульсом. При этом абсолютные значения *U* и *I* для этих двух режимов существенно различаются. Рассчитанные же по данным ВАХ значения рассеиваемой в кристалле энергии оказались практически одинаковыми в случаях длинного и короткого импульсов тока для каждой из наблюдавшихся (*б*—*ж*) картин излучения, что подтверждает предложенные объяснения характера излучения.

При проведении диагностики из партии диодных кристаллов выбиралось некоторое количество для подбора напряжения, при котором излучение аналогично приведенному на рис. 2, *б* (или *ж*). Такой подбор допустим, т. к. для одной партии диодных кристаллов разброс параметров невелик. Затем вся партия паялась при подобранном режиме с одновременным кон-

тролем изображения на экране дисплея. Это позволило сразу отбраковывать некондиционные диоды.

Для подтверждения правильности полученных результатов диагностики паянная партия диодов тестировалась по электрическим параметрам. Результаты совпали в 98% случаев.

\*\*\*

Таким образом, для экспресс-диагностики изготавливаемого полупроводникового диода можно использовать изображение рекомбинационного излучения, полученное в режиме слабого разогрева кристалла (рис. 2, *б*, *ж*). Такой режим делает метод диагностики шадящим, т. к. не приводит к перегреву диодного кристалла.

Экспериментальное изучение рекомбинационного и теплового излучения кремниевых кристаллов, которые используются для производства диодов КД105, показало, что можно подобрать такой режим, при котором происходит однородный разогрев кристалла при сварко-пайке.

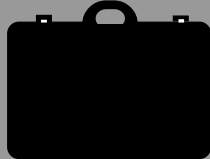
#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. А. с. 395696 СССР. Способ сборки полупроводниковых приборов / А. А. Россошинский, В. А. Лебига, Э. А. Альперович, В. М. Кислицын.— 05.09.79.
2. Павлюк С. П., Кутлин Г. Н., Кислицын В. М., Россошинский А. А. Использование кремния в качестве нагревательных элементов микропаяльников // Автоматическая сварка.— 1999.— № 2.— С. 41—44.
3. Добровольский В. Н., Павлюк С. П. Термический градиентно-дрейфовый домен в электронно-дырочной плазме германия // ФТП.— 1981.— № 15.— С. 120—129.
4. Давыдов П. Д. Анализ и расчет тепловых режимов полупроводниковых приборов.— М.: Энергия, 1967.
5. Бурцев Э. Ф., Грехов И. В., Крюков Н. Н. Локализация тока в диодных структурах при большой плотности прямого тока // ФТП.— 1970.— № 4.— С. 1955—1961.
6. Кудин В. Д. Применение ИК-термографического микроскопа для контроля теплового излучения мощных транзисторов // Опыт работы в электронной промышленности.— 1969.— № 3.— С. 72—84.
7. Гончаренко А. А., Дьяков Ю. Н., Штейнман Г. А. и др. Прибор для измерения теплового излучения интегральных схем // Электронная промышленность.— 1971.— № 2.— С. 44—47.
8. Ranhe M. J. Infrared as a thermal analysis // Solid State Technology.— 1970.— Vol. 13.— P. 67—72.
9. Бурцев Э. Ф., Грехов И. В., Крюков Н. Н., Сергеев В. Г. Исследование процесса включения *p-n-p*-структуры с помощью регистрации рекомбинационного излучения // ФТП.— 1969.— № 3.— С. 1638—1643.
10. Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках.— М.: Наука, 1972.

