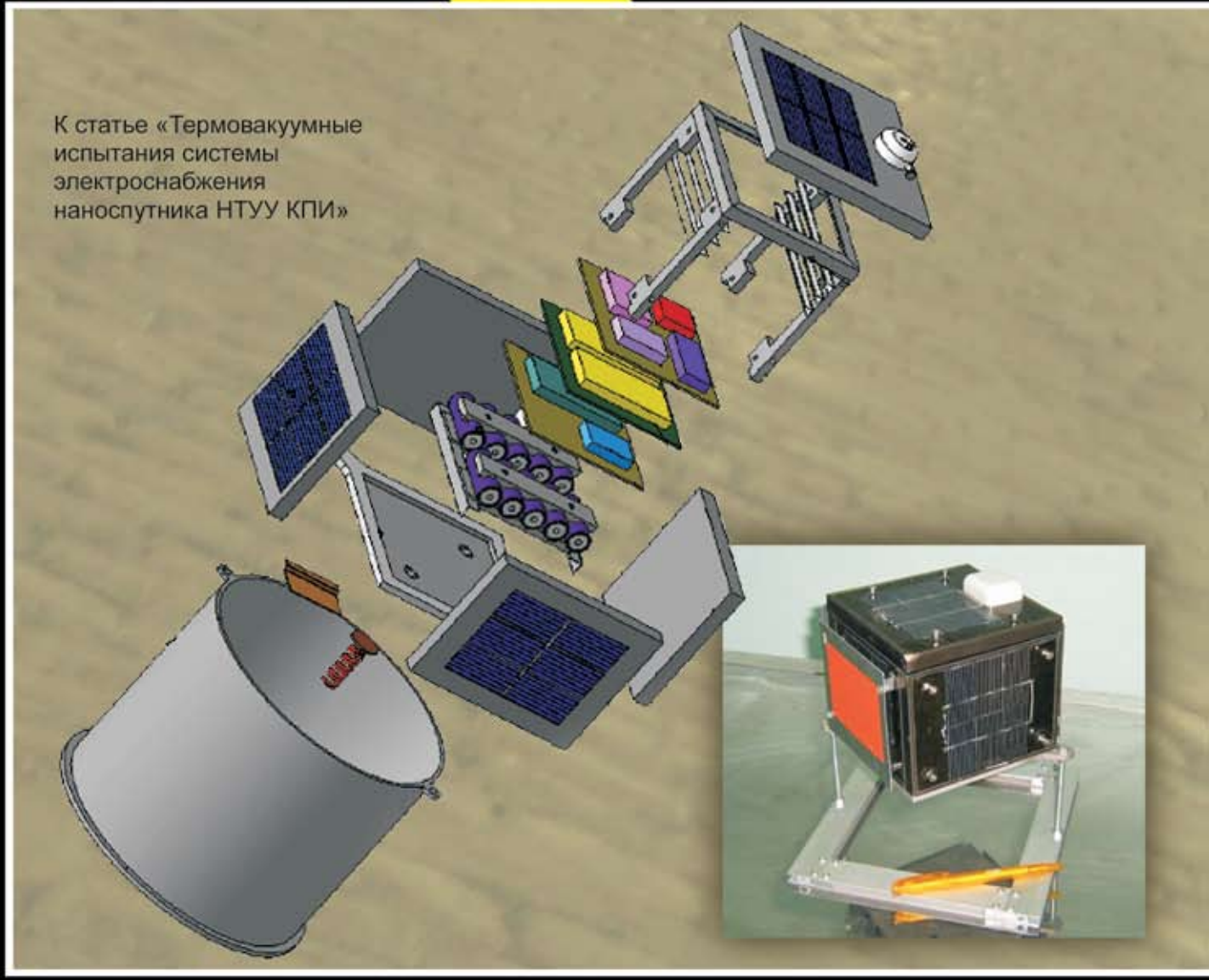
ТКА

ТЕХНОЛОГИЯ И КОНСТРУИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЕ



К статье «Термовакуумные испытания системы электроснабжения наноспутника НТУУ КПИ»

5 2011

СЕНТЯБРЬ — ОКТЯБРЬ

ТРИНАДЦАТАЯ
МЕЖДУНАРОДНАЯ
НАУЧНО-ПРАКТИЧЕСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

СИЭТ 2012 ОДЕССА

СОВРЕМЕННЫЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

4 — 8 июня 2012 года
Украина, г. Одесса

Реквизиты для связи
e-mail <tkea@optima.com.ua>
тел. +38 (048) 728-49-46,
728-18-50.

- Информационные системы и технологии
- Компьютерные системы и компоненты
- Системы и средства искусственного интеллекта
- Защита информации в широкополосных системах и компьютерных сетях
- Радиотехнические, телекоммуникационные и телевизионные системы
- Проектирование, конструирование, производство и контроль электронных средств
- Функциональная электроника. Микро- и нанотехнологии

С текущей информацией можно ознакомиться на сайте www.tkea.com.ua/siet/inf.html

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

Выходит один раз в 2 месяца

Регистрационный номер КВ 13418-2302ПР

Зарегистрирован в ВАК Украины по разделам «Физико-математические науки», «Технические науки»

Реферируется в УРЖ «Джерело» (г. Киев) и в Реферативном журнале ВИНИТИ (г. Москва)

Номер выпущен при поддержке НИИ «Орион», (г. Киев), НПП «Карат» (г. Львов), ЦКБ «Ритм» (г. Черновцы)

ПОДПИСКА НА ЖУРНАЛ

В Украине Отделения связи. «Каталог видань України». Индекс 23785.
Подписное агентство «Идея», www.idea.com.ua. Индекс 11146.
Подписное агентство «KSS», www.kss.kiev.ua. Индекс 20363.

В России Отделения связи. Каталог «Газеты и журналы». Индекс 71141.

В Белоруссии Отделения связи. Каталог «Издания стран СНГ». Индекс 71141.

В редакции «ТКЭА» можно подписаться с любого номера.

Адрес редакции: Украина, 65044, г. Одесса, а/я 17.
E-mail: tkea@optima.com.ua, web-сайт: www.tkea.com.ua,
тел. +38 (048)728-18-50,
тел./факс 728-49-46.

Редакция: *Е. А. Тихонова, А. А. Ефименко, А. А. Алексеева, Н. М. Колганова, М. Г. Глава.*
Техническая редакция, дизайн: *Е. И. Корецкая.*
Компьютерное обеспечение: *П. В. Назаров.*

Подписано к печати 17.10 2011. Формат 60×84 1/8. Печать офсетная.
Печ. л. 8,0+1,0. Уч.-изд. л. 8,5. Тираж 250 экз. Заказ № 268.
Издательство «Политехпериодика»
(65044, г. Одесса-44, а/я 17).
Отпечатано в типографии издательства «ART-V»
(65091, г. Одесса, ул. Комитетская, 24а).

ТЕХНОЛОГИЯ И КОНСТРУИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЕ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

2011 № 5

Год издания 35-й

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР
К.т.н. В. М. Чмиль

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

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

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

Одобрено к печати Ученым советом ОНПУ (Протокол № 3 от 22.11 2011 г.)

СОДЕРЖАНИЕ

Электронные средства: исследования, разработки

Применение технологии тонких пленок и наноструктурированных материалов при изготовлении теплонагруженных печатных плат. *Сахно Э. А., Балашов М. А., Жиликов В. В., Лобасов Д. В.* 3

Термовакуумные испытания системы электроснабжения наноспутника НТУУ «КПИ». *Рассамакин Б. М., Хайрнасов С. М., Хоминич В. И., Буденный А. В., Коваленко Е. Ю., Елисеева Е. Н.* 6

Сенсоэлектроника

Низкоразмерные кристаллы кремния для фотоэлектрических преобразователей. *Дружинин А. А., Островский И. П., Ховерко Ю. Н., Ничкало С. И., Бережанский Е. И.* 11

Формирование дельта-легированного водородом *p*-слоя в природных и CVD-кристаллах алмаза. *Алтухов А. А., Афанасьев М. С., Зяблюк К. Н., Митягин А. Ю., Талипов Н. Х., Чучева Г. В.* 14

Функциональная микро- и наноэлектроника

Интегральные двухсторонние кремниевые микростриповые детекторы. *Перевертайло В. Л.* 17

Методика и установка для определения теплопроводности полупроводников с использованием лучистой энергии. *Гурбанниязов М. А., Курбанов М. А.* 25

Тонкая структура спектров лазерного излучения при электронной накачке на основе радиационно модифицированных оптически однородных нелегированных кристаллов GaAs. *Гаркавенко А. С.* 27

Материалы элетроники

Межслоевые примесные нанокомпозиты поверхности (0001) кристалла Bi_2Te_3, легированного цинком и селеном. *Алиева А. П., Алескеров Ф. К., Кахраманов С. Ш.* 31

Исследование спектров фотолюминесценции низкоразмерных структур InSb, сформированных в матрице GaSb. *Андронова Е. В., Баганов Е. А., Курак В. В.* 35

Влияние слоя поликристаллического кремния на механизмы токопереноса в контактах «металл — *p*-кремний». *Смынтына В. А., Кулинич О. А., Яцунский И. Р., Свиридова О. В., Марчук И. А.* 39

СВЧ-техника

Автодинные характеристики стабилизированных СВЧ-генераторов при сильном отраженном сигнале. *Носков В. Я., Игнатков К. А., Смольский С. М.* 42

Аннотации к статьям номера:

на русском языке 55
на украинском 58
на английском 61

Новые книги 13, 41

В портфеле редакции 34

© Технология и конструирование в электронной аппаратуре, 2011.

SCIENTIFIC AND TECHNOLOGICAL JOURNAL

2011 N 5

Publication year 35-th

TEKHNOLOGIYA I KONSTRUIROVANIE V ELEKTRONNOI APPARATURE

(in russian)

ЗМІСТ

Електронні засоби: дослідження, розробки

Застосування технології тонких плівок та наноструктурованих матеріалів при виготовленні теплонавантажених друкованих плат. *Сахно Е. А., Балашов М. А., Жиліков В. В., Лобасов Д. В.* (3)

Термовакуумні випробування системи електропостачання наносупутника НТУУ «КПІ». *Рассамакін Б. М., Хайрнасов С. М., Хомініч В. І., Будьонний О. В., Коваленко Є. Ю., Єлісеєва К. М.* (6)

Сенсоелектроніка

Низькорозмірні кристали кремнію для фотоелектричних перетворювачів. *Дружинін А. О., Островський І. П., Ховерко Ю. М., Нічкало С. І., Бережанський Є. І.* (11)

Формування дельта-легованого воднем *p*-шару в природних та CVD-кристалах алмазу. *Алтухов А. О., Афанасьєв М. С., Зяблюк К. М., Мітягін О. Ю., Таліпов Н. Х., Чучева Г. В.* (14)

Функціональна мікро- та наноелектроніка

Технологія інтегральних двосторонніх кремнієвих мікростріпових детекторів. *Перевертайло В. Л.* (17)

Методика та установка для визначення теплопровідності напівпровідників з використанням променистої енергії. *Гурбаніязов М. А., Курбанов М. А.* (25)

Тонка структура спектрів лазерного випромінювання при електронному нагнітанні на основі радіаційно модифікованих оптично однорідних нелегованих кристалів GaAs. *Гаркавенко А. С.* (27)

Матеріали електроніки

Міжшарові домішкові нанокомпозити поверхні (0001) кристала Bi_2Te_3, легованого цинком та селеном. *Алієва А. П., Алескеров Ф. К., Кахраманов С. Ш.* (31)

Дослідження спектрів фотолюмінесценції низькорозмірних структур InSb, сформованих в матриці GaSb. *Андронова О. В., Баганов Є. О., Курак В. В.* (35)

Вплив шару полікристалічного кремнію на механізми токоперенесення в контактах «метал — *p*-кремній». *Сминтина В. А., Кулініч О. А., Яцунский І. Р., Свірідова О. В., Марчук І. О.* (39)

НВЧ-техніка

Автодинні характеристики стабілізованих НВЧ-генераторів при сильному відбитому сигналі. *Носков В. Я., Ігнатков К. А., Смольський С. М.* (42)

CONTENTS

Electronic facilities: investigations, development

Application of the technology of thin films and nanostructured materials in the manufacture of thermally loaded printed circuit boards. *Sakhno E. A., Balashov M. A. Zhilikov V. V., Lobasov D. V.* (3)

Thermal vacuum testing of the power supply system of the nanosatellite NTUU "KPI". *Rassamakin B. M., Khairnasov S. M., Khominich V. I., Budionnyi A. V., Kovalenko E. Yu., Eliseyev Ye. N.* (6)

Sensoelectronic

Low-dimensional silicon crystals for photovoltaic cells. *Druzhinin A. A., Ostrovskii I. P., Khoverko Yu. N., Nichkalo S. I., Berezhanskii Ye. I.* (11)

Formation of delta-doped *p*-layer of hydrogen in natural and CVD-diamond crystals. *Altukhov A. A., Afanas'ev M. S., Zyabliuk K. N., Mityagin A. Yu., Talipov N. H., Chucheva G. V.* (14)

Functional micro- and nanoelectronics

Integrated double-sided silicon microstrip detectors. *Perevertailo V. L.* (17)

Technique and installation for determination of semiconductors heat conduction with the use of radiant energy. *Gurbanniyazov M. A., Kurbanov M. A.* (25)

Fine structure of laser spectrum at electron-beam pumping based on radiation-modified optically homogeneous crystals of undoped GaAs. *Garkavenko A. S.* (27)

Materials of electronics

Interlayer surface impurity nanocomposites of (0001) crystal Bi_2Te_3, alloyed with zinc and selenium. *Alieva A. P., Aleskerov F. K., Kahramanov S. Sh.* (31)

Investigation of photoluminescence spectrums of InSb low-dimensional structures formed in GaSb matrix. *Andronova E. V., Baganov Ye. A., Kurak V. V.* (35)

Influence of polycrystalline silicon layer on flow through «metal — *p*-Si» contact. *Smyntyna V. A., Kulinich O. A., Yatsunskii I. R., Sviridova O. V., Marchuk I. A.* (39)

Microwave technology

Autodyne characteristics of stabilized UHF-oscillators at a strong reflected signal. *Noskov V. Ya., Ignatkov K. A., Smolskii S. M.* (42)

К. т. н. Э. А. САХНО, к. х. н. М. А. БАЛАШОВ,
к. т. н. В. В. ЖИЛИКОВ, Д. В. ЛОБАСОВ

Россия, г. Москва, ЦНИТИ «Техномаш»
E-mail: mail@technomash.ru

УДК 621.793.16

Дата поступления в редакцию
31.03 2011 г.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕХНОЛОГИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК И НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ТЕПЛОНАГРУЖЕННЫХ ПЕЧАТНЫХ ПЛАТ

Показана целесообразность применения технологии тонких пленок на начальных этапах изготовления теплонагруженных печатных плат со встроенными резисторами в переходных отверстиях.

Широкое распространение изделий радиоэлектроники, где имеют место повышенные локальные или распределенные по всей площади тепловые нагрузки [1], а также рост степени интеграции гибридных интегральных схем, вызывающий обострение проблемы теплоотвода [2], ставит задачу улучшения теплоотдачи печатных плат. Эта проблема чаще всего встречается в светодиодной технике, силовой и автомобильной электронике, источниках питания.

Традиционное решение проблемы, описанное в [1], требует применения специальных теплопроводящих составов, которые наносят на металлическое основание или ядро печатной платы. Они обладают более высокой теплопроводностью (1—5 Вт/(м·К)), чем стеклотекстолит (0,3 Вт/(м·К)). Решение, предложенное в [2], основанное на формировании анодных оксидных пленок на алюминиевых сплавах, более технологично. Однако образующиеся слои оксидных пленок алюминия, обладая высокими диэлектрическими характеристиками, имеют, к сожалению, невысокую теплопроводность (31,5 Вт/(м·К)).

Известна технология изготовления печатной платы с теплоотводом, при которой на основание печатной платы, выполненное из алюминиевой пластины, осаждают изоляционный слой из оксинитрида алюминия и токопроводящий слой, наносят фотомаску, гальванически увеличивают толщину токопроводящего слоя, удаляют фотомаску и дифференциальным травлением формируют проводящий рисунок [3]. Однако нет никаких сведений о возможности получения печатных плат с металлизированными отверстиями и о возможности получения встроенных резисторов при такой технологии.

Разработан также способ изготовления печатных плат со встроенными резисторами, при котором в печатных платах, выполненных из материала FR4-ML, формируют отверстия, которые заполняют резистивной пастой, причем эта паста образует контакт с проводящими слоями печатной платы [4]. Недостаток способа — в плохой теплопроводности материала FR4-ML и перегреве резисторов, находящихся в замкнутом объеме.

Авторами была поставлена задача создания технологии изготовления печатных плат со встроенными резисторами, которая позволила бы увеличить мощность теплового рассеяния резисторов, а также улучшить отвод тепла от элементов, монтируемых на печатной плате, при уменьшении ее габаритных размеров.

Для решения задачи были использованы результаты исследований и работ по технологии получения наноструктурированных материалов в виде тонких пленок [5, 6]. К таким материалам относится нитрид алюминия, который привлекает внимание разработчиков и технологов в области создания микроэлектронной аппаратуры благодаря сочетанию таких свойств, как большое удельное сопротивление (R_S=10^{14} Ом·см [7]), высокая теплопроводность (λ=319 Вт/(м·К) [8]) и радиационная стойкость.

Наибольшее применение пленки нитрида алюминия получили в настоящее время в качестве защитных, изолирующих и буферных слоев в гибридных и полупроводниковых интегральных микросхемах. Многослойные теплоотводящие подложки, состоящие из диэлектрических слоев нитрида алюминия, нанесенных на металлическую основу, в широком диапазоне температур по эффективности теплоотвода превосходят подложки со слоями оксида бериллия [6]. Поэтому в настоящей работе было использовано металлическое основание с изоляционным слоем из нитрида алюминия. Встроенные резисторы были размещены в отверстиях, на стенки которых был также нанесен слой нитрида алюминия, а токопроводящий слой осаждался на торцы встроенных резисторов [9].

Предлагаемую комплексную технологию можно разделить на два этапа. На первом этапе применяют тонкопленочную технологию с частичным использованием толстопленочной технологии при формировании резисторов в отверстиях (**рис. 1**).

Из листов металла с высокой теплопроводностью, например сплава алюминия марки Д16АТ или меди марки М1, на операции I нарезают заготовки *1* нужного размера. В соответствии с чертежом платы на операции II в заготовках сверлят монтажные отверстия *2* и отверстия *3* под встроенные резисторы. Затем на операции III на поверхность заготовки с просверленными отверстиями осаждается слой нитрида

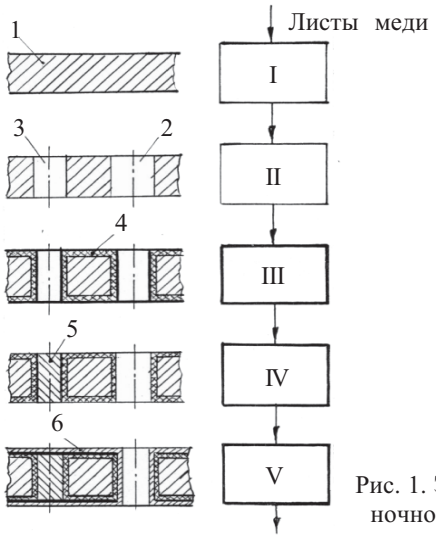


Рис. 1. Этап тонкопленочной технологии

алюминия *4* толщиной 5—8 мкм методом реактивного ВЧ-магнетронного распыления на установке вакуумного напыления УРМ3.297.014.

Поскольку слой нитрида алюминия обладает высокими диэлектрическими свойствами и высокой теплопроводностью, это позволяет эффективно отводить тепло от резистора в металлическое основание.

Отверстие *3*, стенки которого покрыты слоем нитрида алюминия, заполняют низкотемпературной резистивной пастой *5*. Формируется резистор, сопротивление которого, согласно [4], вычисляется по формуле

$$R = 4H\rho/(\pi D^2),$$

где H — толщина металлического основания;
ρ — удельное сопротивление резистивной пасты;
D — диаметр отверстия.

Подбором толщины металлического основания, диаметра отверстия и удельного сопротивления резистивной пасты можно в широких пределах изменять значение сопротивления.

Уровень теплоотдачи резистора, сформированного в отверстиях основания из стеклотекстолита марки FR-4, как описано в [4], будет очень низким, т. к. коэффициент теплопередачи стеклотекстолита FR-4 составляет 0,3 Вт/(м·К) [1]. В то же время у нитрида алюминия он равен 319, у меди — 384, а у алюминия — 209 Вт/(м·К) [10, с. 469]. Поэтому резисторы, выполненные в отверстиях основания из металла, могут рассеивать большую мощность, создавая высокую теплонагруженность печатной платы.

Для последующего формирования токопроводящего рисунка на поверхность печатной платы, на стенки монтажных отверстий *2* и на торцы резистора *5* осаждают пленку меди *6* на установке вакуумного напыления. Медь на торцах резисторов обеспечивает надежный контакт резистора и проводящего рисунка схемы. Толщина пленки составляет 3—5 мкм. Увеличение толщины токопроводящего слоя происходит за счет гальванического наращивания, выполняемого на втором этапе.

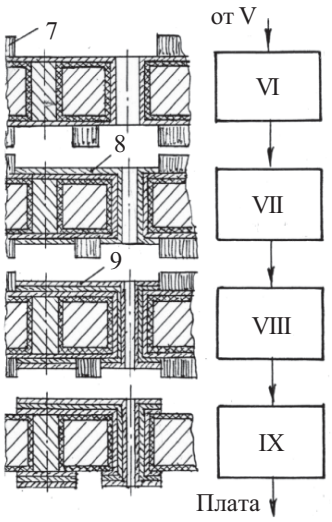


Рис. 2. Первый вариант традиционной технологии изготовления печатных плат

Второй этап, характерный для традиционной технологии изготовления печатных плат, может быть реализован в двух вариантах.

Первый вариант (см. **рис. 2**) предполагает следующее: на операции VI с помощью фоторезиста *7* наносят защитный рисунок. Производят гальваническое наращивание токопроводящего слоя *8* на операции VII до требуемой толщины (25—30 мкм). Наносят защитный слой металлорезиста *9* на операции VIII. Удаляют защитный рисунок *7* и производят травление токопроводящего слоя с пробельных мест на операции IX.

По второму варианту второго этапа технологии (см. **рис. 3**) на операции X производят гальваническое наращивание токопроводящего слоя *8* до требуемой толщины (25—30 мкм) по всей поверхности платы и в монтажных и переходных отверстиях. На операции XI наносят защитный рисунок на токопроводящий слой в местах проводников и монтажных и переходных отверстий. Вытравливают токопроводящий слой с пробельных мест и удаляют защитный рисунок на операции XII. Наносят защитную маску *10* под пайку на операции XIII. На контактные площадки наносят финишное покрытие *11* на операции XIV.

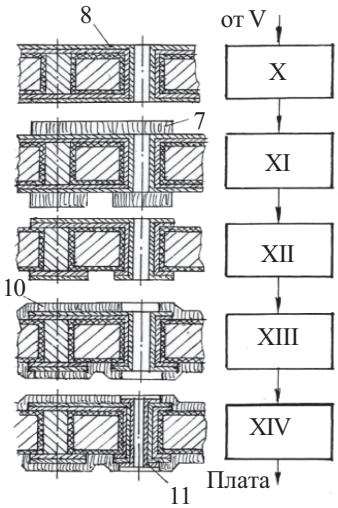


Рис. 3. Второй вариант традиционной технологии изготовления печатных плат

Пробную партию плат изготовили на базовом (типовом) технологическом оборудовании для производства двусторонних печатных плат. Кроме того, были использованы две установки вакуумного напыления УРМ3.297.014 для реализации операций III и V и установка дозированной подачи резистивной пасты для операции IV.

Для эксперимента была выбрана плата с основанием из меди толщиной 2,0 мм с монтажными отверстиями диаметром 0,8 мм и отверстиями под резисторы диаметром 0,4 мм. Класс точности печатных плат соответствовал 3 и 4 классу, размер плат не превышал 130×130 мм.

После загрузки платы в установку напыления производили осаждение слоя нитрида алюминия толщиной 5—8 мкм на всю поверхность платы и стенки отверстия. Толщину измеряли в процессе напыления частотным методом.

Заполнение отверстий резистивной пастой производили на установке «ТРАССА-4304». Требуемый диапазон сопротивлений резисторов обеспечивался необходимым диаметром отверстия и значением удельного сопротивления резистивной пасты. Так, при диаметре отверстия 0,4 мм и удельном сопротивлении резистивной пасты 25 Ом·мм, значение сопротивления резистора будет составлять

$$R = 4H\rho/(\pi D^2) = 4\cdot 2\cdot 25/(3{,}14\cdot 0{,}4^2) \approx 400 \text{ Ом}.$$

Нанесение токопроводящего медного слоя толщиной 3—5 мкм производили на той же установке вакуумного напыления, а контроль толщины осуществляли также в процессе напыления частотным методом. Далее платы обрабатывали по второму варианту технологии до получения готовых изделий.

***

Проведенные эксперименты по изготовлению печатных плат по новой технологии показали необходимость ее дальнейшей отработки и совершенствования. Предлагаемая технология, по мнению специалистов, за счет использования в качестве диэлектрика материала с рекордной теплопроводностью позволяет в полной мере реализовать преимущества печатных плат с металлическим основанием:

— повысить теплонагруженность платы в 3—4 раза;

— разместить встроенные резисторы в отверстиях платы, не ухудшая условия отведения рассеиваемой мощности;

— в 3—4 раза сократить площадь, занимаемую резисторами;

— уменьшить отклонение сопротивления от номинального значения с 30 до 5—10% и исключить необходимость лазерной подгонки за счет более точного изготовления встроенных резисторов;

— снизить общую трудоемкость сборочно-монтажных работ не менее чем на 10—15%.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Лысов В., Кочергин В. Печатные платы с металлическим основанием // Печатный монтаж.— 2007.— № 3.— С. 23. [Lysov V. // Pechatnyi montazh. 2007. N 3. P. 23]

2. Косташ А. П., Голуб А. А. Изготовление теплопроводных печатных плат на алюминиевых подложках // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 1992.— № 4.— С. 39—41.[Kostash A. P. // Tekhnologiya i Konstruirovanie v Elektronnoi Apparature. 1992. N 4. P. 39]

3. Offenlegungsschrift DE 19641397 A1. Verfahren zum Herstellen einer warmeableitenden Leiterplatte / M. Reiter, L. Wolkers, P. Brikholtz.— 27.09.1996.

4. Offenlegungsschrift DE 10015269 A1. Innenlegende Widerstande in Borungen von Leiterplate / E. Grasser, H. Katzir.— 28.03.2000.

5. Белянин А. Ф., Буйлов Л. Л., Одинцов М. А. и др. Многослойные теплоотводящие подложки на основе пленок поликристаллического алмаза и нитрида алюминия // Матер. 6-го Междунар. симпоз. «Тонкие пленки в электронике». Т. 2.— Украина, г. Херсон.— 1995.— С. 168—173. [Belyanin A. F., Builov L. L., Odintsov M. A. et al. // Mater. 6-go Mezhdunar. simpoz. «Tonkie plenki v elektronike». Vol. 2.— Ukraine, Kherson. 1995. P. 168]

6. Сушенцов Н. И. Слоистые структуры на основе нитрида алюминия / Дисс.... канд. техн. наук.— Йошкар-Ола, Марийский государственный технический университет, 1998. [Sushentsov N. I. Diss.... kand. tekhn. nauk.— Ioshkar-Ola, Mariiskii gosudarstvennyi tekhnicheskii universitet. 1998]

7. Добрынин А. В., Казаков Н. П., Найда Г. А. и др. Нитрид алюминия в электронной технике // Zarubezhnaya elektronika.— 1989.— Вып. 4.— С. 44—84. [Dobrynin A. V. // Zarubezhnaya elektronika. 1989. Iss. 4. P. 44]

8. Свойства элементов. Ч. 2. Химические свойства. Справочник / Под ред. Г. В. Самсонова.— М.: Металлургия, 1976. [Spravochnik / Pod red. G. V. Samsonova. Moscow. Metallurgiya. 1976]

9. Пат. 2386225 России. Способ изготовления печатных плат с встроенными резисторами / Э. А. Сахно, М. А. Балашов, В. В. Жиликов, С. И. Парута.— 23. 06. 2008. [Patent 2386225. Russia. 23.06.2008]

10. Кухлинг Х. Справочник по физике / Перевод с нем. под ред. Е. М. Лейкина.— М.: Мир, 1985. [Kuchling H. Moscow. Mir. 1985]

К. т. н. Б. М. РАССАМАКИН, к. т. н. С. М. ХАЙРНАСОВ,
к. т. н. В. И. ХОМИНИЧ, А. В. БУДЕННЫЙ,
Е. Ю. КОВАЛЕНКО, Е. Н. ЕЛИСЕЕВА

Украина, НТУУ «Киевский политехнический институт»
E-mail: sergey.khairnasov@gmail.com

УДК 621.3.032

Дата поступления в редакцию
01.07 2011 г.

ТЕРМОВАКУУМНЫЕ ИСПЫТАНИЯ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОСНАБЖЕНИЯ НАНОСПУТНИКА НТУУ «КПИ»

Испытания показали, что при воздействии факторов, имитирующих космическое пространство, система электроснабжения наноспутника работает в штатном режиме.

Современный уровень развития науки в значительной мере достигнут благодаря интенсивному освоению космоса и использованию результатов космических исследований. Для изучения ряда научно-технических проблем часто применяются разнообразные космические аппараты и оборудование, позволяющие проводить научные наблюдения и эксперименты в различных сегментах космического пространства. В настоящее время использование наноспутников (**НС**), масса которых не превышает 10 кг, рассматривается как наиболее перспективное направление изучения окружающей среды и глобального мониторинга Земли.

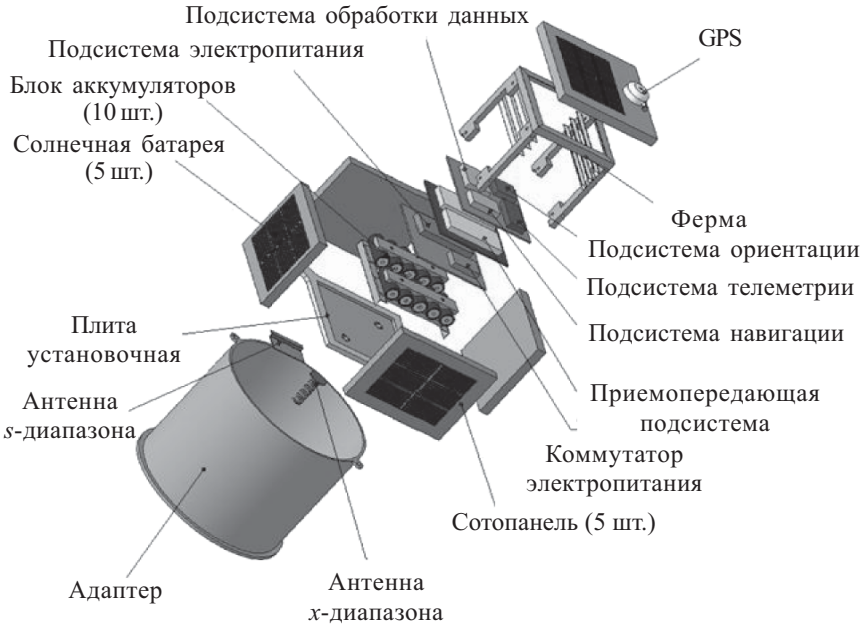
Преимуществом НС является их небольшая стоимость, масса и габариты, возможность проведения серии экспериментов по исследованию одновременно поверхности и атмосферы Земли, во многих местах и за короткое время. Наноспутники можно создать в сжатые сроки небольшими коллективами, в том числе студенческими [1, 2].

Одной из основных подсистем НС является система электроснабжения. Настоящая работа посвящена испытаниям такой системы, разработанной и изготовленной в НТУУ «КПИ» в составе экспериментального макета университетского наноспутника [3] при воздействии на нее различных факторов, свойственных космическому пространству.

Одним из основных факторов, определяющих надежность и долговечность космического аппарата, являются температурные условия работы его аппаратуры. Современная бортовая электронная аппаратура имеет ограниченный рабочий температурный диапазон. Отклонение температуры от допустимых пределов на несколько градусов может привести к увеличению частоты отказов, изменению электрических характеристик аппаратуры, снижению ее ресурса и различным функциональным нарушениям.

Целью проведенных в настоящей работе исследований являлось подтверждение надежности системы электроснабжения НС.

Наноспутник (**рис. 1**) состоит из подсистем обработки данных, ориентации и стабилизации, навигации, телеметрии, электроснабжения, приемопередающей



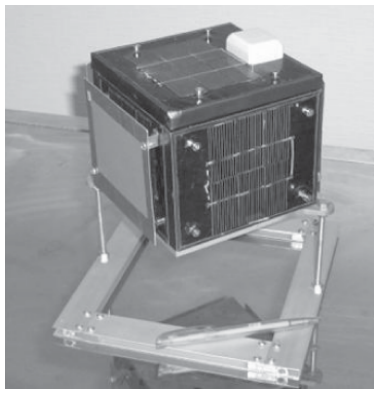


Рис. 1. Схема технологического членения и фото наноспутника

подсистемы, межсистемной кабельной сети и элементов конструкции (фермы и установочной плиты).

Конструкция НС обеспечивает механическое соединение бортовой аппаратуры и всех элементов спутника в единое целое, монтаж кабельной сети, зачековку и фиксацию концов на время транспортировки, вывода спутника на орбиту и приведения его в рабочее состояние на орбите.

Наноспутник состоит из фермы, приборных панелей, сотопанелей, элементов крепления к адаптеру носителя, элементов монтажа. Ферма представляет собой единую сварную конструкцию с габаритами 116×116×110 мм и состоит из квадратной фрезерованной установочной плиты размером 140×140×6 мм, верхней окантовки, а также силовых поперечных элементов.

Для энергообеспечения, обеспечения необходимого теплового режима и радиационной защиты аппаратуры, размещенной внутри корпуса НС, к открытым граням фермы крепятся пять солнечных батарей, каркас которых и служит защитным экраном. В конструкции солнечных батарей применяются кремниевые фотопреобразователи с КПД 17,2…17,5%, также изготовленные в НТУУ «КПИ».

Сотопанельный каркас солнечных батарей представляет собой трехслойную панель с облегченным алюминиевым сотовым заполнителем, двумя углепластиковыми обшивками и приклеенной диэлектрической полиимидной пленкой. В качестве заполнителя используют «соты» высотой 10 мм из фольги толщиной 0,023 мм. Монослойные углепластиковые обшивки выполняются из углеродной конструкционной ленты. Удельный вес такого каркаса не превышает 0,82 кг/м^2. На каждом сотопанельном каркасе крепятся шесть фотоэлектрических преобразователей.

Основными техническими проблемами при разработке системы электроснабжения (**СЭС**) являлись отбор максимальной мощности от солнечных батарей, зарядка аккумуляторных батарей и контроль напряжения на каждом их элементе, уравновешивание заряда элементов аккумуляторных батарей, резервирование их элементов и формирование стабилизированных выходных напряжений. На **рис. 2** представлена структурная схема системы электроснабжения. Приведем основные электротехнические параметры СЭС, имеющей пять солнечных батарей.

- Параметры солнечных батарей:
  - — выходное напряжение от 0 до 3,5 В;
  - — выходной ток от 0 до 700 мА;
  - — КПД от 16,2 до 18,4%;
- Общая выходная мощность системы до 20 Вт;
- Емкость аккумуляторных батарей 12 Вт/ч;
- КПД преобразовательной части не менее 90%.

СЭС имеет 4 канала выходного напряжения (+5 В, –5 В, 2×3,3 В) и 1канал для питания часов реального времени (3,3 В);

Особенности разработанной системы электроснабжения:

— наличие системы индивидуального контроля заряда элементов аккумуляторной батареи и системы горячего резервирования;

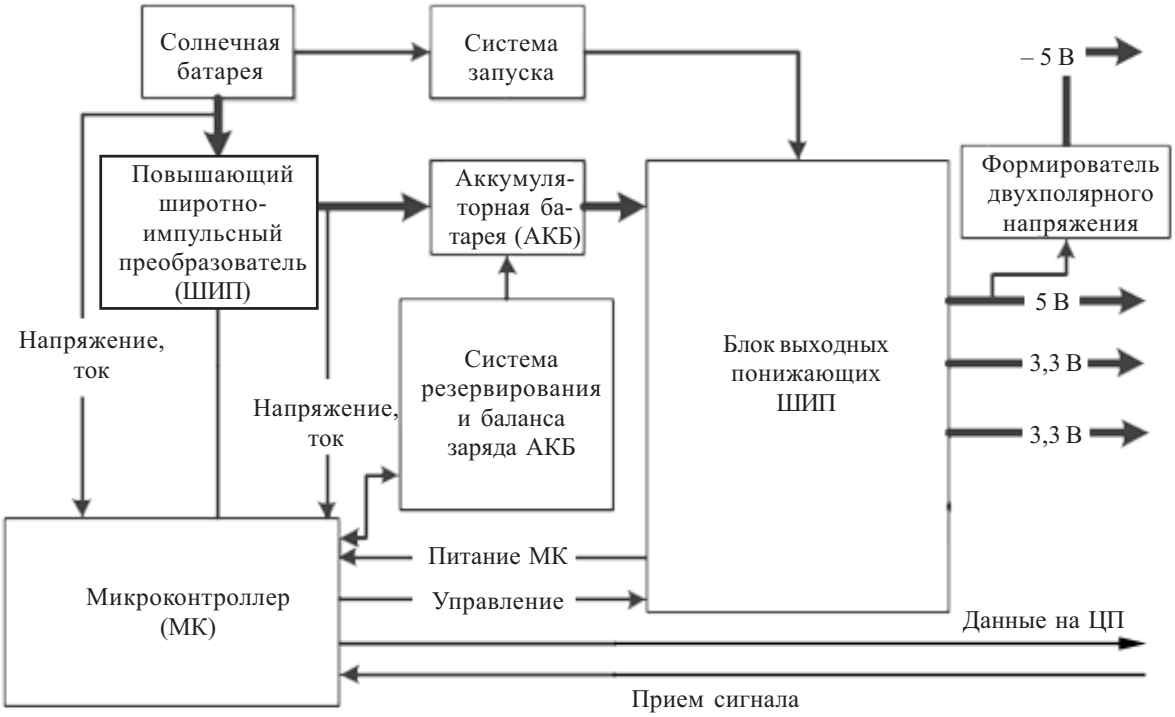


Рис. 2. Структурная схема подсистемы электроснабжения

— обеспечение режима максимального отбора мощности от солнечной батареи и режима экономии энергии при малом энергопотреблении других систем;

— возможность мониторинга напряжения и тока солнечной и аккумуляторной батарей и температуры основных узлов;

— встроенная защита от превышения тока и термозащита.

Для тепловакуумных испытаний малогабаритных приборов, узлов космических аппаратов и наноспутников использовали экспериментальную моделирующую термовакуумную установку ТВК-0,12 [4], представляющую собой единый комплекс средств и оборудования, который обеспечивает воспроизведение основных условий космического пространства.

Моделирующая установка позволяет поддерживать высокий вакуум (не хуже 10^{-5} мм рт. ст.), плотность «солнечного» излучения до 1400 Вт/м^2, низкую температуру (до 100 К), требуемую степень черноты пространства.

Общий вид и структурная схема моделирующей установки ТВК-0,12 представлены на **рис. 3**.

Вакуумная камера *1* состоит из подъемной части цилиндрической формы в виде колпака и массивного основания-фланца, закрепленного на каркасе и присоединенного к откачной насосной системе *5*. Цилиндрическая часть камеры диаметром 0,5 м и высотой 0,6 м перемещается перпендикулярно плоскости основания, что обеспечивает удобство монтажа НС *2* во внутреннем объеме камеры. Предельное давление в рабочем объеме камеры во время проведения эксперимента составляет $5\cdot10^{-6}$ мм рт. ст. и обеспечивается насосной системой, состоящей из двух форвакуумных насосов и паромасляного диффузионного насоса типа Н-2Т-3 со скоростью откачки 1,5 м^3/с. Для защиты от попадания возвратных потоков масла из насосов используется ловушка, охлаждаемая жидким азотом.

Криогенная система *3* установки моделирует полное поглощение цилиндрическим замкнутым объемом внешних и внутренних тепловых излучений за счет поверхностей, имеющих высокую степень черноты и охлаждаемых до температуры жидкого азота. Она представляет собой разборную конструкцию из верхнего, нижнего и бокового экранов, размещенных внутри вакуумной камеры и полностью окружающих испытуемый объект. На тыльных поверхностях верхнего и нижнего экранов, изготовленных из сплава алюминия, закреплены азотопроводы в виде проточных медных трубчатых змеевиков.

Имитатор солнечного излучения (**ИСИ**) *6* представляет собой оптическую систему, воспроизводящую в рабочей зоне камеры лучистый поток, который по спектральным характеристикам близок к заатмосферному солнечному потоку.

Имитатор излучения Земли (**ИИЗ**) *4* представляет собой плоский нагреватель, к которому крепится основание НС. Используя блок термостабилизации ИИЗ *8*, можно задать тепловой поток, эквивалентный поступающему от Земли на основание наноспутника.

Автоматизированная многоканальная система измерения (**АМСИ**) *7*, специально разработанная для проведения термовакуумных испытаний НС, состоит из двух подсистем:

— измерения, контроля и анализа температурных режимов НС и криоэкранов установки, а также контроля вакуума;

— контроля и управления параметрами НС, в частности системой электроснабжения.