в портфеле редакции

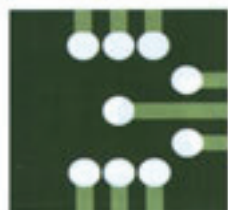
в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

- Полупроводниковый генераторный модуль с умножением частоты для аппаратуры КВЧ-терапии. *В. А. Перфильев, С. В. Плаксин, С. И. Соколовский* (Россия, г. Томск; Украина, г. Днепропетровск)
- Регенерирование ЭДТА из комплексных растворов тяжелых металлов. *О. Гилене, И. Айкайте, О. Нивинскене* (Литва, г. Вильнюс)
- Термoeлектрические датчики для экспресс-диагностики. *А. А. Ащеулов, Л. Я. Кушнерик* (Украина, г. Черновцы)



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

в портфеле редакции



5-7 ОКТЯБРЯ  
2004

ВТОРАЯ МЕЖДУНАРОДНАЯ ВЫСТАВКА  
РОССИЯ МОСКВА, ЦЕНТРАЛЬНЫЙ ДЭМ ХУДЖОНЕКА

# ЭЛЕКТРОНИКА

КОМПОНЕНТЫ ОБОРУДОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ



Организатор выставки  
компания «ИнтЭкспо»  
Россия, 111141, Москва  
ул. Перовское 19/2, стр.3  
тел./факс: (095) 368-1039  
e-mail: info@chipekpo.ru  
http://www.chipekpo.ru

ВЫСТАВКИ

ВЫСТАВКИ

ВЫСТАВКИ

ВЫСТАВКИ

ВЫСТАВКИ

ВЫСТАВКИ

ТРЕТЬЯ МЕЖДУНАРОДНАЯ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННАЯ ВЫСТАВКА

## РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

## СВЯЗЬ

'2004



- ▶ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И СИСТЕМЫ
- ▶ ЭЛЕКТРОННЫЕ КОМПОНЕНТЫ И МАТЕРИАЛЫ
- ▶ НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И ОБОРУДОВАНИЕ
- ▶ ИССЛЕДОВАНИЯ И РАЗРАБОТКИ
- ▶ МЕНЕДЖМЕНТ КАЧЕСТВА ИЗДЕЛИЙ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ
- ▶ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИИ



**7-10**  
СЕНТЯБРЯ 2004 г.  
РОССИЯ, МОСКВА  
ВЦ 'КРОКУС ЭКСПО'

ОРГКОМИТЕТ  
тел.: (+7 095)  
937-4081  
937-4082  
INTERMATIC@MIF.RU



# Украинский проспект электроники



Исследователи, разработчики,  
производители электронных  
систем и средств, компонентов  
и материалов  
Предприятия и организации  
инфраструктуры электроники

<http://tkea.wallst.ru/elektroniks.html>

e-mail: [tkea@odessa.net](mailto:tkea@odessa.net)

<p><b>НИИ «Гелий»</b> Винница</p>	<p><b>АРСЕНАЛ CDB</b> ЦКБ «Арсенал» Киев</p>	<p><b>Квазар-ИС</b> Киев</p>	<p><b>НПП «Сатурн»</b> Киев</p>
<p><b>МИКРО ПРИБОР</b> ООО «Микроприбор» Киев</p>	<p><b>Институт физики полупроводников НАНУ</b> Киев</p>	<p><b>НПК «Наука»</b> Киев</p>	<p><b>КАРАТ</b> НПП «Карат» Львов</p>
<p><b>НИИ «Зротрон»</b> Львов</p>	<p><b>ОРИЗОН НАВИГАЦІЯ</b> ГП «Оризон- Навигация» Смела, Черкасской обл.</p>	<p><b>Радиозавод «Орион»</b> Тернополь</p>	<p><b>ХАРТРОН</b> ОАО «Хартрон» Нарьков</p>
<p><b>НИТИ приборостроения</b> Нарьков</p>	<p><b>Институт монокристаллов</b> Нарьков</p>	<p><b>Днепр- полупроводники</b> Нерсон</p>	<p><b>ЦКБ ритм</b> ЦКБ «Ритм» Черновцы</p>

Вам понравился номер. Тогда:  
а) продлите подписку на журнал  
по одному из адресов, приведенных  
на 2-й стр. обложки;  
б) напишите письмо в редакцию.



Вам не понравился номер. Тогда:  
а) продлите подписку на журнал  
по одному из адресов, приведенных  
на 2-й стр. обложки.