В состав первой подсистемы входят переносной персональный компьютер, три АЦП типа МВА8 «Овен», адаптер сигналов RS485/RS232. Подсис-

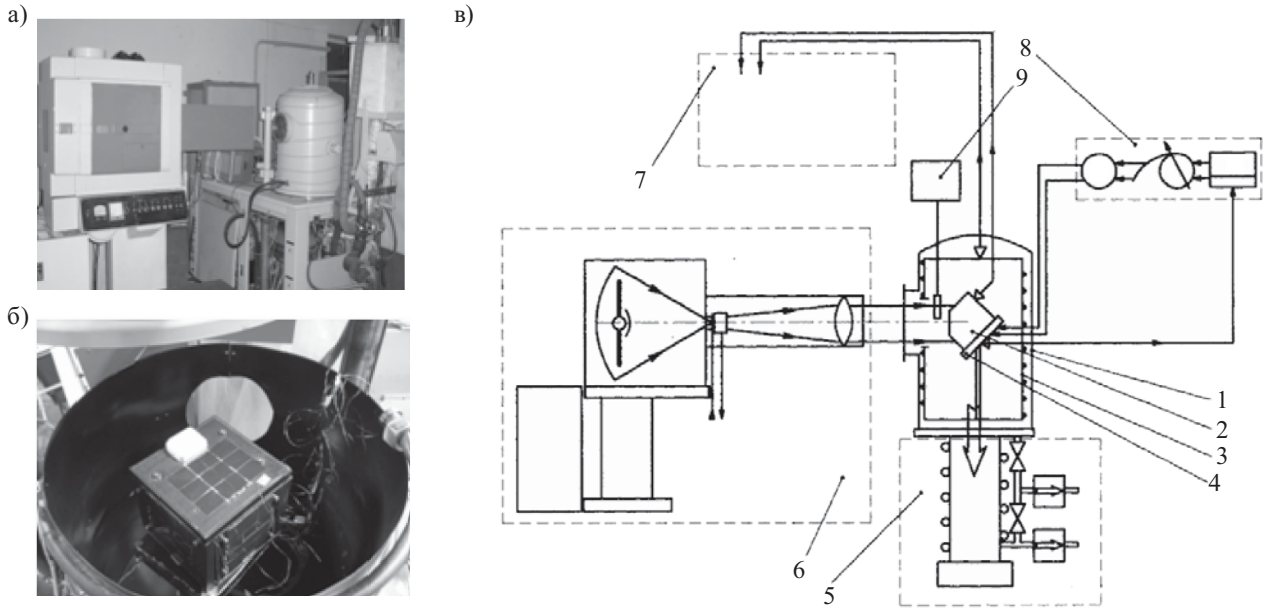
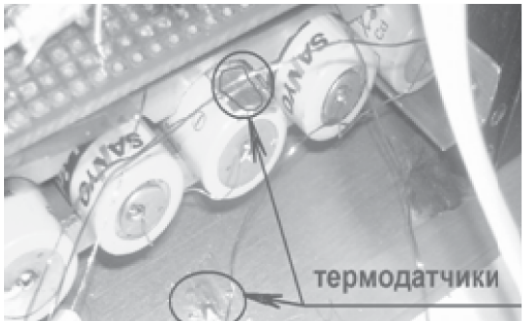


Рис. 3. Общий вид термовакуумной установки ТВК-0,12 (*а*), расположение НС в вакуумной камере (*б*) и структурно-функциональная схема (*в*):
1 — вакуумная камера; *2* — НС; *3* — криогенная система; *4* — ИИЗ; *5* — насосная система; *6* — ИСИ; *7* — АМСИ; *8* — блок термостабилизации ИИЗ; *9* — измеритель тепловой облученности

а)



б)

Рис. 4. Расположение термодатчиков на аккумуляторных батареях и установочной плите (*а*) и на процессоре системы электроснабжения (*б*)

тема имеет 24 канала связи с возможностью дальнейшего увеличения их количества до 1024. Время опроса одного датчика температуры лежит в диапазоне 0,1—0,5 с.

Для измерения температуры на элементах НС в качестве термодатчиков применялись медь-константановые термопары с диаметром королька не более 1 мм, а для контроля температуры на криоэкранах — термометры сопротивления ТСМ-50. Максимальная абсолютная погрешность измерения температуры составляла ±0,5°С. Пример расположения термодатчиков на оборудовании НС приведен на **рис. 4**.

В состав первой подсистемы контроля и управления параметрами НС входят переносной персональный компьютер, переходник USB-UART, осциллограф, милливольтметр, амперметр.

Результаты экспериментальных исследований

Исследования проходили в четыре этапа.

I этап — выход на режим. Предусматривал откачку воздуха из внутреннего объема термовакуумной камеры до получения вакуума $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. и температуры криоэкранов ниже –170°С.

II этап — моделирование работы СЭС при функционировании НС на солнечно-синхронной орбите (когда НС освещен Солнцем). Позволял получить стационарное температурное поле элементов СЭС и выявить особенности работы системы. При этом имитировался режим максимального тепловыделения от бортовой аппаратуры.

III этап — моделирование работы СЭС при функционировании НС на теневой части орбиты. Позволял получить стационарное температурное поле элементов СЭС, но при этом имитировался режим минимального тепловыделения.

IV этап — завершение эксперимента. Характерен тем, что после выключения систем стенда наноспутник быстро охлаждается до температуры криоэкранов в вакуумной камере (–150...–190°С). Однако температура некоторых внутренних элементов НС не должна выходить из диапазона –30...+40°С. Поэтому было обеспечено поддержание рабочей температуры на внутренних элементах наноспутника до того момента, пока температура криоэкранов не достигнет как минимум –40°С. После этого выводили внутренний объем термовакуумной камеры на условия окружающей среды (температура воздуха 19±1°С, относительная влажность 55%).

Общий характер изменения температуры элементов наноспутника и криоэкранов на разных этапах эксперимента приведен на **рис. 5**. Как видно из рисунка, длительность I этапа составила примерно 1,5 ч, II и III — соответственно около 1 ч и 30 мин. При этом весь цикл работ занял более 4,5 ч.

В ходе проверки функционирования СЭС было получено подтверждение правильности выбора общего принципа построения схемы НС, проверена работоспособность элементной базы СЭС и аккумуляторных батарей, стабильность работы процессора и АЦП СЭС, понижающих преобразователей. Для повышающего преобразователя СЭС был получен КПД, равный 95%.

Была также показана возможность определения максимальной мощности солнечных батарей по максимальному току, проходящему через аккумуляторные батареи, что значительно упростило обработку данных от СЭС. (Ранее максимальная мощность определялась по двум параметрам: напряжению и току солнечной батареи).

При проверке работы АЦП микроконтроллера СЭС напряжение на АКБ измерялось одновременно микроконтроллером наноспутника и калиброванным милливольтметром, находящимся вне вакуумной ка-

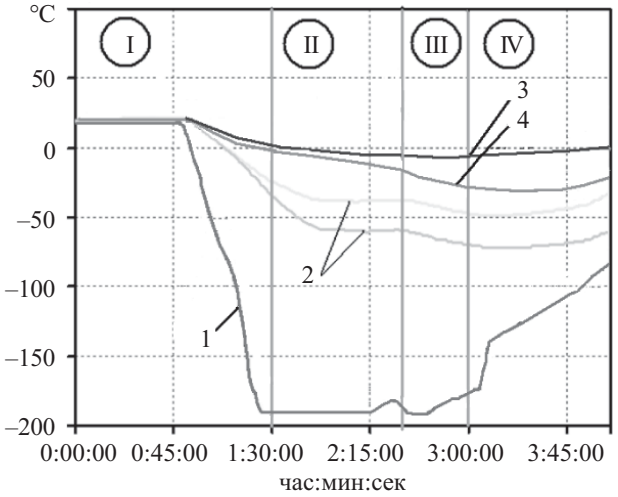


Рис. 5. Изменение температуры различных элементов НС в процессе эксперимента:

1 — криоэкранов; *2* — солнечных батарей ; *3* — установочной плиты; *4* — платы СЭС

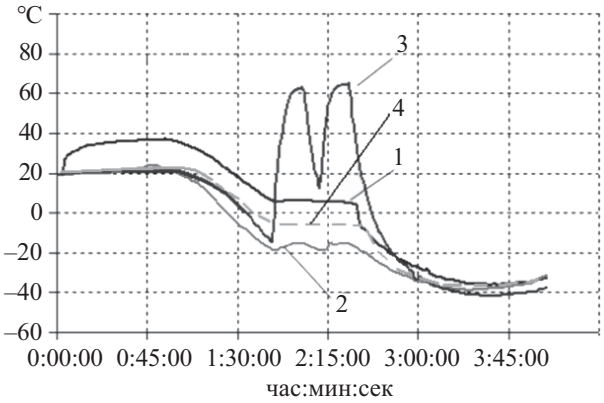


Рис. 6. Изменение температуры различных элементов СЭС в процессе эксперимента:
1 — процессора; *2* — транзистора; *3* — имитатора нагрузки; *4* — аккумуляторных батарей

меры. В ходе измерений не было замечено существенных расхождений в показаниях.

На **рис. 6** показаны графики изменения температуры основных элементов СЭС в течение исследований. Как видно из рисунка, резкое увеличение температуры (выше 60°С) на имитаторе нагрузки наблюдалось в моменты подачи на него напряжения, что объясняется его малыми размерами, поскольку в качестве имитатора был выбран резистор сопротивлением 180 Ом диаметром 5 мм и длиной 30 мм.

Наиболее важными и показательными результатами были полученные температурные зависимости теплонагруженных и поэтому наиболее чувствительных к температурному режиму элементов СЭС — процессора, транзистора и аккумуляторных батарей. Полученные уровни температуры данных элементов находились в допустимых пределах. Так, при максимальном тепловыделении и имитации солнечной орбиты (II этап) температура на процессоре составляла +5°С, на транзисторе +18…–19°С, а на аккумуляторных батареях –5…–7°С. При таких значениях температуры аппаратура работала в штатном режиме.

При минимальном тепловыделении и имитации теневой орбиты спутника (III этап) температуру на процессоре, транзисторе и аккумуляторных батареях снижали до –38°С с целью проверки работоспособности данных элементов в критических условиях.

Полученные результаты пока могут рассматриваться как предварительные, так как в ходе экспериментальных работ отсутствовал ряд элементов НС, таких как подсистемы обработки данных, телеметрии, приема-передачи данных и ориентации. Они, в свою очередь, также будут влиять на тепловую обстановку во внутреннем объеме НС, причем в сторону увеличения температурного уровня. Так, при термовакуумных испытаниях НС со всей комплектацией, включая полезную нагрузку, ожидается увеличение температуры во внутреннем объеме на 10—15°С [5].

Испытания показали также, что при теневой орбите температура на солнечных батареях не будет опускаться ниже –70°С, что соответствует штатному режиму.

***

Анализ результатов испытаний показал, что в условиях, имитирующих открытый космос, система электроснабжения наноспутника работает в заданном тепловом режиме и обеспечивает выходные параметры согласно техническому заданию. Используемая элементная база функционирует удовлетворительно. При имитации режимов максимального и минимального тепловыделения все элементы СЭС находились в штатных тепловых режимах.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Каргу, Д. Л., Фатеев В. Ф. Практический опыт разработки элементов бортовых радиотехнических систем наноспутника серии Cubesat // Известия вузов. Приборостроение.— 2007.— Т. 50, № 6.— С. 53—55. [Kargu, D. L., Fatyeev V. F. // Izvestiya vuzov. Priborostroenie. 2007. Vol. 50, N 6. P. 53]

2. Биндель Д., Овчинников М. Ю., Селиванов А. С. и др. Наноспутник GRESAT. Общее описание / Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша РАН.— Москва, 2009. [Bindel D., Ovchinnikov M. Yu., Selivanov A. S. et al. // Preprint IPM im. M. V. Keldysha RAN. Moskow, 2009.]

3. Рассамакин Б. М., Хайрнасов С. М., Хоминич В. И. и др. Экспериментальная модель университетского наноспутника НТУУ «КПИ» // Тр. 12-й МНПК «Современные информационные и электронные технологии».— Украина, г. Одесса.— 2011.— С. 18—19. [Rassamakin B. M., Khairnasov S. M., Khominich V. I. et al. // Tr. 12-y MNPK «Sovremennye informatsionnye i elektronnye tekhnologii». Ukraina, Odessa. 2011. P. 18]

4. Рассамакин Б. М., Рогачев В. А., Хайрнасов С. М. и др. Экспериментальное моделирование тепловых режимов эксплуатации оптико-электронного измерительного прибора для микроспутника // Космічна наука і технологія.— 2003.— Т. 9. — № 4.— С. 34—39. [Rassamakin B. M., Rogachev V. A., Khairnasov C. M. et al. // Kosmichna nauka i tekhnologiya. 2003. T. 9. N 4. P. 34]

5. Рассамакін Б. М., Хайрнасов С. М., Чорнобай В. О., Цюк Т. А. Теплове моделювання наносупутнкиа, що розробляється в НТУУ «КПІ» // Наукові вісті.— 2010.— № 6.— С. 41—49. [Rassamakin B. M., Khairnasov S. M., Chornobai V. O., Tsyuk T. A. // Naukovi visti. 2010. N 6. P. 41]

Д. т. н. А. А. ДРУЖИНИН, д. т. н. И. П. ОСТРОВСКИЙ, к. т. н. Ю. Н. ХОВЕРКО, С. И. НИЧКАЛО, Е. И. БЕРЕЖАНСКИЙ

Украина, г. Львов, НУ „Львовская политехника”;
Польша, г. Вроцлав, Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур
E-mail: druzh@polynet.lviv.ua

УДК 621.315.592

Дата поступления в редакцию 24.05 2011 г.

НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ КРИСТАЛЛЫ КРЕМНИЯ ДЛЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Показана возможность использования в качестве антиотражающей поверхности фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) ансамблей нанопроволок кремния. Разработан технологический процесс получения наноразмерных структур ФЭП и исследованы их характеристики.

Солнечные элементы для альтернативной энергетики должны быть высокоэффективными, технологически простыми и иметь низкую стоимость изготовления и достаточную деградационную стойкость. Современные фотоэлектрические преобразователи (**ФЭП**) отвечают этим требованиям, но недостаточно рентабельны при использовании, т. к. имеют низкий КПД. Проводя оценку различных технологических решений по созданию ФЭП в соответствии с критерием низкой стоимости их получения, необходимо уделить внимание новейшим технологическим процессам и материалам, поскольку только они могут обеспечить низкую стоимость и относительно малые размеры поверхностного антиотражающего слоя [1].

Одним из наиболее перспективных способов повышения КПД преобразователей является уменьшение оптических потерь, т. е. потерь на отражение, что достигается нанесением антиотражающего покрытия. Привлекательным в этом аспекте является использование нитевидных нанокристаллов (**ННК**) кремния, которым посвящено немало научных работ за последние годы [2, 3]. В частности, в [4] показано, что структура из ансамбля ННК эффективнее поглощает свет, чем пленочная. Устройства, основанные на ННК, имеют такие потенциальные преимущества перед стандартными планарными конструкциями:

— более низкая цена за счет уменьшения расхода материала;

— увеличение фототока за счет горячих носителей или многоэкситонных эффектов [5], а также за счет увеличения поглощения света;

— возможность выращивания структур на рассогласованных подложках, что радикально расширяет перспективы комбинирования материалов с различной шириной запрещенной зоны.

Целью настоящей работы является создание метода получения антиотражающего покрытия из ансамблей ННК кремния и исследования характеристик такой структуры.

Экспериментальные результаты

Для выращивания наноразмерных кристаллов использовали установку, блок-схема которой показана на **рис. 1**.

Осаждение кремния на подложку происходило по химической реакции

$$SiCl_4 + 2H_2 \Rightarrow 4HCl + Si.$$

В реакторе роста *4* над кремниевой подложкой *5* при температуре около 600°С пропускали газовую смесь — $SiCl_4$ из барботера *2* и H_2 из генератора *1*.

Согласно [2], роль примеси (металла-катализатора) состоит в формировании жидкой капли с относительно низкой температурой эвтектики. Поскольку жидкая капля является доминирующим состоянием при осаждении из пара, это приводит к перенасыще-

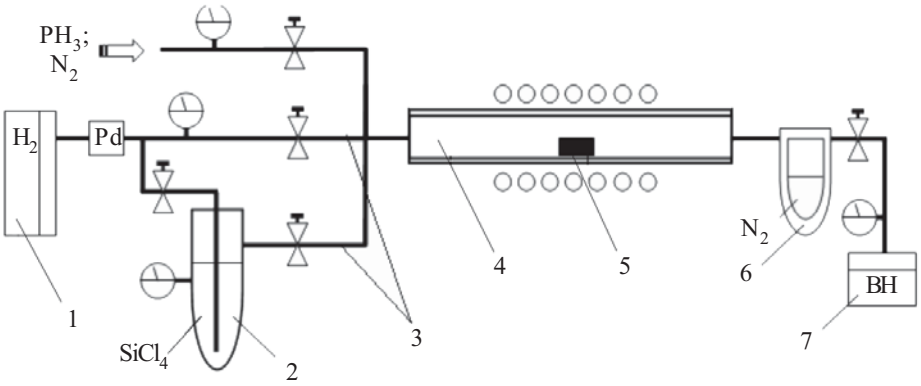


Рис. 1. Блок-схема установки для выращивания наноразмерных кристаллов:
1 — генератор водорода «КЕНГО 14.10»; *2* — барботер; *3* — система клапанов; *4* — реактор (открытого типа); *5* — тигель с образцом; *6* — азотная ловушка; *7* — вакуумный насос

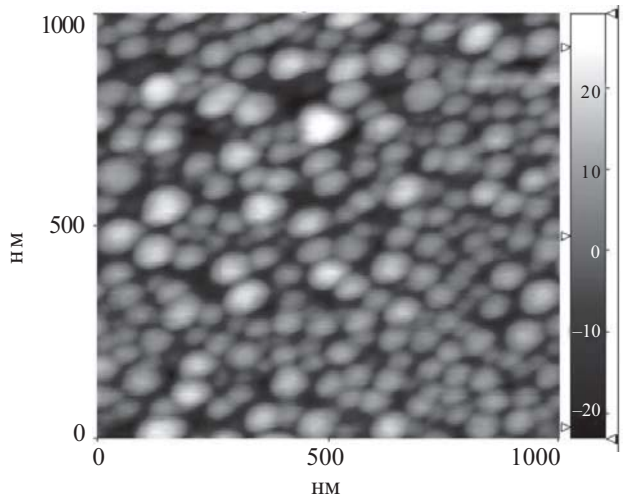


Рис. 2. Распределение нанокапель сплава Si-Au

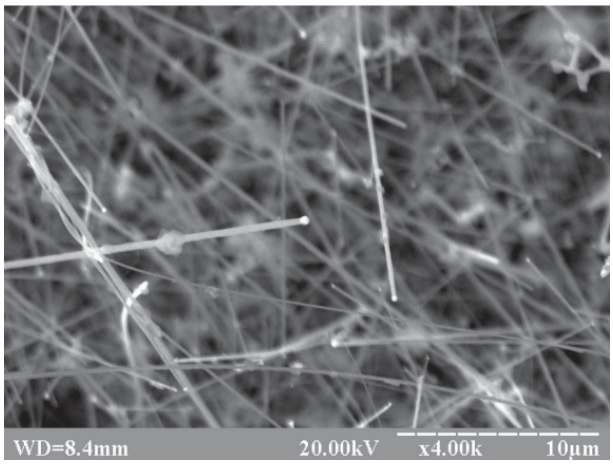


Рис. 3. Ансамбль ННК Si на кремниевой подложке

нию жидкости кремнием и его кристаллизации под каплей. Источник Si, свойства катализатора и природа подложки являются определяющими в процессе роста ННК. Металлом-катализатором в данных исследованиях было золото, поскольку из всех обычно используемых металл/Si-катализаторов был выбран сплав Au/Si, имеющий самую низкую температуру эвтектики, что является необходимым условием выращивания тонких ННК Si [3].

Для получения ансамбля ННК Si процесс выращивания предусматривал проведение следующих технологических операций:

— химическая обработка поверхности пластин кремния жидкими травителями;

— напыление металлической пленки;

— выращивание ННК в открытой системе.

Пленки золота получали методом термического испарения материала в вакууме с учетом всех необходимых условий нанесения пленок в установке вакуумного распыления.

Для исследования процесса выращивания ННК Si на кремниевую подложку ориентации <100> были напылены пленки золота разной толщины — от 3 до 10 нм. Исследования с помощью атомно-силового микроскопа показали, что стркутура пленок была однородна. После термообработки подложек при температуре 600°С произошла коагуляция золота в капли (**рис. 2**). Средний диаметр капель сплава Si–Au существенно зависит от толщины пленок золота и уменьшается от 100 до 40 нм с уменьшением толщины пленки с 9 до 4 нм.

Процесс выращивания ННК Si на кремниевых подложках проводился при температуре 580°С и давлении газовой смеси около 100 мм рт. ст. Время роста составляло 5 мин.

Микрофотография полученного ансамбля ННК Si представлена на **рис. 3**.

В одной из первых работ по использованию ННК с *p–n*-переходом в качестве ФЭП было проведено исследование его оптических свойств [4]. Сравнение спектров поглощения кремниевого ФЭП, в котором в качестве антиотражающей поверхности используется структура на основе низкоразмерных кристаллов, и ФЭП с другими структурами показывает значительное увеличение поглощения первого в спектральном диапазоне 300—1100 нм (**рис. 4**). С учетом поглощения такие структуры имеют величину фототока 1,2 мА/см^2. При этом КПД таких ФЭП составляет 2—3%, что связано с наличием поверхностных состояний, которые не могут быть полностью пассивированы из-за высокой плотности нанопроволок. Кроме того, за счет сильно развитой поверхности происходит существенная рекомбинация носителей, что значительно снижает эффективность преобразования энергии. На сегодня эффективность преобразования энергии солнечных элементов на основе нанопроволок кремния составляет лишь 2%, а на основе мультикристаллического кремния — 22—24%, однако существует ряд технологически конструктивных подходов к повышению эффективности преобразования энергии солнечных элементов, в частности пассивирование поверхности антиотражающего покрытия ансамблей нанопроволок.

В предлагаемом технологическом процессе получения кремниевых ФЭП с использованием нано-

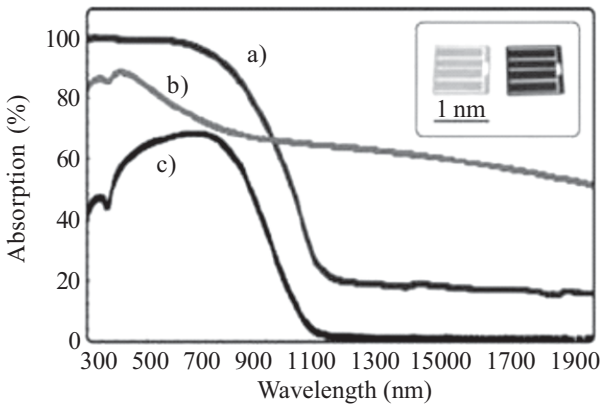


Рис. 4. Спектр поглощения антиотражающей поверхности ФЭП на основе вертикально ориентированных ННК Si, полученных жидким травлением (*a*) и методом CVD (*b*), а также тонкопленочных кремниевых структур (*c*) [2]

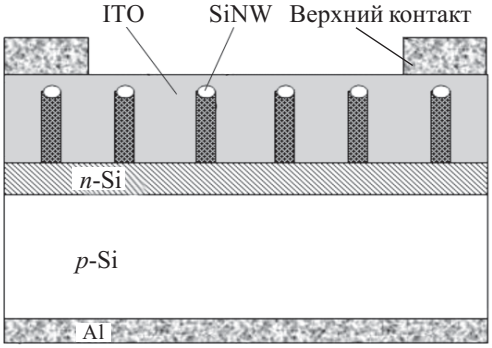


Рис. 5. Схема конструкции ФЭП с ансамблем ННК Si: *p*-Si — пластина кремния (тело ФЭП); *n*-Si — *p*–*n*-переход; SiNW — кремневые нанокристаллы; ITO — прозрачный проводящий контакт; Al — нижний контакт

структур на фронтальной поверхности можно выделить следующие основные этапы (**рис. 5**):

— создание диффузионного *p*–*n*-перехода легированием пластин кремния *p*-типа из твердых планарных источников фосфора. Процесс диффузии осуществляется при температуре 950°С и обеспечивает формирование профиля легирования высотой около 1 мкм;

— на поверхность сформированного *p*–*n*-перехода наносится тонкая (4 нм) пленка золота для последующего прогрева пластины в вакууме до коагуляции золота в капли и формирования зародышей ННК;

— выращивание ННК Si в открытой водородной системе с использованием $SiCl_4$ в качестве источника ростового материала;

— путем напыления пленки Al и последующего отжига при температуре 380°С создается контакт к *p*-области ФЭП;

— формируются токособирающие контактные дорожки золота в *n*-области *p*–*n*-перехода.

***

Таким образом, предложенный метод создания кремниевых фотоэлектрических преобразователей с использованием в качестве антиотражающего покрытия ансамблей нанопроволок кремния позволяет значительно увеличить поглощающую способность преобразователей. При этом невысокое значение эффективности преобразования солнечной энергии можно увеличить за счет дополнительных технологических приемов создания пассивирующих слоев.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Perraud S., Poncet S., Levis M. et al. Full process for integrating silicon nanowire arrays into solar cells // Solar Energy Materials & Solar Cells.— 2009.— Vol. 93.— P. 1568—1571.

2. Kayes B. M., Atwatera H. A., Lewis N. S. Comparison of the device physics principles of planar and radial p-n junction nanorod solar cells // J. Appl. Phys.— 2005.— Vol. 97.— P. 114302—114310.

3. Gunawan O., Guha S. Characteristics of vapor–liquid–solid grown silicon nanowire solar cells // Solar Energy Materials & Solar Cells.— 2009.— Vol. 93.— P.1388—1393.

4. Tsakalakos L., Balch J. et al. Silicon nanowire solar cells // Appl. Phys. Lett.— 2007.— Vol. 91.— P. 233117—233119.

5. Schaller R. D., Agranovich V. M., Klimov V. I. High-efficiency carrier multiplication through direct photogeneration of multi-excitons via virtual single-exciton states // Nature physics.— 2005.— Vol. 1.— P. 189—194.

6. Гиваргизов Е. И. Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара.— М.: Наука, 1977. [Givargizov E. I. Moscow. Nauka. 1977]

7. Druzhinin A., Ostrovskii I. Investigation of Si-Ge whiskers growth by CVD // Phys. Stat. Sol. (C).— 2004.— Vol. 1, N 2.— P. 333—336.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ

Успехи наноинженерии: электроника, материалы, структуры Под ред. Дж. Дэвиса, М. Томпсона.— М.: Техносфера, 2011.— 496 с.

Новейшие технологии включают в себя разработку, описание, а также производство и практическое использование самых разнообразных наноразмерных структур, устройств и систем. В междисциплинарном поле этой области исследований пересекаются и перекрываются экспериментальные и теоретические разработки химиков, физиков, инженеров-электронщиков, механиков, материаловедов, биохимиков, молекулярных биологов. Именно сочетание различных подходов и методов является характерной особенностью наиболее интересных и многообещающих разработок в нанотехнологиях.

Книга представляет собой сборник последних результатов, полученных молодыми английскими учеными, многие из которых были стипендиатами Королевского общества или Исследовательского совета инженерных и физических наук Великобритании.

К. т. н. А. А. АЛТУХОВ, к. ф.-м. н. М. С. АФАНАСЬЕВ,
к. ф.-м. н. К. Н. ЗЯБЛЮК, д. ф.-м. н. А. Ю. МИТЯГИН,
к. ф.-м. н. Н. Х. ТАЛИПОВ, д. ф.-м. н. Г. В. ЧУЧЕВА

УДК 621.382.3

Россия, г. Москва, ПТЦ “УралАлмазИнвест”;
Военная академия ракетных войск стратегического назначения;
г. Фрязино, Филиал ИРЭ РАН им. В. А. Котельникова
E-mail: alexandr-mityagin@yandex.ru; 208_otd@mail.ru

Дата поступления в редакцию
19.05 2011 г.

ФОРМИРОВАНИЕ ДЕЛЬТА-ЛЕГИРОВАННОГО ВОДОРОДОМ *p*-СЛОЯ В ПРИРОДНЫХ И CVD-КРИСТАЛЛАХ АЛМАЗА

Исследованы электрофизические параметры и термическая стабильность дельта-легированных водородом слоев в природных и выращенных методом CVD кристаллах алмаза. Показана возможность создания барьеров Шоттки на гидрированной поверхности алмаза, термообработанного в потоке водорода.

Развитие технологий использования алмазных материалов является актуальным и современным направлением в электронике [1]. Алмаз — перспективный материал для создания СВЧ-транзисторов, поскольку обладает максимальной подвижностью дырок (3800 см^2/(В·с) в изотопически чистом алмазе) и максимальными дрейфовыми скоростями насыщения носителей заряда среди других материалов современной электроники [2]. Расчеты показывают, что в перспективе СВЧ-транзисторы на алмазе превзойдут по совокупности параметров все другие СВЧ полупроводниковые транзисторные аналоги. Все это определяет лидирующее место алмаза и формирует круг прикладных задач для СВЧ-электроники и технологий двойного назначения. Было обнаружено [3], что алмазные пленки, выращенные методом химического напыления (**CVD**) в атмосфере водорода, обладают поверхностной проводимостью *p*-типа. Исследования [4] показали, что такая поверхность насыщена С–Н-связями, поэтому она получила название гидрированной поверхности или Н-поверхности. Модулируемая поверхностная проводимость Н-слоя позволяет изготовить полевой транзистор, если для контактов истока и стока выбрать металл, образующий омический контакт (обычно это Au), а для контакта затвора — металл, образующий барьер Шоттки (обычно Al).

Для изготовления мощного полевого СВЧ-транзистора на алмазе необходима проводящая поверхность с большой поверхностной плотностью носителей заряда (но не превышающей 10^{13} см$^{-2}$) и максимально высокой их подвижностью. С целью определения оптимальных условий для образования проводящей гидрированной поверхности алмаза с указанными характеристиками и условий ее стабильности были проведены эксперименты по отжигу алмазных образцов в атмосфере водорода при температуре 700—1000°С, их обработке в ВЧ-плазме водорода при температуре 750°С и последующему отжигу в атмосфере аргона или в вакууме при температуре 300—500°С.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 11-07099288.

Экспериментальные результаты

В качестве образцов использовались пластины (110) природного алмаза 2А-типа и пленки (110) алмаза, выращенные методом CVD. Концентрация примесного азота в природном алмазе и в пленках составляла (0,5—1)·10^{18} и (0,6—1)·10^{17} см$^{-3}$, соответственно. Удельное сопротивление нелегированных кристаллов изменялось в интервале 10^{13}—10^{14} Ом·см. Поверхность кристаллов алмаза обоих типов механически полировалась. Шероховатость обработанной поверхности, измеренная на сканирующем зондовом микроскопе фирмы “NT-MTD” и профилометре “Dektak-8”, составляла 0,5—2,0 нм. Этого было достаточно для формирования поверхностного дельта-легированного *p*-слоя. Кристаллы алмаза подвергались термообработке в кварцевой трубе в потоке осушенного, атомарно-чистого водорода при температуре 700—1000°С в течение 30 мин. Также проводилась обработка образцов в плазме СВЧ-разряда (с частотой 2,45 ГГц) водорода при температуре *T*=750°С в течение 30 мин. Схема эксперимента по плазменной обработке была аналогична описанной в [6]. Изохронные отжиги обработанных в водороде образцов проводились в атмосфере аргона при *T*=300—500°С в течение 1 часа или в вакууме при *T*=400°С в течение 30 мин. Холловские измерения осуществлялись при комнатной температуре и при *T*=196°С методом Ван-дер-Пау в магнитном поле с индукцией *B*=0,6 Тл. Также измерялись вольт-амперные характеристики барьера Шоттки между дельта-легированным *p*-слоем и алюминием, который был напылен в вакууме на гидрированную поверхность алмаза.

Было установлено, что в результате термообработки образцов как в водороде при атмосферном давлении, так и в СВЧ-плазме водорода происходит образование слоя *p*-типа проводимости на гидрированной поверхности алмаза (см. **табл. 1** и **2**).

Таблица 1

Электрофизические параметры природных кристаллов алмаза, обработанных при различных режимах в водороде, а также в СВЧ-плазме водорода с последующим отжигом в атмосфере аргона, измеренные при комнатной температуре

Тип образца	Режим обработки и последующего отжига	Слоевая концентрация дырок p_s, 10^{13} см$^{-2}$	Подвижность дырок μ_p, см^2/(В·с)	Слоевое сопротивление R_s, кОм/□
А-180	Термообработка в H_2, 1000°С, 30 мин	3,6	19	9
	1-й отжиг в Ar, 300°С, 1 ч + 400°С, 1 ч	2,0	24	13
	1-й отжиг в Ar, 500°С, 1 ч	*	*	100
А-158	Термообработка в H_2, 800°С, 30 мин	2,3	11	23,8
	1-й отжиг в Ar, 300°С, 1 ч + 400°С, 1 ч	1,2	18	27,4
	2-й отжиг в Ar, 500°С, 1 ч	*	*	167
А-159	1-я термообработка в H_2, 700°С, 30 мин	*	*	61
	2-я термообработка в H_2, 910°С, 30 мин	2,1	21	14,3
А-065	Термообработка в H_2, 900°С, 30 мин	2,6	18	13
А-212	Термообработка в H_2, 900°С, 30 мин	1,6	14	28
А-073	Обработка в СВЧ-плазме H_2, 750°С, 30 мин	0,72	29	30
А-088	Обработка в СВЧ-плазме H_2, 750°С, 30 мин	1,2	47	11

* Параметры не определены вследствие сильного шума холловского напряжения для данных режимов

Таблица 2

Электрофизические параметры CVD-кристаллов алмаза после термообработки в водороде и последующего отжига в вакууме, измеренные при комнатной и азотной температурах

Тип образца	Режим обработки и последующего отжига	Температура измерений	Слоевая концентрация дырок p_s, 10^{12} см$^{-2}$	Подвижность дырок μ_p, см^2/(В·с)	Слоевое сопротивление R_s, кОм/□
DB-14	Термообработка в H_2, 900°С, 30 мин	комнатная	1,5	150	28
DB-40	Термообработка в H_2, 900°С, 30 мин	комнатная	1,5	200	21
	Отжиг в вакууме 400°С, 30 мин	комнатная	1,7	180	20
		77	5,9	130	83
DB-51	Термообработка в H_2, 900°С, 30 мин	комнатная	3,9	83	19
	Отжиг в вакууме 400°С, 30 мин	комнатная	2,9	61	36
		77	0,52	53	227

Как видно из табл. 1, наилучшие результаты были получены при термообработке природных кристаллов алмаза в потоке водорода в диапазоне температуры 800—1000°С. При температуре 700°С проводящий слой, по-видимому, только начинает формироваться, поэтому он обладает высоким сопротивлением. Такой метод термообработки в водороде может служить альтернативой общепринятому методу формирования Н-слоя в СВЧ-плазме водорода (см. табл. 1) как более простой и воспроизводимый.

Образцы из природных алмазов после термообработки в водороде имели высокую слоевую концентрацию дырок p_s=(1,6—3,6)·10^{13} см$^{-2}$ со сравнительно низкой подвижностью μ_p= 11—47 см^2/(В·с). Отжиг в аргоне при температуре 300°С практически не влияет на электрофизические параметры Н-слоя, а

отжиг при 400°С снижает слоевую концентрацию носителей до приемлемого для изготовления транзистора уровня (порядка 10^{13} см$^{-2}$) и увеличивает их подвижность на 20—50%. Отжиг в атмосфере аргона при температуре 500°С приводит к деградации проводящей гидрированной поверхности. Это означает, что технологические операции изготовления алмазного транзистора, следующие после образования гидрированной поверхности, должны исключать нагрев алмазного образца выше температуры 400°С. Можно сделать вывод, что температурная стабильность гидрированной поверхности алмаза в атмосфере аргона выше, чем на воздухе, где деградация наступает при 250—300°С.

CVD-кристаллы алмаза после обработки в аналогичных режимах (табл. 2) обладали более низкой по сравнению с природными алмазами слоевой концентрацией дырок p_s=(1,5—3,9)·10^{12} см$^{-2}$, имеющих значительно большую подвижность μ_p=83—200 см^2/(В·с), что соответствует лучшим параметрам, полученным при обработке в СВЧ-плазме водорода [7]. Последующий отжиг в вакууме гидрированных CVD-кристаллов при температуре 400°С практически не меняет электрофизические параметры Н-слоя, что позволяет проводить на таких структурах технологические операции напыления металлов в вакууме при повышенных температурах для улучшения адгезии. Следует отметить, что при температуре жидкого азота и слоевая концентрация дырок, и их подвижность меньше, чем при комнатной температуре (часть носителей вымораживается). Данный эффект отмечен нами впервые и требует дальнейшего исследования. После отогрева CVD-образцов до комнатной температуры их параметры возвращались к исходным значениям.

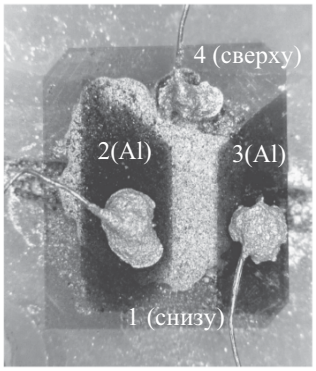


Рис. 1. Снимок тестового образца структуры с барьером Шоттки, сформированного на гидрированной поверхности природного алмаза размером 4×4 мм

На **рис. 1** показан тестовый образец структуры с барьерами Шоттки из алюминия, напыленного в вакууме на гидрированную поверхность природного алмаза, а затем отожженного в водороде при *T*=900°С в течение 30 мин. Базовые контакты *1* и *4* сформированы из токопроводящего клея “Контактол” К-12Б. Контакты *2* и *3* — барьеры Шоттки — сформированы напылением алюминия в вакууме (темная область) через маску, к которому внешние выводы присоединены с помощью “Контактола”.

Вольт-амперная характеристика полученной структуры представлена на **рис. 2**. Сопротивление при нулевом смещении составляло порядка 10 МОм, сопротивление на прямой ветви ВАХ при больших смещениях (около 10 В) ограничивалось сопротивлением растекания проводящего слоя и составляло 8 кОм.

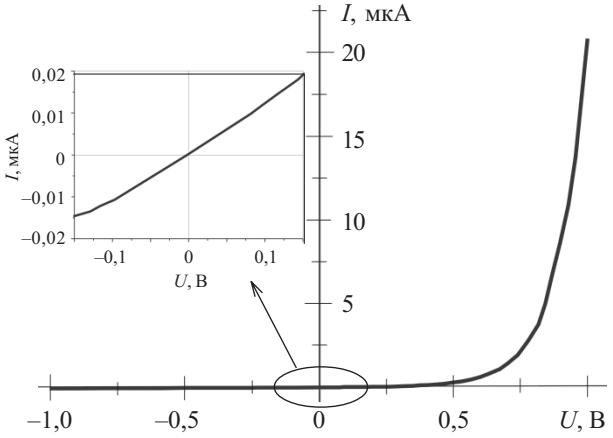


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика тестового образца с барьером Шоттки

При измерении прямой ветви потенциал «+» подавался на базовый электрод, потенциал «–» — на алюминиевый электрод. Из результатов данного эксперимента можно сделать вывод, что алюминий, напыленный на гидрированную при термообработках в водороде алмазную поверхность, может служить в качестве затвора Шоттки в полевых СВЧ-транзисторах, изготовленных по технологии MESFET.

***

Таким образом, представленные результаты по формированию дельта-легированного *p*-слоя при термообработках алмаза в потоке водорода при температуре 800—1000°С позволяют сделать вывод, что данный метод может быть использован в технологии создания полевых СВЧ-транзисторов с алюминиевыми затворами. Граничная температура технологических операций при работе с гидрированной алмазной поверхностью составляет 400°С

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. May P. W. Diamond thin films: a 21st-century material // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.— 2000.— Vol. 358.— P. 473—495.

2. Васильев А. Г., Колковский Ю. В., Концевой Ю. А. СВЧ приборы и устройства на широкозонных полупроводниках.— М.: Техносфера, 2011. [Vasilyev A. G. Moscow. Technosfera. 2011]

3. Kawarada H., Aoki M., Ito M. Enhancement mode metal-semiconductor field effect transistors using homoepitaxial diamonds // Appl. Phys. Lett.— 1994.— Vol. 65, N 12.— P. 1563—1565.

4. Tsugawa K., Kitatani K., Noda H. et al. High-performance diamond surface-channel field-effect transistors and their operation mechanism // Diamond and Related Materials.— 1999.— N 8.— P. 927—933.

5. Kasu M., Ueda K., Kageshima H., Yamauchi Y. Gate interfacial layer in hydrogen-terminated diamond field-effect transistors // Diamond and Related Materials.— 2008.— N 17.— P. 741—744.

6. Borst T. H., Weis O. Boron-doped homoepitaxial diamond layers: fabrication, characterization, and electronic application. // Phys. stat. sol. (a).— 1996.— Vol. 154.— P. 423—444.

7. Rezek B., Watanabe H., Nebel C.E. High carrier mobility on hydrogen terminated <100> diamond surfaces // Appl. Phys. Lett.— 2006.— Vol. 88.— P. 042110-1—042110-3.

К. ф.-м. н. В. Л. ПЕРЕВЕРТАЙЛО

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

УДК 539.1.074.5; 621.382; 621.039.7

Дата поступления в редакцию
08.07 2011 г.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ДВУХСТОРОННИЕ КРЕМНИЕВЫЕ МИКРОСТРИПОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Разработаны технология и конструкция прототипа датчика высокоэнергетических частиц для эксперимента ALICE. Детекторы удовлетворют требованиям по основным электрофизическим параметрам и по радиационной стойкости.

Двухсторонние микростриповые кремниевые детекторы (**ДМКД**) являются наиболее совершенным инструментом исследований в физике высоких энергий, который создан на основе кремниевой интегральной технологии. Первые работы по созданию ДМКД появились в конце 80-х — начале 90-х годов XX века [1—6]. После усовершенствования их технологии и конструкции началось тестирование приборов в ряде экспериментов [7—11], а после получения положительных результатов они были успешно применены в ряде экспериментов физики высоких энергий [12—21].

Преимуществом двухсторонних микростриповых детекторов по сравнению с односторонними является удвоение информации, снимаемой с одного кристалла, поскольку рабочими являются обе его стороны, а также возможность построения двухкоординатного детектора на одной подложке и трехмерных детекторных систем. Однако в литературе не освещаются конструктивно-технологические проблемы и способы их решения при изготовлении этих сложных приборов для реальных экспериментов. Сама же технология двухсторонних детекторов намного сложнее технологии односторонних. Кроме решения конструктивно-технологических проблем, характерных для *p–i–n*-структур и микростриповых детекторов вообще [22, 23], она требует решения еще и ряда проблем, обусловленных формированием двухсторонней *p–i–n*-микростриповой структуры на кремниевой пластине с учетом моделирования всех термических процессов [24]. Особенно это касается случаев их изготовления на оборудовании стандартной технологической линии по производству ИС.

Кроме решения ряда известных технологических проблем по обеспечению высоких параметров детекторов, при разработке и изготовлении двухсторонних детекторов необходимо дополнительно решить проблемы, связанные с формированием на обеих сторонах кремниевой пластины активных областей, удовлетворяющих, во-первых, по своим параметрам тем же требованиям, что и односторонние детекторы, и во-вторых — требованиям совмещения элементов верхней и нижней стороны пластины с микронной точностью. Одним из препятствий в формировании качественной поверхностной структуры на обеих сторонах пластины является то, что существующее технологическое оборудование предназначено для формирования односторонних структур, и при попытке сформировать активную структуру на противоположной стороне пластины повреждается структура, уже сформированная на исходной стороне. Для предотвращения таких повреждений необходимо наносить защитные пленки, используемые в технологии ИС, и разрабатывать специальную оснастку и приспособления для их нанесения на пластины на стандартном оборудовании. Соответственно, нужна и разработка технологии формирования этих специальных защитных слоев, определение режимов и последовательности технологических операций формирования поверхностной структуры детектора на каждой из двух рабочих поверхностей пластины.

Представленная в настоящей статье разработка двухстороннего детектора, в которой решены перечисленные выше проблемы, предполагает использование распространенных в технологии ИС пленок, материалов и процесов. Такая технология была использована при изготовлении прототипа двухстороннего микрострипового детектора для эксперимента ALICE (CERN) [25—27].

Направленность разработки на возможность изготовления двухсторонних детекторов в условиях серийного производства кремниевых ИС делает более доступным их изготовление и позволяет в случае необходимости осуществлять их массовый выпуск.

Конструкция и технология двухсторонних микростриповых детекторов

Односторонние микростриповые детекторы позволяют измерять только одну координату трека частицы. Для создания двухкоординатных детекторов первоначально использовали два детектора, стрипы которых расположены ортогонально друг другу. Затем были созданы детекторы, у которых стрипы выполнены на обеих сторонах одной и той же пластины кремния. К таким приборам применяют термин «двух-

Автор выражает благодарность Н. И. Маслову и его коллегам из ХФТИ НАНУ (г. Харьков) за плодотворное сотрудничество.

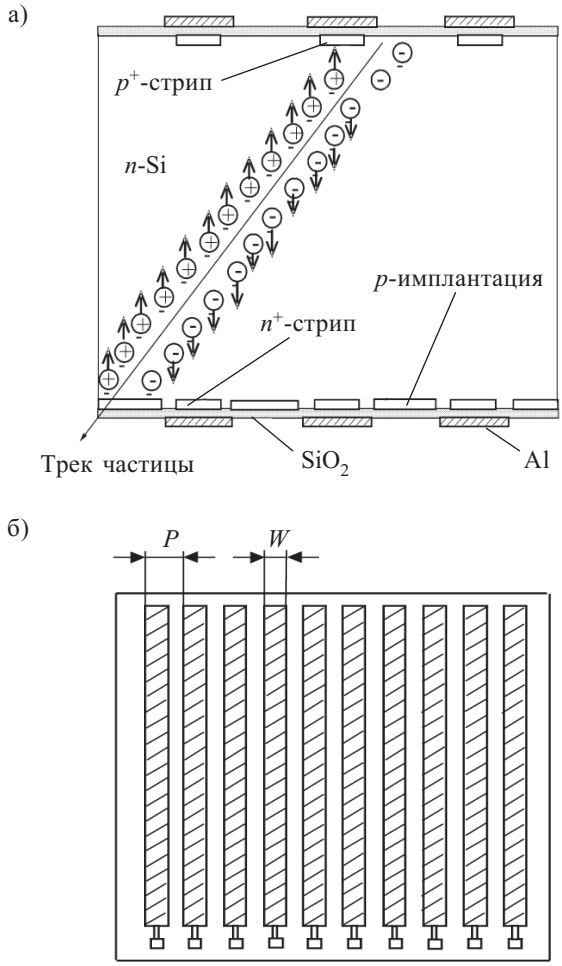


Рис. 1. Поперечное сечение и структура двухстороннего микрострипового детектора (*а*) и вид сверху на p^+-сторону с полосками p^+–n-переходов (стрипов) шириной W и контактными площадками для разварки и тестирования (*б*)

сторонние двухкоординатные детекторы». Конструкция такого детектора схематически представлена на **рис. 1**, где показано его поперечное сечение и послойная структура в разрезе. На лицевой стороне кремниевой пластины сформирован традиционный p^+-стрип-детектор (p^+-сторона), а на обратной стороне сформированы n^+-стрипы на n^+–n-переходах (n^+-сторона) и разделяющие p-имплантационные области. На детектор подается напряжение полного обеднения, поэтому по всей толщине пластины действует электрическое поле, растягивающее электронно-дырочные пары. То есть электронно-дырочные пары, образовавшиеся при прохождении частицы, растягиваются полем на разные поверхности: дырки — на p^+-сторону, электроны — на n^+-сторону.

Таким образом, двухсторонний детектор позволяет получить от одной частицы одновременно два сигнала — сигнал от дырок, приходящих на стрипы p^+-стороны, и сигнал от электронов, приходящих на стрипы n^+-стороны.

Кроме стриповых элементов, на обеих сторонах кремниевой пластины расположены переходные конденсаторы [3, 7, 8, 11, 12, 15, 23] для реализации емкостной связи между p–n-переходами стриповых элементов детектора и входными цепями предусилителей, а также нагрузочные высокоомные резисторы для подачи смещения на стрипы.

Как и для одностороннего детектора, пространственное разрешение двухстороннего детектора зависит от шага стрипов P и для простейшей модели составляет $P/\sqrt{12}$ [3, 9, 15], причем разрешение определяется отдельно для p^+-стороны и для n^+-стороны. Модель и расчет разрешения для случая падения частицы под углом к стрипам рассмотрены в [16, 20].

Топология двухстороннего детектора — 13-слойная, включая слои для совмещения фигур на лицевой и на обратной сторонах. При разработке топологии (с проектной нормой 2 мкм) использовался отечественный пакет программных средств «Сталкер» для проектирования ИС.

Структура двухстороннего детектора (прототипа детектора ALICE) в разрезе показана на **рис. 2**. Верхняя сторона пластины является p^+-стороной стрип-детектора. Напряжение смещения подается на алюминиевую шину смещения и с нее — через поликремниевые резисторы — на ионно-имплантированные p^+-стрипы. Нижняя сторона пластины — n^+-сторона стрип-детектора, где алюминиевая шина смещения через поликремниевые резисторы аналогично соединена с ионно-имплантированными n^+-стрипами, которые окружены p^+-стоп-областями. Импульсные сигналы снимаются с алюминиевых площадок «AC-pad» на обеих сторонах детектора и подаются на входы многоканальных зарядочувствительных предусилителей. Контактные площадки «DC-pad» служат для тестирования детектора.

Конструкция и технология изготовления двухсторонних микростриповых детекторов содержит элементы конструкции и технологии односторонних детекторов. Так, например, p^+-сторона (на рис. 1 и 2 — верхняя) в разработанном нами прототипе двухстороннего детектора для эксперимента ALICE имеет такую же структуру, как и у одностороннего детектора. Поэтому для формирования p^+-стороны использовались блоки ранее разработанной нами технологии односторонних детекторов [23].

Однако здесь свойства так называемой n^+-стороны (нижняя на рис. 1, 2), или обратной стороны кристалла, существенно отличаются от свойств p^+-стороны. На n^+-стороне в качестве рабочих стрип-элементов используются изотипные n^+–n-переходы, формируемые легированием поверхностных областей примесью того же типа проводимости, что и подложка, т. е. примесью n-типа. Кроме того, для n^+-стороны существует дополнительная проблема замыкания n^+-стрипов между собой, т. к. на границе раздела Si–SiO_2 присутствует встроенный положительный заряд, аккумулирующий электроны на поверхности кремния. Образующийся в результате этого слой электронов под SiO_2 на поверхности n-кремния и приводит к замыканию n^+-стрипов. На p^+-стороне детектора этого явления нет, т. к. p^+–n-переходы создают барьеры для электронов, а с подачей обратного смещения на переходы электроны оттесняются от p^+-стрипов облас-

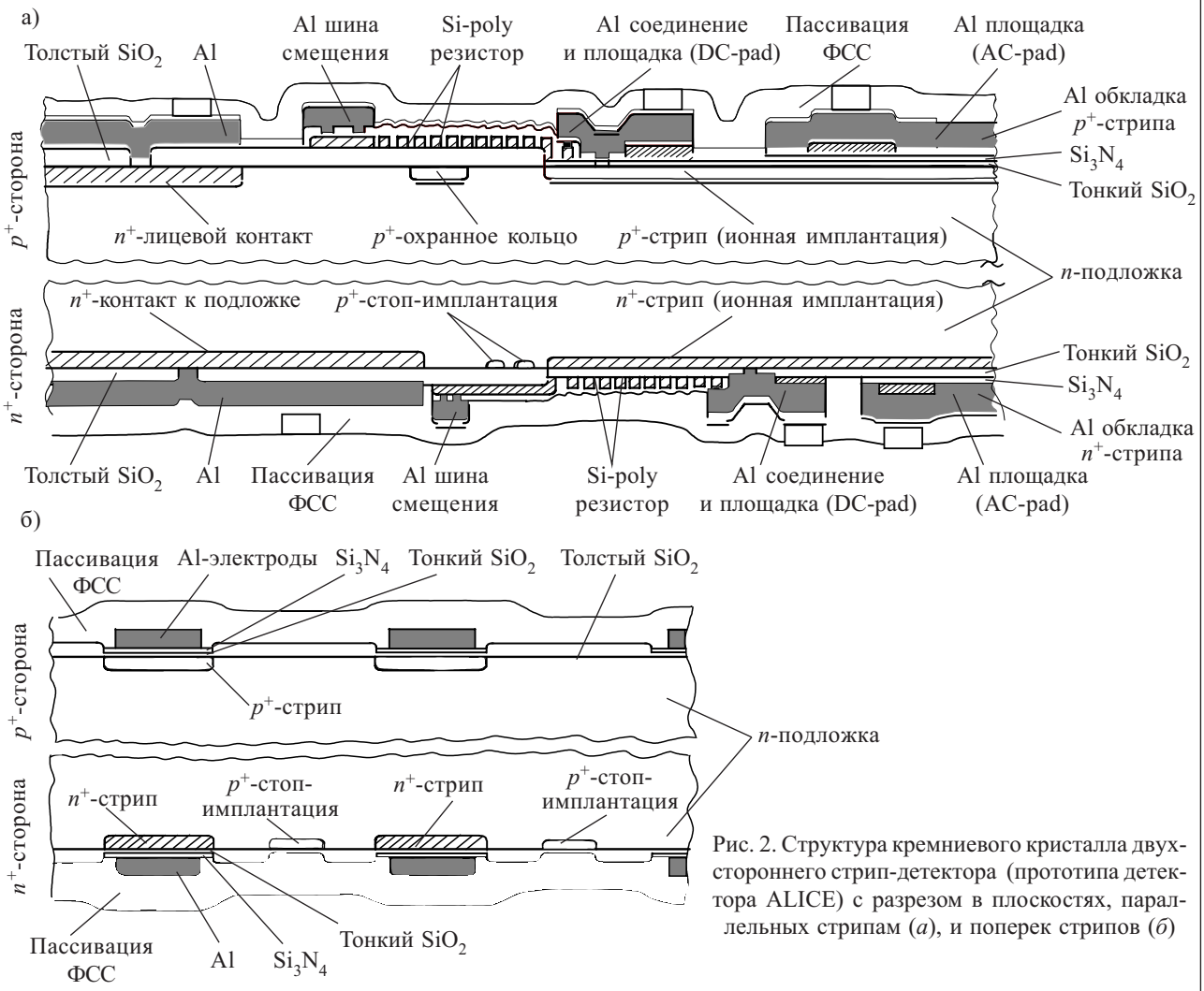


Рис. 2. Структура кремниевого кристалла двухстороннего стрип-детектора (прототипа детектора ALICE) с разрезом в плоскостях, параллельных стрипам (*а*), и поперек стрипов (*б*)

тями обеднения *p–n*-переходов, и p^+-стрипы оказываются изолированными друг от друга обедненной областью. Наиболее практичным способом решения проблемы замыкания n^+-стрипов на n^+-стороне, применяемым в настоящее время, является разделение n^+-стрипов стоп-областями, легированными примесью *p*-типа (на рис. 1 — обратная сторона кристалла). Эти разделяющие *p*-области создают барьеры для электронов, резко увеличивают сопротивление между n^+-стрипами, разделяя их обедненными на электроны областями. Такое повышение сопротивления ведет к изоляции n^+-стрипов друг от друга и предотвращает растекание заряда электронов, что позволяет локализовать сигнал от n^+-стрипов и повысить пространственное разрешение на n^+-стороне детектора.

Примером двухстороннего детектора является разработанный совместно с ХФТИ НАНУ и изготовленный нами 2×768 - элементный стрип-детектор (прототип детектора для эксперимента ALICE). Параметры ряда тестовых стрип-детекторов приведены в **табл. 1**.

Фрагмент топологии p^+-стороны кристалла детектора показан на **рис. 3**, где в нижней части кристалла (левый угол) расположена шина смещения, а в нижней части стрипов — поликремниевые резисторы, через которые смещение подается на p^+-стрипы. Контактные площадки «DC-pad» для тестирования выполнены в нижнем ряду около резисторов и на шине смещения. Площадки «AC-pad» для съема сигнала выполнены двойными для резервирования и расположены со сдвигом, что дает возможность увеличить ширину площадок и облегчает разварку контактных площадок. На каждой стороне кристалла расположено по 768 стрипов длиной 40 мм с шагом 95 мкм.

Широкое n^+-кольцо на краю является омическим контактом к подложке (рис. 3, *а*, *б*). Активная область p^+-стороны детектора окружена защитным p^+-кольцом, на которое подается напряжение смещения (рис. 3, *б*, *в*).

Фрагмент топологии n^+-стороны детектора с n^+-стрипами и разделительными p^+-областями между n^+-стрипами и по периметру детектора показан на **рис. 4**. В отличие от ортогонального расположения стрипов в ряде известных детекторов, стриповые элементы в разрабатываемом детекторе на лицевой и обратной сторонах располагаются не перпендикулярно. Угол наклона p^+-стрипов относительно оси детектора составляет 17,5 мрад. Угол наклона стрипов на n^+-стороне также 17,5 мрад, они наклонены в противоположную сторону относительно p^+-стрипов, так что суммарный угол наклона между n^+- и p^+-стрипами составляет 35 мрад.

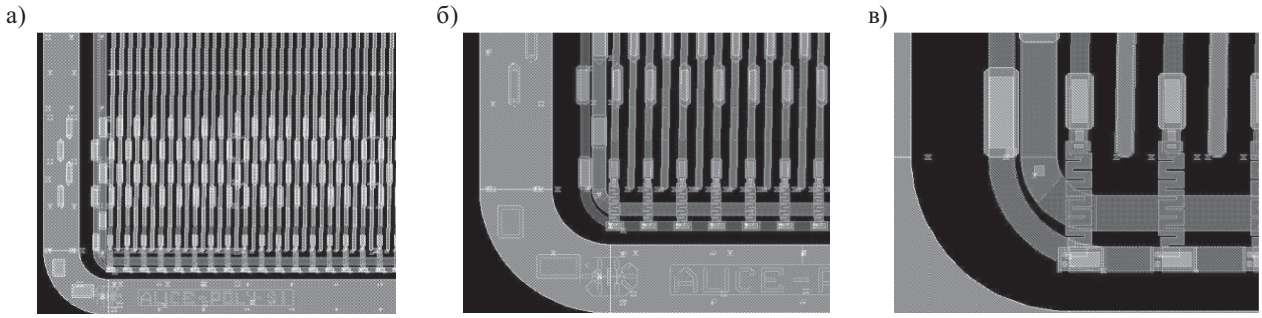


Рис. 3. Фрагменты топологии p^+-стороны кристалла прототипа стрип-детектора для эксперимента ALICE:
а — нижний левый угол кристалла; *б* — контактные площадки «AC-pad» на стрипах (сверху); *в* — поликремниевые резисторы и контактные площадки типа «DC-pad» к резистору (внизу) и к *p–n*-переходу (вверху)

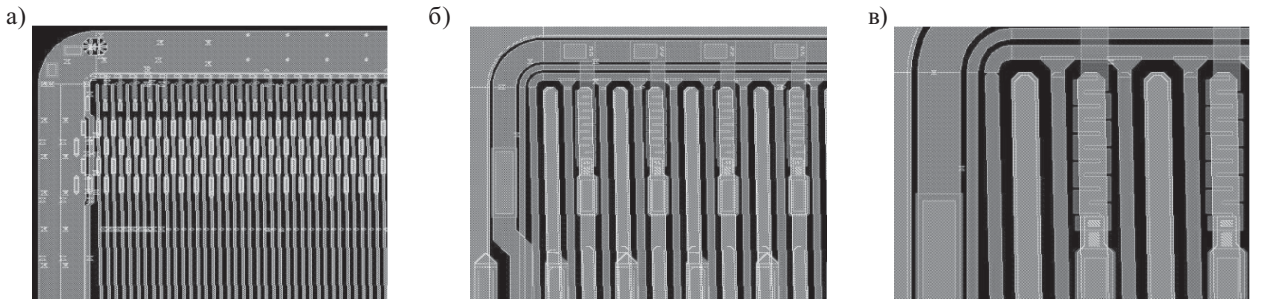


Рис. 4. Фрагменты топологии n^+-стороны кристалла стрип-детектора (верхний левый угол):
а — общий вид, контактные площадки «AC-pad» посредине; *б* — разделительная p^+-имплантация между n^+-стрипами и пассивное p^+-кольцо вокруг активной области; *в* — поликремниевые резисторы и контактные площадки «DC-pad». По периметру детектора расположены разделительные полоски *p*-областей

Таблица 1

Параметры разработанных в Украине в рамках эксперимента ALICE кремниевых координатно-чувствительных микростриповых детекторов

Параметры	Тип детектора					
	Односторонний, p^+-сторона	Тестовый, n^+-сторона	Тестовый, p^+- или n^+-лицевая сторона	Тестовый, двухсторонний	Прототип ALICE 1	Прототип ALICE 2
Площадь активной области, мм^2	75×40	13×40	13×40	13×40	75×40	73×40
Число стрипов (элементов)	750	1×64	2×64	2×64	2×750	2×768
Ширина стрипа, мкм	40	40	38	38	40	38
Межстриповый зазор, мкм	60	60	57	57	60	57
Шаг стрипов, мкм	100	100	95	95	100	95
Толщина детектора, мкм	350	300	300	300	300	300
Наличие на кристалле детектора:						
— поликремниевых резисторов	+	+	+	+	+	+
— интегрированных переходных емкостей	+	+	+	+	+	+
— двухсторонней структуры	—	+	+	+	+	+
Напряжение полного обеднения, В	80	65—70	65—70	65—70	65—70	65—70

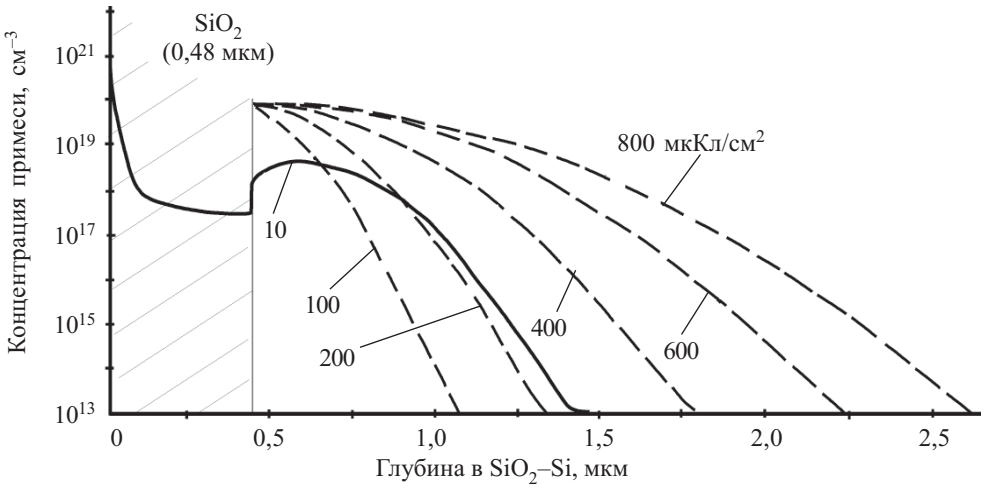


Рис. 5. Профили распределения примеси бора (сплошная линия) и фосфора (пунктирные линии), полученные при разных дозах легирования (в мкКл/см^2) на p^+-стороне детектора

Разработка технологии изготовления прототипа детектора ALICE проводилась на базе технологии, описанной в [22, 23].

На первом этапе была разработана конструкция одностороннего детектора и отработана технология изготовления p^+-стороны детектора. Детектор имел 750 p^+-стрипов длиной 40 мм (табл. 1). Для его изготовления использовали полированные с двух сторон пластины кремния n-типа, полученного методом зонной плавки (FZ), с ориентацией <111>, диаметром 100 мм и толщиной 350 мкм. Удельное сопротивление составляло 3000—5000 Ом·см, время жизни неосновных носителей заряда — около 1000 мкс. Характеристики детектора представлены в [25].

В процессе первого окисления при температуре 900°С выращивался пирогенный оксид толщиной 0,3 мкм с добавлением HCl. Этот оксид использовали как маску при ионной имплантации фосфора для формирования защитных n^+-колец и контактов к n^+-подложке на лицевой стороне. Фосфор с энергией ионов E=60 кэВ и с поверхностной концентрацией $6\cdot10^{14}$ см$^{-2}$ имплантировали через слой оксида толщиной 500 Å. В обратную сторону одностороннего детектора также имплантировали фосфор, но с более высокой поверхностной концентрацией ($2{,}5\cdot10^{15}$ см$^{-2}$) для создания омического контакта к обратной стороне и возможности проведения эффективного геттерирования быстродиффундирующих примесей.

После формирования n^+-колец защитный оксид снимали и выращивали новый слой защитного оксида толщиной 0,6 мкм для маскирования при имплантации бора. После формирования рисунка p^+-областей в окна стрипов имплантировали бор с энергией ионов E=40 кэВ и с поверхностной концентрацией $5\cdot10^{14}$ см$^{-2}$. Профили распределения примеси фосфора и бора на p^+-стороне при различных режимах ионной имплантации показаны на **рис. 5**. Расчеты профиля имплантированной примеси с помощью программы SUPREM-3 [24] показали, что вариации энергии ионов (40—80 кэВ), толщины слоя защитного оксида (200—500 Å), дополнительная разгонка ионно-имплантированного слоя (30—60 мин) с предварительным снятием защитного оксида слабо влияют на профиль распределения примеси.

Затем при одновременной активации и разгонке ионов бора формировали первый слой двухслойного конденсаторного диэлектрика — слой SiO_2 толщиной 0,15 мкм. Вторым был слой высокотемпературного Si_3N_4 толщиной 0,12 мкм. На некоторые пластины слой Si_3N_4 не наносили для проведения сравнительного анализа.

Для формирования резисторов наносили пленку поликристаллического кремния толщиной 0,55 мкм, который легировали бором методом ионной имплантации через слой оксида до уровня, обеспечивающего величину сопротивления резисторов около 1,5 МОм.

Контактные окна к различным слоям (n^+-, p^+- и к поликремнию) создавали одновременным «мокрым» травлением слоев SiO_2 различной толщины (0,1; 0,3 и 0,6 мкм) после фотолитографического формирования «картины» контактных окон и плазмохимического травления слоя Si_3N_4 в области контактных окон к n^+-, p^+-слоям на лицевой стороне пластины.

Металлизацию стрип-детектора осуществляли напылением Al с примесью кремния (1%). После фотолитографии по Al на лицевую сторону наносили пассивирующий слой низкотемпературного фосфоросиликатного стекла (**ФСС**) толщиной 0,9 мкм, который покрывал всю площадь детектора. Заключительная фотолитография по пассивирующему слою ФСС вскрывала только области Al контактных площадок для обеспечения возможности ультразвуковой сварки выводов стриповых элементов и контактирования к площадкам тестовых структур. Вжигание Al проводилось при температуре 400°С в атмосфере водорода в течение 30 мин.

Электрофизические характеристики стриповых элементов двухстороннего детектора

Для обеспечения однородности и воспроизводимости параметров поликремниевых ионно-имплантированных резисторов, а также для получения заданного сопротивления была проведена оптимизация режима ионной имплантации бора. В **табл. 2** приведены результаты измерений поверхностного сопротивления, усредненные по трем точкам на пластине, для

Таблица 2

Поверхностное сопротивление R_s образцов, полученных в режимах с различной дозой Д ионов бора при легировании поликремния

Д, мкКл/см^2	R_s, кОм/□
2	4933,3
5	1706,7
10	207,1
20	12,8

различных режимов ионного легирования поликремния (энергия ионов 45 кэВ, имплантация через слой SiO_2 толщиной 0,1 мкм), на основании которых был выбран оптимальный. С учетом высокой нелинейности зависимости R_s(Д) в области малых доз оптимальной является доза около 10 мкКл/см^2.

Показанное на **рис. 6** распределение значений сопротивления интегрированных резисторов, а также падения напряжения на них, которое пропорционально току утечки элементов [25], свидетельствует о том, что разброс сопротивления резисторов находится, в основном, в пределах нескольких процентов (±(2—3)%). Для ионно-легированных поликремниевых резисторов, распределенных на расстоянии 75 мм по пластине, это является очень хорошим показателем.

Сравнительный анализ параметров детекторов с однослойным и двухслойным конденсаторами показал, что конденсаторы, образованные двухслойным диэлектриком (0,15 мкм SiO_2 + 0,1 мкм Si_3N_4), имеют более высокое пробивное напряжение (100—160 В) и более высокий процент выхода годных по сравнению с однослойными (0,25 мкм SiO_2) конденсаторами (пробивное напряжение 25—50 В). Так, например, для 750-элементного p^+-стрип-детектора с двухслойным диэлектриком выход годных конденсаторов составлял более 99%, в то время как для детектора с однослойным диэлектриком — менее 97% (при требовании к показателю качества — менее 1% бракованных конденсаторов).

Следует отметить, что применение пленки Si_3N_4 в технологическом процессе приводит к повышению токов утечки стрипов (иногда в 10—20 раз) из-за внесения напряжений в поверхностные слои МДП-структуры. Указанный эффект виден на **рис. 7**.

Однако в условиях высоких радиационных нагрузок применение двухслойного диэлектрика (SiO_2+Si_3N_4) оправданно. На рис. 7 [25] показаны значения токов утечки до и после радиационных испытаний p^+-детекторов пучком электронов с энергией 20 МэВ. Дозы облучения при исследованиях были ниже, чем ожидаемые в эксперименте ALICE. Облучение 20 МэВ-электронами моделировало облучение 14 МэВ-нейтронами. Доза электронов $2{,}2\cdot10^4$ Гр соответствует потоку $2\cdot10^{12}$ нейтрон/см^2. Видно, что с увеличением дозы облучения происходит рост токов утечки для обоих вариантов приборов и их сближе-

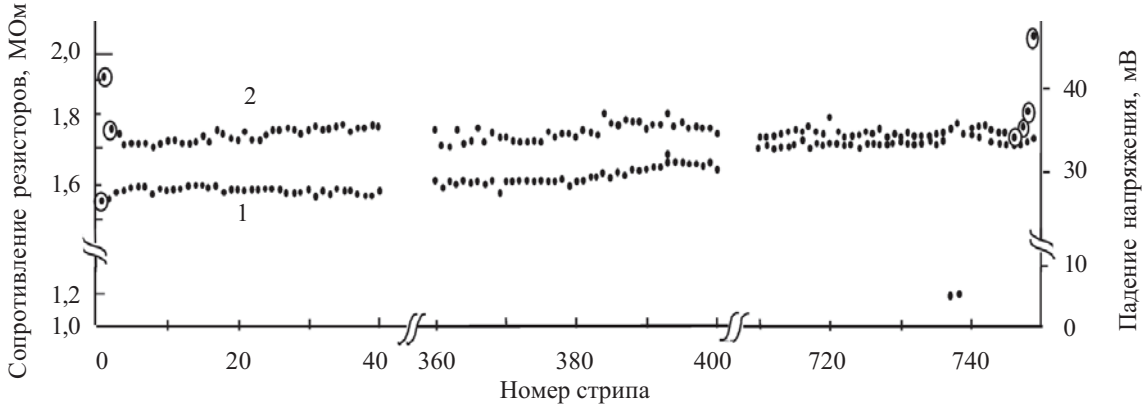


Рис. 6. Распределение значений сопротивления интегрированных резисторов (*1*) и падения напряжения на стриповых элементах (*2*) вдоль p^+-стороны микростриповаго детектора (напряжение на общей шине смещения 40 В)

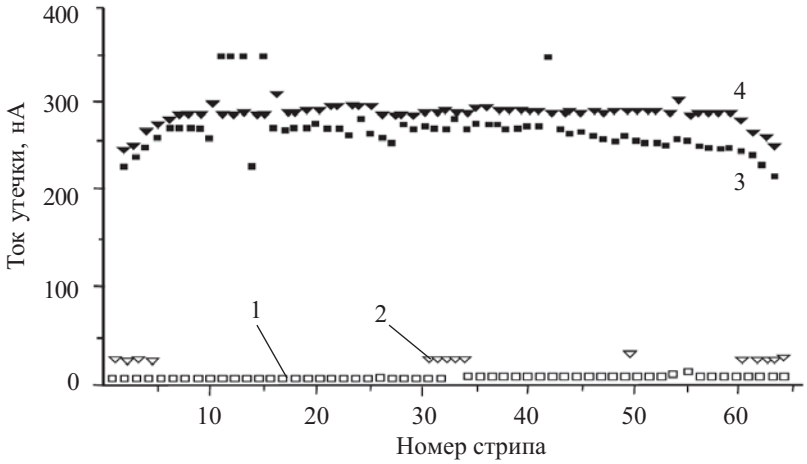


Рис. 7. Распределение токов утечки стриповых элементов в детекторе до (*1*, *2*) и после (*3*, *4*) облучения электронами с энергией 20 МэВ (доза $2\cdot10^4$ Гр): *1*, *3* — однослойный диэлектрик (SiO_2); *2*, *4* — двухслойный диэлетрик (SiO_2+Si_3N_4)

Таблица 3

Электрофизические и геометрические параметры двухсторонних микростриповых детекторов

Параметры детектора	Значения
Материал, удельное сопротивление, Ом·см	*n*-Si, 3000—5000
Время жизни неосновных носителей заряда в исходном кремнии, мкс	>1000
Толщина, мкм	300±15
Активная площадь, см^2	2×30
Количество микрострипов	2×768
Шаг, мм; длина, мм; площадь стрипов, мм^2	0,1; 40; 4,0
Переходная емкость стрипового элемента, пФ	>200
Межстриповая емкость, пФ	4
Пробивное напряжение конденсатора, В: — однослойного (SiO_2) — двухслойного (SiO_2+Si_3N_4)	 >25 >100
Сопротивление поликремниевого резистора смещения, МОм	1,5±3%
Выход годных микростриповых элементов (включая резисторы и конденсаторы), %	97—100

Таблица 4

Радиационные параметры двухсторонних микростриповых детекторов

Параметры детекторов	До облучения	После облучения
Напряжение полного обеднения, В	60	33 (доза 1,6·10^4 Гр)
Ток утечки детектора, нА/стрип: — с однослойным конденсатором (SiO_2) — с двухслойным конденсатором (SiO_2+Si_3N_4)	 <1 5—10	 ≈270 (доза 2,2·10^4 Гр) ≈290 (доза 2,2·10^4 Гр)
Межстриповое сопротивление, ГОм	5	0,5 (доза 2,2·10^4 Гр)

ние по абсолютной величине. Например, при дозе около 2·10^4 Гр разница между токами утечки стрипов в детекторах с однослойным и двухслойным диэлектриком практически несущественна.

После отработки описанной технологии и получения удовлетворительных экспериментальных результатов [25] была продолжена разработка технологии двухсторонних структур и изготовлены детекторы с p^+- и n^+-стороной на одной и той же пластине. В начале технологического процесса проводилась двухсторонняя фотолитография для формирования знаков совмещения одновременно на лицевой и обратной стороне, что позволяло в дальнейшем использовать оборудование для односторонней фотолитографии и проводить процесс отдельно на сторонах p^+ и n^+.

При изготовлении n^+-стороны детектора, в основном, повторяется тот же процесс, что и для p^+-стороны, с некоторыми отличиями.

Концентрация ионно-имплантированной примеси (бора) в *p*-стоп-областях несколько ниже, чем концентрация бора в p^+-областях p^+-стороны, и составляет около 2·10^{14} см$^{-2}$. Для получения одинаковой толщины конденсаторного оксида над p^+- и n^+-стрипами проводят дополнительную фотолитографию и снятие оксида над n^+-стрипами.

Для обеспечения возможности изготовления двухстороннего детектора на стандартной технологической линии серийного производства ИС с оборудованием для односторонней фотолитографии, была разработана и применена специальная технологическая оснастка и способ маскирования p^+- и n^+-сторон пластины детектора технологическими слоями, что позволило получить хорошее качество *p–n*-переходов и других элементов детектора на обеих сторонах кремниевой пластины. Характеристики детекторов, изготовленных по описанной технологии, представленные в **табл. 3** и **4**, показывают, что полученные параметры типичны для большинства зарубежных детекторов [1—21].

Поведение разработанных детекторов при облучении согласуется с экспериментальными результатами ряда исследователей, из которых следует, что зависимость токов утечки от дозы облучения близка к линейной с различными коэффициентами [28—31]. Так, для одностороннего детектора фирмы “Hamamatsu” (Япония) этот коэффициент составляет 10 нА/см^2/ крад [28] при облучении высокоэнергетичными ионами Fe. Для двухстороннего детектора фирмы “Micron Semiconductor” (Англия) [29, 31] и детектора фирмы IRST, Divisione Microsistemi (Италия) [30] он равен примерно 2 мкА/см^2/Мрад при облучении 900 МэВ-электронами. У произведенного нами двухстороннего детектора при облучении электронами с энергией 20 МэВ коэффициент составил около 3 мкА/см^2/Мрад [26], что достаточно близко к приведенным в [28—30].

Выводы

Разработана технология изготовления и конструкция двухсторонних кремниевых микростриповых детекторов с резисторами и переходными конденсаторами, интегрированными с детектором на кремние-

вом кристалле. Полученные результаты убедительно доказывают возможность их изготовления на стандартных для стран СНГ технологических линиях с относительно небольшими доработками технологического процесса серийного производства односторонних кремниевых микросхем. При этом применяются стандартные методы оптической фотолитографии, ионного легирования, окисления, нанесения поликремниевых слоев для формирования нагрузочных резисторов, интегрированных с детектором.

Изготовленные детекторы сравнимы по параметрам с аналогичными зарубежными детекторами, однако отличаются меньшей стоимостью.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Kemmer J., Lutz G. New Structures for Position Sensitive Semiconductor Detectors // Nuclear Instrum. and Methods in Physics Research.— 1988.— A273.— P. 588—598.

2. Batignani G., Bosisio L., Focardi E. et al. Development of Double Side Readout Silicon Strip Detectors // Nuclear Instrum. and Methods in Physics Research.— 1988.— A273.— P. 677—681.

3. Holl P., Kemmer J., Prechtel U. et al. A double-sided silicon strip detector with capacitive readout and a new method of integrated bias coupling // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1989.— Vol. 36, N 1.— P. 251—255.

4. Batignani G., Bosisio L., Conti A. et al. Test results on double-side readout silicon strip detectors // IEEE Trans. on nuclear science. 1989.— Vol. 36, N 1.— P. 40—45.

5. Becker H., Boulos T., Cattaneo P. et al. New Developments in double sided strip detectors // IEEE Trans. on nuclear science.— 1990.— Vol. 37, N 4.— P. 101—106.

6. Batignani G., Bosisio L., Forcardi E. et al. Development and performance of double-sided silicon strip detecrors // Nuclear Instrum. and Methods in Physics Research.— 1991.— A310, P. 160—164.

7. Djama F., Dulinski W., Lagos A. et al. Double-sided double-metal AC-coupled silicon microstrip detectors // Nuclear Instrum. and Methods in Physics Research.— 1995.— A360.— P. 113—117.

8. Saitoh Y., Akamine T., Inoue M. et al. Fabrication of a double-sided silicon microstrip detector with an ONO capacitor dielectric film // IEEE Trans. On Nuclear Science.— 1996.— Vol. 43, N 3.— P. 1123—1129.

9. Iwata Y., Ohsugi T., Fujita K. et al. Optimal p-stop pattern for the N-side strip isolation of silicon microstrip detectors // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1998.— Vol. 45, N 3.— P. 303—309.

10. Abt I., Andricek L., Bauer C. et al. Irradiation tests of double-sided silicon strip detectors with a special guard ring structure // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 1996.— Vol. 43.— N 3.— P. 1113—1117.

11. Lutz G. Semiconductor radiation detectors.— Springer, 1999.

12. Abt I., Masciocchi S., Moshous B. et al. Double-sided microstrip detectors for the high radiation environment in the HERA-B experiment // Nuclear Instrum. and Methods in Physics Research.— 2000.— A439.— P. 442—450.

13. Koetz U. Test of silicon strip detectors for the ZEUS micro-vertex detector // Nuclear Instrum. and Methods in Physics Research.— 2001.— Vol. 461.— P. 210—212.

14. Dalla Betta G. F., Boscardin M., Bosisio L. et al. Development of a fabrication technology for double-sided AC-coupled silicon microstrip detectors // Nuclear Instrum. and Methods in Physics Research.— 2001.— A460.— P. 306—315.

15. Spieler H. Radiation detectors and signal processing // Introduction: Vertex Detection in High Energy Physics.— 2001, Univ. Heidelberg.— P. 28—34. (http://www-physics.ibl.gov./~spieler/Heidelberg_Notes/index.html)

16. Arnold L., Baudot J., Coffin J. P. et al. In-beam test of double-sided silicon strip detector / ALICE.— SIL 98-05 Internal Note-S.— 22 January, 1998.

17. Bettarini S., Bondioli M., Calderini G. et al. Measurement of the charge collection efficiency after heavy non-uniform irradiation in BaBar silicon detector // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 2005.— Vol. 52, N 4.— P. 1054—1060.

18. Segneri G. Results of the tests of a CMC tracker inner barrel sub-system with a 25 ns beam // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 2005.— Vol. 52, N 4.— P. 1182—1186.

19. Allport P. P., Casse G., Losano M. et al. Performance of P-type micro-strip detectors after irradiation to $7.5 \cdot 10^{15}$ p cm^2 // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 2005.— Vol. 52, N 5.— P. 1903—1906.

20. Straulino S., Adriani O., Bonechi L. et al. Spatial resolution of double-sided silicon microstrip detectors for the PAMELA apparatus // Nuclear Instrum. and Methods in Physics Research.— 2006.— A556.— P. 100—114.

21. Coppola N., Kahle B., Karstens F. Charm particle finders with the ZEUS micro-vertex detector // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 2007.— Vol. 54, N 5.— P. 1849—1853.

22. Перевертайло В. Л. Характеристики и технология изготовления кремниевых планарных *p–i–n*-фотодиодов для сцинтиэлектронных детекторов // Электроника и связь. Тематический выпуск «Проблемы электроники». Ч. 1.— 2007.— С. 15—23. [Perevertailo V. L. Elektronika i svyaz'. Tematicheskii vypusk «Problemy elektroniki». P. 1. 2007. P. 15]

23. Перевертайло В. Л. Разработка и характеристики кремниевых координатно-чувствительных детекторов для физики высоких энергий и ядерной физики // Ядерная физика и энергетика.— 2008.— № 1 (23).— С. 88—95. [Perevertailo V. L. Yadernaya fizika i energetika. 2008. N 1 (23). P. 88]

24. Ho C. P., Plummer J. D., Hansen S. E., Dutton R. E. VLSI process modeling SUPREM III // IEEE Trans. on Electron Devices.— 1983.— Vol. ED-30.— N 11.— P. 1438—1452.

25. Maslov N., Kulibaba V., Perevertaylo V. et al. Radiation tolerance of single-sided microstrip detector with Si_3N_4 insulator // Nuclear Physics B (Proceeding Supplements).— 1999.— Vol. 78.— P. 689—694.

26. De Haas A. P., Kuijer P., Maslov N. I. et al. Characteristics and radiation tolerance of a double-sided microstrip detector with polysilicon biasing resistors // Problems of Atomic Science and Technology. Issue: Nuclear Physics Research.— 2000.— N 2 (36).— P. 26—33.

27. Kulibaba V., Maslov N., Potin S., Starodubtsev A. Interstrip resistance of a semiconductor microstrip detector // Problems of Atomic Science and Technology. Issue: Nuclear Physics Research.— 2001.— N 5 (39).— P. 180—182.

28. Yoshida S., Yamanaka K, Ohsugi T. et al. Heavy ion irradiation on silicon strip sensors for GLAST // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 2002.— Vol. 49, N 4.— P. 1756—1762.

29. Re V., Kirkby D., Bruinsma M. et al. Lessons learned from BaBar silicon vertex tracker, limits, and future perspectives of the detector // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 2005.— Vol. 52, N 3.— P. 787—792.

30. Bettarini S., Bondioli M., Calderini G. et al. Measurement of the charge collection efficiency after heavy non-uniform irradiation in BaBar silicon detector // IEEE Trans. on Nuclear Science.— 2005.— Vol. 52, N 4.— P. 1054—1060.

31. www.micronsemiconductor.co.uk — Сайт фирмы "Micron Semiconductor".

Д. т. н. М. А. ГУРБАННИЯЗОВ, М. А. КУРБАНОВ

Туркменистан, г. Ашгабат, Туркменский государственный университет имени Магтымгулы
E-mail: gurbanniyazov@yandex.ru

УДК: 621.382

Дата поступления в редакцию 23.09 2010 г.

МЕТОДИКА И УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ

Предложен способ определения коэффициента теплопроводности твердых тел в нестационарном режиме, методическая погрешность которого составляет не более 7%.

Термоэлектрические материалы находят все большее применение для прямого преобразования тепловой и солнечной энергии в электрическую, в связи с чем становится актуальным поиск новых веществ и соединений для изготовления термоэлементов.

Решение этой задачи в значительной мере зависит от эффективности методов исследования физических и теплофизических свойств термоэлементов.

Термо-эдс и коэффициент электропроводности термоэлектрических материалов, от которых зависит КПД термоэлемента, с достаточной точностью можно определять известными методами. В зависимости от способа задания потоков тепла на образец существуют несколько методов определения коэффициента теплопроводности: в квазистационарном, в нестационарном и в стационарном режимах. Определение коэффициента теплопроводности в нестационарном режиме, несмотря на относительно менее точный результат измерения по сравнению со стационарным режимом, позволяет применять менее сложные измерительные приборы и занимает немного времени и потому является привлекательным.

Метод определения коэффициента теплопроводности полупроводников λ с использованием кондуктивной формы нагрева в нестационарном режиме был предложен А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе. Он рассчитан на материалы с коэффициентом теплопроводности менее 21 Вт/(м·°С), а погрешности измерений лежат в пределах более 10%.

В дальнейшем этот метод был усовершенствован И. С. Лискером [1], диапазон измерений был расширен до 35 Вт/(м·°С). Однако при этом погрешность определения коэффициента теплопроводности уже при λ=4,2 Вт/(м·°С) превышает 4%, достигая 60% при λ=127 Вт/(м·°С).

В настоящей работе предлагается более эффективная методика определения коэффициента теплопроводности полупроводников, в которой вместо кондуктивной формы теплопередачи используется лучистый поток. Благодаря этому устраняется ряд методических погрешностей, связанных с утечкой тепла в окружающую среду [2].

Тепловой поток, воздействующий на поверхность исследуемого образца, создается импульсом лучистой энергии, поступающим или от искусственного (лазер, ртутная лампа высокого давления), или от естественного источника излучения. В реализованной нами установке, схема которой представлена на **рис. 1**, естественным источником излучения служит импульс сконцентрированного солнечного излучения.

Устройство состоит из нижнего блока с системой термостабилизации, закрепленного в подъемник, плоско-выпуклой линзы (диаметром 230 мм) и координатного механизма, обеспечивающего горизонтальное перемещение линзы во взаимно перпендикулярных направлениях; преобразователя температуры с за-

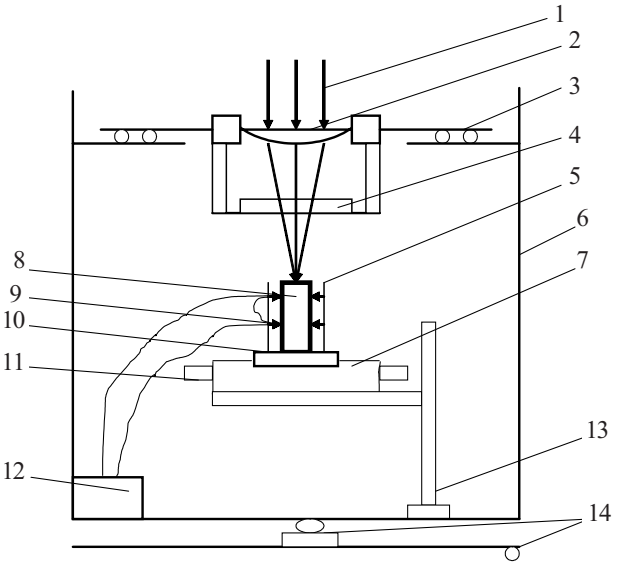


Рис. 1. Схема установки для определения коэффициента теплопроводности полупроводников с применением лучистой энергии:
1 — лучистый поток; *2* — плоско-выпуклая линза; *3* — координатный механизм; *4* — затвор; *5* — держатель, *6* — каркас; *7* — термостабилизационная система; *8* — образец; *9* — датчики; *10* — нижний блок; *11* — штуцеры; *12* — запоминающее устройство; *13* — подъемник; *14* — поворотный механизм

поминающим устройством; поворотного механизма с затвором. Образец с температурным датчиком устанавливается на поверхности нижнего блока.

Актинометром заранее измеряется плотность потока прямой солнечной радиации, по которой определяется мощность сконцентрированного излучения (лучистого потока). Следует отметить, что продолжительность воздействия солнечного излучения составляет 9—12 с, за этот промежуток времени при ясной погоде плотность потока излучения сохраняется стабильной. Поворотный механизм обеспечивает падение лучистого потока нормально к плоской поверхности плоско-выпуклой линзы. Импульс лучистой энергии направляется на верхний торец образца через металлическую шторку затвора. Далее регистрируется момент времени, когда градиент температуры в двух разноотстоящих от облучаемой поверхности точках на образце достигает минимально возможного при измерении значения, при этом вода, протекающая через канал в нижнем блоке (термостабилизационной системе), обеспечивает хороший теплообмен между образцом и блоком. Сигналы с датчика, прикрепленного на образце, поступают в запоминающее устройство. Для уменьшения потерь лучистой энергии поверхность образа делается шероховатой и зачерняется. Коэффициент теплопроводности образца определяется по формуле

$$\lambda = \frac{\pi k D^2 (1-r) q \tau}{4(T_2 - T_1)\left[\frac{Kn}{mR_v^2}V + \frac{2S}{R_v}\sqrt{\frac{Kn}{\pi m}t}\right]}, \qquad (5)$$

где k — коэффициент поглощения лучевоспринимающей поверхности материала исследуемого образца;
D — диаметр линзы,
r — коэффициент, учитывающий потери лучистой энергии при прохождении через линзу;
q — плотность потока лучистой энергии;
τ — длительность импульса;
T_1, T_2 — значения температуры в двух разных точках вдоль образца в момент времени t;
Kn — критерий Кондратьева;
V, S — соответственно объем и площадь поперечного сечения образца;
R_v — отношение объема к площади ее поверхности;
t — время, необходимое для создания градиента температуры в образце [3].

Следует отметить, что от формы потока лучистой энергии зависит характер распространения возникающих в образце температурных волн (изотерм). На **рис. 2** видно, что в отличие от облучения параллельными лучами (рис. 2, *а*), сфокусированный поток в начальный момент вызывает неравномерное (гаусовское) распределение изотерм (рис. 2, *б*, *в*). Поэтому крепление температурного датчика (термопары) в тело образца осуществляется в точке «выравнивания» изотерм.

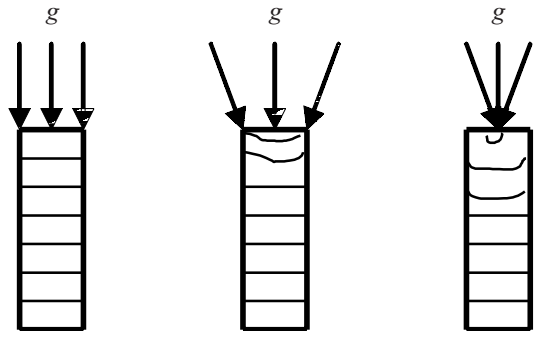


Рис. 2. Схема распространения изотерм при различной форме лучистого потока

Расстояние между облучаемой поверхностью и местом выравнивания изотермы определяется по следующему эмпирическому выражению:

$$l = R\left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{R^2}{4r_o^2} + \frac{R}{2r_o}}\right), \qquad (6)$$

где R — радиус образца;
r_o — радиус облучаемой поверхности образца.

Таким образом, предлагаемый способ определения коэффициента теплопроводности твердых тел, в т. ч. полупроводников, в отличие от метода, использующего кондуктивную форму теплопередачи, позволяет избежать потерь на контактное температурное сопротивление между нагревательным телом и образцом и тепловых потерь с поверхности блока. В результате методическая погрешность измерений уменьшается до 7%, что ведет к повышению точности определения коэффициента теплопроводности материалов.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Лискер И. С. Вариационные методы экспериментального исследования теплопроводности электрофизических свойств полупроводниковых материалов // В сб.: Преобразователи солнечной энергии на полупроводниках.— М.: Наука, 1968.— С. 62—78. [Lisker I. S. // V sb.: Preobrazovateli solnechnoi energii na poluprovodnikakh. M.: Nauka, 1968. P. 62]

2. Гурбанниязов М. А., Курбанов М. А. Особенности определения параметра эффективности полупроводниковых термоэлементов // Тез. докл. Междунар. науч.-практ. конф. «Наука, техника и инновационные технологии в эпоху Великого возрождения». Т. 2.— Туркменистан, Ашгабат.— 2010.— С. 329—331. [Gurbanniyazov M. A., Kurbanov M. A. // Tez. dokl. Mezhdunar. nauch.-prakt. konf. «Nauka, tekhnika i innovatsionnye tekhnologii v epokhu Velikogo vozrozhdeniya». Vol. 2. Turkmenistan, Ashgabat. 2010. P. 329]

3. Гурбанниязов М. А., Курбанов М. А. Методические основы повышения точности определения коэффициента теплопроводности полупроводников с использованием лучистой энергии // Тр. XI Междунар. науч.-практ. конф. «Современные информационные и электронные технологии». Т. 2.— Украина, Одесса.— 2010.— С. 34. [Gurbanniyazov M. A., Kurbanov M. A. // Tr. XI Mezhdunar. nauch.-prakt. konf. «Sovremennye informatsionnye i elektronnye tekhnologii». Vol. 2. Ukraina, Odessa. 2010. P. 34.]

К. ф.-м. н. А. С. ГАРКАВЕНКО

Германия, г. Штутгарт, Международный научно-производственный центр энергосберегающих технологий
E-mail: garks@arcor.de

УДК 535.14:621.375.826

Дата поступления в редакцию 15.04 2011 г.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОННОЙ НАКАЧКЕ РАДИАЦИОННО МОДИФИЦИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИ ОДНОРОДНЫХ НЕЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ GaAs

Исследовано влияние уровня возбуждения и температуры на параметры излучения лазеров, созданных на основе радиационно модифицированных кристаллов GaAs n-типа с высокой оптической однородностью.

Увеличение порога генерации и снижение мощности полупроводниковых лазеров происходит за счет поглощения излучения свободными носителями заряда (что считается принципиально неустранимыми потерями), при дифракции излучения на краях образца, при рассеянии и поглощении на оптических неоднородностях (устранимые потери). Поэтому исследование нелегированных оптически однородных кристаллов для создания лазеров на их основе важно и актуально.

В настоящей работе для изучения механизмов генерации и выбора оптимальных свойств активной среды полупроводниковых лазеров с электронной накачкой исследовались слои GaAs, облученные гамма-квантами в процессе эпитаксии [1], что создавало более равновесные условия кристаллизации слоев GaAs и, тем самым, уменьшало число комплексов «вакансия — атом примеси». Это заметно улучшило оптическую однородность и морфологию поверхности слоев GaAs. При облучении гамма-квантами отсутствовали ступени роста, наблюдавшиеся в случае эпитаксии без облучения, что в свою очередь способствовало уменьшению потерь лазерного излучения на микронеоднородностях поверхности образцов.

Выращенные слои подвергались облучению быстрыми электронами в малых дозах (до $1\cdot10^{15}$ см$^{-2}$) с энергией около 2,3 МэВ. При этом выведение свободных носителей заряда из материала образцов происходило по закону [1]

$$N=N_0\exp(-K_u\Phi_e), \quad (1)$$

где N_0, N — концентрация носителей заряда до и после облучения образцов, соответственно;
K_u — коэффициент, характеризующий скорость выведения носителей заряда;
Φ_e — поток облучения электронами.

Выведение свободных носителей заряда при облучении образцов приводит к снижению их концентрации и, следовательно, к уменьшению поглощения ими излучения, т. е. потери лазерного излучения и порог генерации понижаются, а мощность активной среды растет.

Образцы GaAs *n*-типа проводимости, на которых исследовалось влияние уровня возбуждения и температуры на параметры излучения лазеров, имели высокую степень оптической однородности: флуктуации показателя преломления Δn составили 10^{-4}—10^{-3}, что соответствовало флуктуациям концентрации носителей заряда $\Delta N=10^{15}$—10^{16} см$^{-3}$ [2, 3]. Исследования проводились по стандартной методике на высоковольтной вакуумной установке с энергией электронного пучка E_0=50 кэВ, импульсом длительностью 10 нс, частотой повторения 100 Гц, при диаметре электронного пучка 0,8 мм, длине резонатора $L\approx0{,}8$ мм и его толщине 0,1 мм [4]. Использовались зеркала оптического резонатора, созданные методом скола. Исследовался лазер с поперечной накачкой (**рис. 1**).

В процессе исследований были получены спектры излучения, представленные на **рис. 2**. Здесь видно, что излучение лазера сдвинуто в длинноволновую область спектра относительно запрещенной зоны E_g. Выявлена тонкая структура спектров лазерного излучения — линии $E1$ и $E2$ на расстоянии 2—4 мэВ друг от друга при 80 К и 8—10 мэВ при 300 К, которые смещались в длинноволновую область с возрастанием температуры со скоростью $\Delta E/\Delta T$, близкой

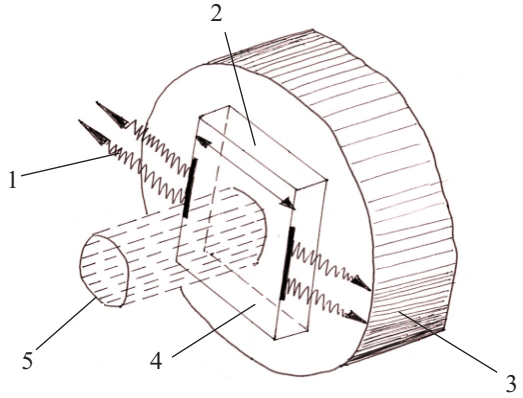


Рис. 1. Схема возбуждения полупроводникового лазера пучком электронов с поперечной накачкой:
1 — когерентное излучение; *2* — резонатор; *3* — подложка; *4* — кристалл; *5* — пучок электронов

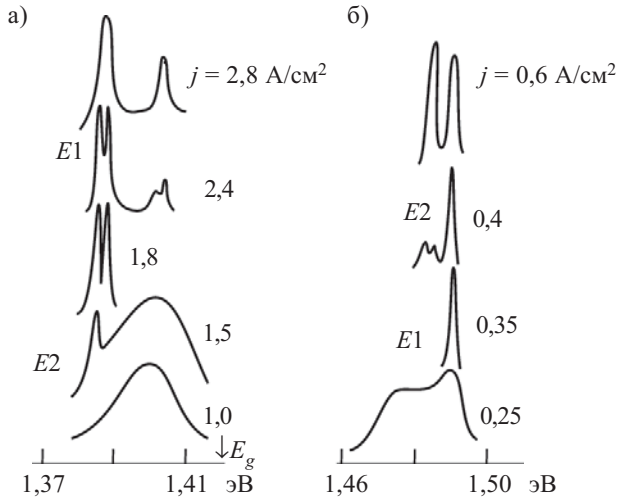


Рис. 2. Спектры стимулированного излучения полупроводникового лазера на основе оптически однородного ($\Delta n \approx 10^{-4}$) кристалла GaAs n-типа с $N=2\cdot10^{16}$ см$^{-3}$ для различных значений плотности тока возбуждения j (в А/см^2) при 300 К (*а*) и 80 К (*б*)

к температурному изменению ширины запрещенной зоны E_g. Вблизи порога генерации излучение в этих линиях оказалось поляризованным: в $E1$ вектор электрического поля совпадал с плоскостью резонатора (*TE*-поляризация), а в $E2$ был ей перпендикулярен (*TM*-поляризация). Пороговая плотность тока $j_{пор}$ с возрастанием температуры изменялась по закону $j_{пор} \sim T^{3/2}$, что характерно для межзонных переходов. Смещение спектров в длинноволновую область говорит о том, что при больших значениях накачки происходит сужение запрещенной зоны кристалла за счет обменного и корреляционного взаимодействия неравновесных носителей заряда, плотность которых близка к вырождению. С учетом этого сужения были рассчитаны коэффициенты усиления G и спектральная скорость рекомбинации r^{v}_{cn} — с учетом правила отбора по импульсу (**рис. 3, 4**). При этом использовались известные соотношения [5]:

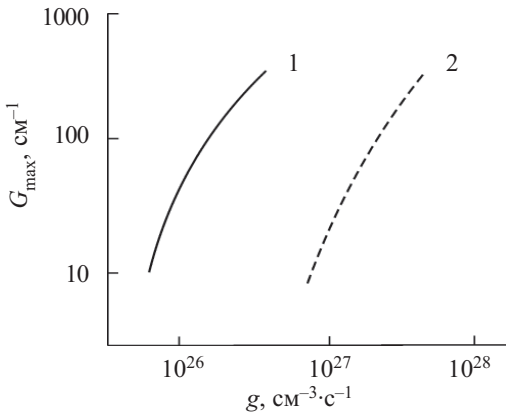


Рис. 3. Зависимости максимального коэффициента усиления G_{max} от скорости генерации g неравновесных носителей для межзонных переходов при 80 К (*1*) и 300 К (*2*)

$$r^{v}_{cn} = \frac{8\pi n v^2}{c^2}\alpha f_e(E_c) f_h(E_v), \quad (2)$$

$$G = \alpha\left[f_e\left(E_c\right) + f_h\left(E_v\right) - 1\right], \quad (3)$$

где n, α — показатель преломления и коэффициент поглощения, соответственно;
c — скорость света;
$f_e(E_c), f_h(E_v)$ — функции распределения соответственно электронов и дырок в параболических зонах;
E_c, E_v — зона проводимости и валентная зона, соответственно.

Следствием межчастичного взаимодействия, как упоминалось выше, является возникновение обменной ($E_{обм}$) и корреляционной ($E_{корр}$) энергии, на суммарную величину которых понижается энергия основного состояния электронно-дырочной пары. (Обычная зонная теория, построенная на одноэлектронном приближении, эти эффекты не учитывает). В соответствии с развитыми представлениями эту величину можно рассчитать по формуле [6]

$$\Delta E\left(\Delta N\right) = E^{e}_{обм} + E^{h}_{обм} + E^{e}_{корр} + E^{h}_{корр}. \quad (4)$$

Для нахождения обменной энергии использовалось приближение Хартри–Фока, которое учитывает взаимодействие однотипных частиц с параллельными спинами [6]

$$E^{e,h}_{обм} = -\frac{3}{4}\frac{e^2}{\pi\varepsilon}P_F \approx -0,8\frac{e^2}{\varepsilon}\Delta N^{1/3}, \quad (5)$$

где P_F — квазиимпульс носителя на поверхности Ферми, $P_F=(3\pi^2\Delta N)^{1/3}$;
e — заряд электрона;
ε — диэлектрическая проницаемость.

Для нахождения корреляционной энергии, учитывающей взаимодействие частиц с антипараллельны-

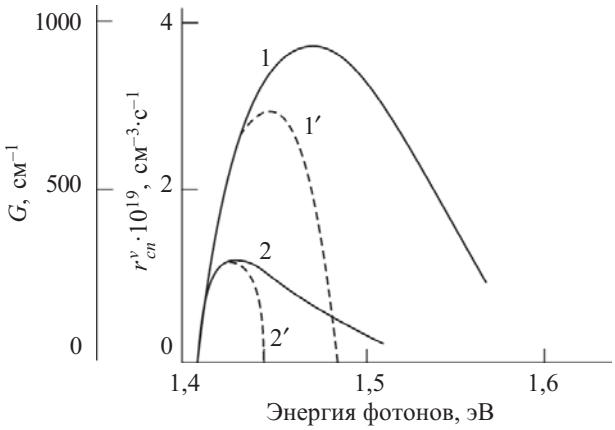


Рис. 4. Спектральные зависимости скорости рекомбинации r^{v}_{cn} (*1*, *2*) и коэффициента оптического усиления G (*1′*, *2′*) для межзонных переходов свободных носителей в зону тяжелых (*1*, *1′*) и легких (*2*, *2′*) дырок в GaAs при 300 К и $N_0=3\cdot10^{16}$ см$^{-3}$

Результаты расчетов параметров излучения лазеров при 80 и 300 К

T, К	$\Delta N_{пор}$, см$^{-3}$	$R_{пор}$, см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$	$j_{пор}$, А/см^2	$B_{зз}$, см^3/с	g, см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$
80	$2{,}08\cdot10^{17}$	$5{,}4\cdot10^{25}$	0,52	$1{,}25\cdot10^{-9}$	$1\cdot10^{26}$
300	$1{,}33\cdot10^{18}$	$3{,}6\cdot10^{26}$	3,24	$2{,}0\cdot10^{-10}$	$1{,}1\cdot10^{26}$

ми спинами, используем интерполяционную формулу Вигнера [7]:

$$E^{e,h}_{корр} = \frac{0{,}88}{r/a_Б + 7{,}8}\frac{e^2}{2\varepsilon a_Б}, \qquad (6)$$

где r — расстояние между частицами;
$a_Б$ — боровский радиус электрона или дырки.

В стационарных условиях скорость рекомбинации R равна скорости генерации пар g, которая связана с плотностью тока j соотношением

$$g/\beta=(1-\sigma)E_0 j/(3E_g x_0 e),$$

где β — внутренний квантовый выход излучения;
$(1-\sigma)=0{,}75$ — коэффициент, учитывающий вторичную электронную эмиссию;
x_0 — глубина проникновения электронов.

Поскольку типичные значения коэффициента усиления G в лазерах данного типа составляют 30—100 см$^{-1}$, для сопоставления расчетов с экспериментом скорость рекомбинации $R=\int r^v_{сп}\,dv$ рассчитывалась для G=40 см$^{-1}$ и β=1. Результаты расчета пороговых значений величин $\Delta N_{пор}$, $R_{пор}$, $j_{пор}$ при 80 и 300 К, коэффициента межзонной излучательной рекомбинации $B_{зз}=R_{пор}/(\Delta N_{пор})^2$ и скорости генерации g для j =1 А/см^2 приведены в **таблице**.

Следует отметить, что величина $B_{зз}$ может быть также рассчитана с использованием силы осциллятора F для межзонных переходов по формуле

$$B_{зз} = \frac{(2\pi)^{1/2}\,he^2 n}{c^3 m^{5/2}\,(kT)^{3/2}}FE_g^2, \qquad (7)$$

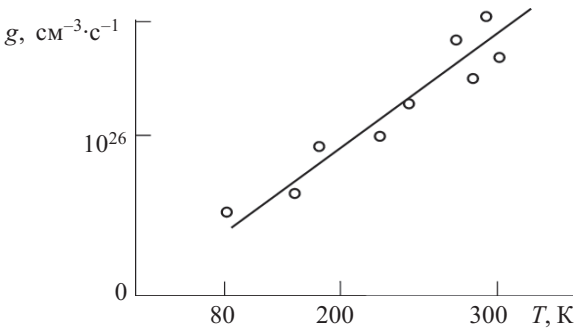


Рис. 5. Температурная зависимость порогового уровня возбуждения в нелегированном (N=1,6·10^{16} см$^{-3}$) оптически однородном ($\Delta n\approx10^{-4}$) эпитаксиальном образце GaAs: — — расчетная зависимость при $g \sim T^{3/2}$, $G_{пор}$=40 см$^{-1}$; o — результаты эксперимента

где $F=1+\frac{m_0}{m_e}+\frac{m_0}{m_h}$.

С увеличением накачки, как правило, налюдается уменьшение $B_{зз}$, обусловленное тем, что вследствие выполнения закона сохранения импульса в рекомбинации участвует только часть неравновесных электронов и дырок, поскольку дырки занимают значительно больший объем в пространстве квазиимпульсов, чем электроны. Как видно из **рис. 5**, полученная расчетная зависимость $g_{пор}(T)$ близка к экспериментальной.

Анализ результатов

Появление тонкой структуры спектров лазерного излучения в чистых кристаллах может быть обусловлено участием в процессах рекомбинации не только «тяжелых», но и «легких» дырок. Из рис. 4 видно, что полосы усиления для перехода в зоны легких и тяжелых дырок энергетически разделены, причем в случае перехода в зону тяжелых дырок коэффициент усиления больше. Исследования показали, что линии $E1$ и $E2$ наблюдаются только в лазерах с межзонным механизмом излучательных переходов: в гомолазерах, область возбуждения в которых однородна, и в гетеролазерах, в которых рабочий слой и подложка образуют диэлектрический волновод.

Дифференциальная квантовая эффективность η_d лазеров на основе чистых оптически однородных кристаллов GaAs не достигала пороговых значений и при 80 К составляла 20%. С ростом температуры величина η_d уменьшалась и при 300 К составляла 10%. Это существенно меньше значений, полученных для легированных кристаллов GaAs n-типа на переходе «вырожденная зона проводимости — мелкий акцептор», где $\eta_d \approx$ 30% при 300 К. При определенных условиях наблюдалось насыщение ватт-амперных характеристик, особенно при 300 К (**рис. 6**).

Как известно, одним из основных механизмов снижения эффективности нелегированных активных сред с увеличением температуры является поглощение из-

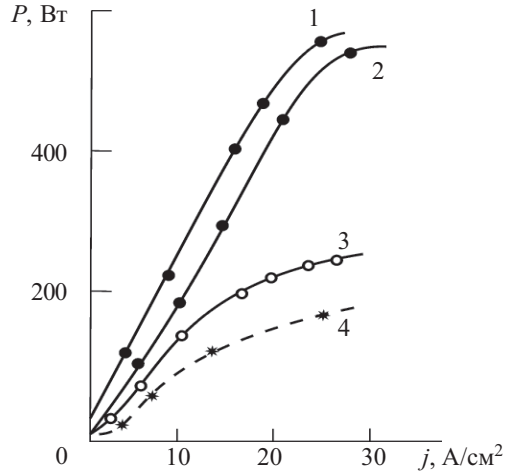


Рис. 6. Зависимость мощности излучения P лазеров из оптически однородного ($\Delta n\approx10^{-4}$) GaAs (*1*, *3* — N_0=3·10^{16} см$^{-3}$; *2*, *4* — N_0=1,6·10^{16} см$^{-3}$) от плотности тока возбуждения при 80 К (*1*, *2*) и 300 К (*3*, *4*)

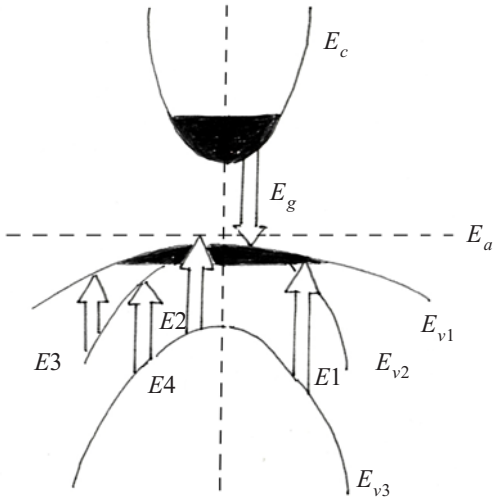


Рис. 7. Схема переходов при внутризонном поглощении собственного лазерного излучения ($E1$) и при поглощении на акцепторных уровнях ($E2$), E_{vi} — уровни в валентной зоне

лучения неравновесными носителями, особенно дырками. Основной вклад в этот вид потерь вносит внутризонное поглощение, обусловленное переходами между отщепленной валентной подзоной E_{v3} и зоной тяжелых дырок E_{v1} — переход $E1$ (**рис. 7**). Например, в GaAs при 300 К величина поглощения неравновесными электронами α^e_{cn} составляет всего 5—10 см$^{-1}$, в то время как поглощение через внутризонные переходы в валентной зоне α^h_{cn} будет составлять 30 см$^{-1}$ (Δp=1,5·10^{18} см$^{-3}$), а при 80 К из-за меньших значений $\Delta p_{пор}$ (1,3·10^{17} см$^{-3}$) эти потери будут меньше и составят 10 см$^{-1}$ [5]. Для электронов эта величина еще меньше — порядка единиц обратных сантиметров. Дополнительные потери, особенно при 80 К, могут быть связаны с переходами E_2 из отщепленной валентной подзоны E_{v3} на уровни мелких акцепторов E_a (рис. 7). Возможны также переходы из отщепленной подзоны в зону легких дырок E_4 и из зоны легких дырок в зону тяжелых дырок E_3, однако они менее вероятны и могут оказывать заметное влияние только при очень высоких уровнях возбуждения. В GaAs при 300 К суммарные потери $\alpha=\alpha^e_{cn}+\alpha^h_{cn}+\alpha_{дифр}$ составляют 40—50 см$^{-1}$, что приблизительно вдвое превышает краевые потери

$$\alpha_{кр}=\frac{1}{L}\ln\frac{1}{R}=20...25\ см^{-1}.$$

Тогда внешняя дифференциальная квантовая эффективность η_d составит практически третью часть от внутренней η_i:

$$\eta_d = f\eta_i=\eta_i/(1+\alpha/\alpha_{кр})\approx\eta_i/3,$$

где f — функция выхода излучения.

Все это свойственно оптически однородным радиационно модифицированным кристаллам GaAs.

***

Таким образом, исследовано влияние уровня возбуждения и температуры на параметры излучения лазеров, созданных на основе модифицированных с помощью радиационных технологий кристаллов GaAs n-типа с высокой оптической однородностью.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Ленков С. В., Мокрицкий В. А., Гаркавенко А. С. Радиационное управление свойствами материалов и изделий опто- и микроэлектроники.— Одесса: Друк, 2003. [Lenkov S. V., Mokritskiy V. A., Garkavenko A. S. Odessa. Druk. 2003]

2. Гаркавенко А. С., Зубарев В. В., Ленков С. В. и др. Новые лазерные методы, средства и технологии.— Одесса: Астропринт, 2002. [Garkavenko A. S., Zubarev V. V., Lenkov S. V. et al. Odessa. Astroprint. 2002]

3. Видолоб В. В., Гаркавенко А. С., Ленков С. В., Мокрицкий В. А. Лазеры в метрологии полупроводников.— Одесса: Атлант, 2006. [Vidolub V. V., Garkavenko A. S., Lenkov S. V., Mokritskiy V. A. Odessa. Atlant. 2006]

4. Богданкевич О. В., Дарзнек С. А., Елисеев П. Г. Полупроводниковые лазеры.— М.: Наука, 1976. [Bogdankevich O. V., Darznek S. A., Eliseev P. G. Moscow. Nauka. 1976]

5. Гаркавенко А. С., Ленков С. В., Мокрицкий В. А., Пашков О. С. Полупроводниковые лазеры с электронной накачкой. Т. 1. Механизм генерации, свойства излучения.— Одесса: Полиграф, 2006. [Garkavenko A. S., Lenkov S. V., Mokritskiy V. A., Pashkov O. S. Odessa. Poligraf. 2006]

6. Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей.— М.: Мир, 1967. [Pines D. Moscow. Mir. 1967]

7. Shah J. Not electrons and photons under figh intensity photoexcitation of semiconductors // Sol. Stat. Electron.— 1978.— Vol. 21.— N 1.— P. 43—50.

8. Гаркавенко А. С., Мокрицкий В. А. Расчет коэффициента поглощения ИК-излучения свободными носителями заряда в полупроводниках // Технология и конструирование в электронной аппаратуре, 1995.— № 1.— С. 36—37. [Garkavenko A. S., Mokritskiy V. A. // Tekhnologiya i Konstruirovanie v Elektronnoi Apparature. 1995. N 1. P. 36]

К. т. н. А. П. АЛИЕВА[1], д. т. н. Ф. К. АЛЕСКЕРОВ,
к. ф.-м. н. С. Ш. КАХРАМАНОВ

УДК 621.382.001

Азербайджан, г. Баку, [1]Азербайджанский технический университет,
НПО «Селен» НАНА
E-mail: almaz46@mail.ru

Дата поступления в редакцию
24.05 2011 г.

МЕЖСЛОЕВЫЕ ПРИМЕСНЫЕ НАНОКОМПОЗИТЫ ПОВЕРХНОСТИ (0001) КРИСТАЛЛА Bi_2Te_3, ЛЕГИРОВАННОГО ЦИНКОМ И СЕЛЕНОМ

В процессе роста и кристаллизации легирующих элементов в межслоевом пространстве кристалла образуются нанокомпозиты, вырастающие перпендикулярно базовой плоскости, что приводит к появлению новых электронных свойств кристалла.

В кристаллах $A_2^V B_3^{VI}$ в случае отклонения от стехиометрии за счет избытка халькогена образуются межслоевые нановключения [1—4], которые концентрируются вокруг дефектов и на дислокациях. Легирование кристаллов позволяет получать нанокомпозиты как между слоями сплавов $A_2^V B_3^{VI}$<примесь>, так и на поверхности кристаллов. Сочетание на микроскопическом уровне металлических и полупроводниковых слоев приводит к появлению новых термоэлектрических и электронных свойств кристаллов [1, 5, 6].

Для достижения желаемых свойств кристаллов необходимо определить оптимальные размеры межслоевых нанообъектов, их ориентацию и взаимное расположение. Исследования следует сосредоточить не только на наноразмерных частицах, структурах и сверхрешетках, но и на объемных нанокомпозитах, включая слоистые кристаллы Bi_2Te_3 с межслоевыми наноразмерными структурами [7].

Получение наноструктурированных систем $A_2^V B_3^{VI}$<Zn, Se> и изучение механизма межслоевого взаимодействия может открыть путь не только к выявлению в них новых электронных свойств, но и к управлению уровнем Ферми как в объеме, так и в приповерхностном слое, что очень перспективно в свете использования этих материалов в качестве топологических изоляторов [8]. В последнее время идут интенсивные исследования влияния террасоподобных пошаговых поверхностных структур, наноигл и локализации заряда на поведение топологического изолятора на основе халькогенидов Bi и Sb и характеристики поверхностных состояний.

Высокоразрешающие методы микроскопии позволили авторам [8—13] изучить процессы роста и самоорганизации наночастиц примесей в местах обрыва линейных дислокаций в топологических изоляторах $A_2^V B_3^{VI}$.

Помимо изучения морфологии поверхности (0001) квинтетов в $A_2^V B_3^{VI}$, также представляет интерес изучение природы химической связи примеси с атомами полуметалла, образующего террасоподобную дефектную плоскость, и «оборванных» связей.

Целью настоящей работы было проведение наноструктрурирования и выявление морфологических особенностей межслоевых поверхностей (0001) Bi_2Te_3<Zn, Se>.

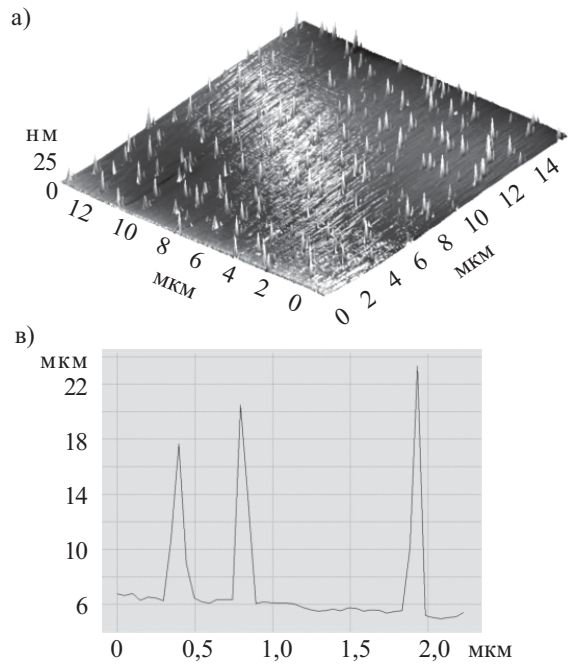
Наиболее вероятными местами скопления и зарождения нанофрагментов на основе примесей могут быть дефектные центры на поверхности (0001) Bi_2Te_3 [2, 6], линейные и винтовые дислокации, вакансии Te и Bi, и, конечно, межслоевое пространство (Ван-дер-Ваальсовы щели) $Te^{(1)}$—$Te^{(1)}$ кристалла.

Структура скола базовой поверхности изучалась методом атомно-силовой микроскопии (**АСМ**) на микроскопе марки Solver Next. Рентгенодифрактометрические исследования состава материалов проводились на дифрактометре фирмы Philips Panalytical (XRD).

Морфология поверхности (0001) Bi_2Te_3<Zn> представлена на **рис. 1**. Межслоевые наноструктурные элементы (**МНСЭ**) здесь состоят, в основном, из Zn и ZnTe и представляют собой пирамидальные и конусообразные структуры с максимальной высотой 20 нм и размером основания до 150 нм (такие размеры оптимальны для квантовой точки). Изображения других межслоевых нанофрагментов показаны на **рис. 2**.

Были проанализированы трехмерные АСМ-изображения поверхности (0001) Bi_2Te_3<Se>, имеющей ступенчатую форму (**рис. 3**), в которых заметны структурные элементы разной высоты и площади (нижняя ступень обведена справа). На рисунке видно, что структурные элементы в процессе самоорганизации приобрели особые формы и расположились упорядоченно. Наибольшие «пирамиды роста» имеют размеры 10—15 нм. Большие размеры МНСЭ могут соответствовать местам их самоорганизации в пустотах, соответствующих обрывам краевых дислокаций.

В целом, вне зависимости от примесей, в системе Bi_2Te_3<Zn, Se> вырастают структурные элементы следующих типов: нанообъекты, содержащие наночастицы малых размеров (5—10 нм); одиночные элементы размерами от 10 до 20 нм и более, представляющие собой высокие единичные нановыступы, перпендикулярные поверхности (0001) Bi_2Te_3, МНСЭ с различной плотностью распределения Zn и Se.



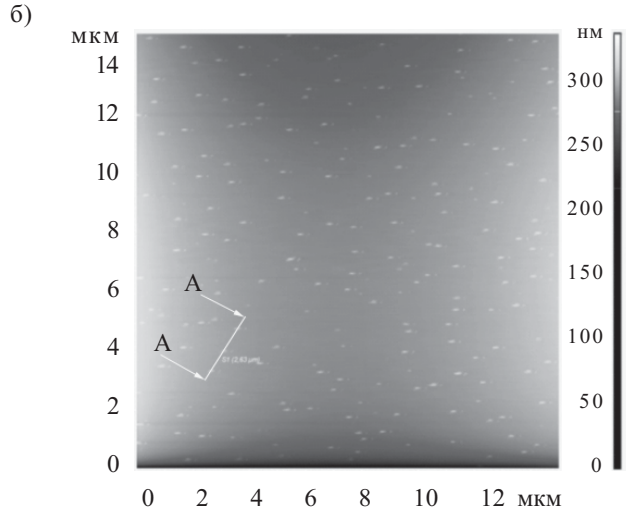
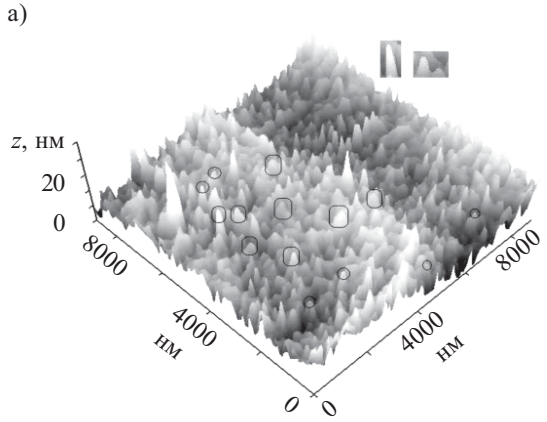


Рис. 1. Трехмерное (*а*) и планарное (*б*) АСМ-изображения нанофрагментов поверхности Bi_2Te_3<Zn>, а также профилограмма распределения примесей по сечению АА (*в*)



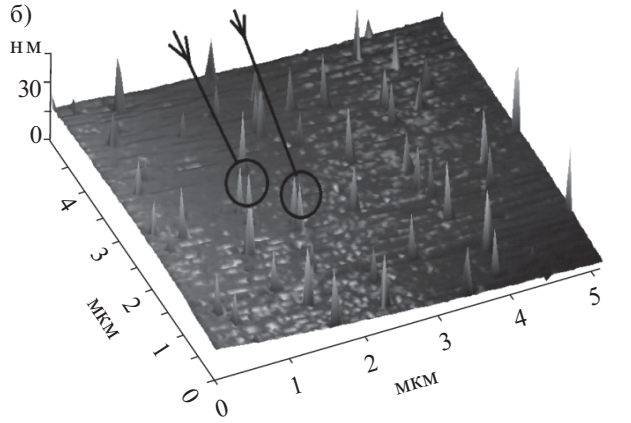


Рис. 2. АСМ-изображение фрагментов поверхности Bi_2Te_3<Zn> (*а*) и Bi_2Te_3<Se> (*б*)

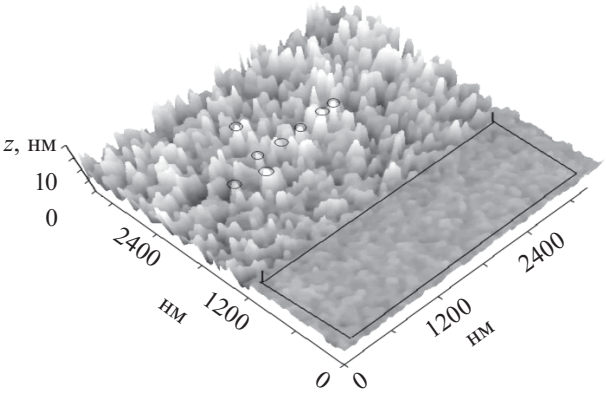


Рис. 3. АСМ-изображение ступенчатой поверхности Bi_2Te_3<Se>

На **рис. 4** показана «гофрированная» область наноступенек, состоящая из сближенных и подобных друг другу геометрических структурных фигур. Здесь видно, что нанообъекты этого класса в трехмерном приближении можно моделировать с помощью единичных наноступенек. Предполагаемые пути диффузии частиц и их агрегации с дальнейшим образованием нанофрагментов, по всей вероятности, связаны с процессом заполнения примесями мест вокруг дислокационных ям и вакансий Te на поверхности (0001) Bi_2Te_3. Начало формирования наноячеек происходит в процессе диффузии примесей вдоль базовой поверхности (0001) межслоевого пространства $Te^{(1)}$—$Te^{(1)}$ и в процессе роста межслоевых элементов с поверхности на вакансиях Te на теллуридных квинтетах.

При взаимодействии и соприкосновении элементов друг с другом образуются поверхности на базисной плоскости (0001), что наглядно отразилось на их топографии. Когда процесс коагуляции достигает сво-

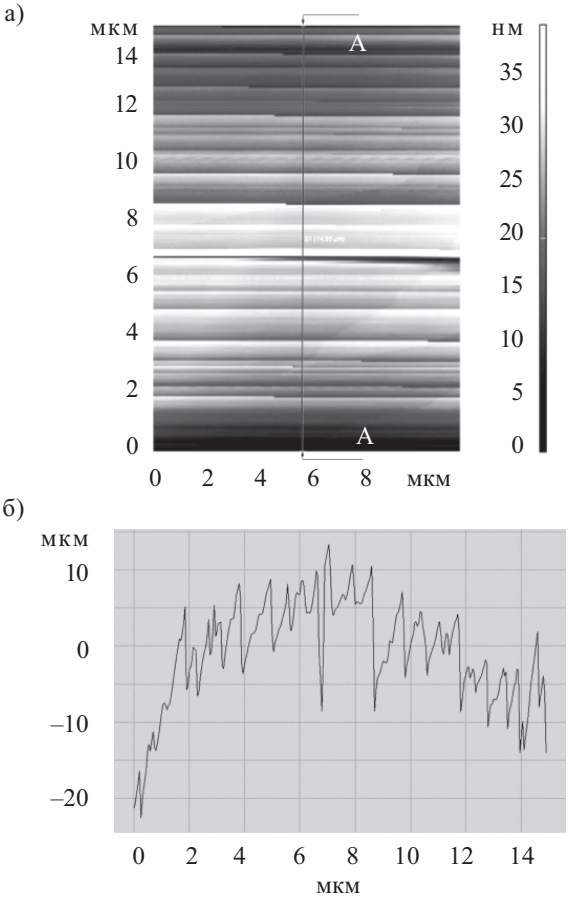


Рис. 4. Двумерное изображение наноступеней в Bi_2Te_3<Se> (*а*) и фрактальная профилограмма распределения террас в Bi_2Te_3 по сечению АА (*б*)

его пика, агрегирующие частицы создают «гофрированные» ступенчатые поверхности.

Из всех дефектов структуры поверхности (0001) Bi_2Te_3, которые могут стать центрами зарождения межслоевых наноструктурных элементов, необходимо отметить дислокации, характеризующиеся избыточной энергией упругой деформации. Поскольку Bi_2Te_3 содержит винтовую дислокацию [2], его рост происходит путем присоединения атомов к торцу ступени, оканчивающейся на краевой дислокации. При этом атомные ступени обрываются на концах краевых дислокаций, образуя уширенную структуру высотой около 10 нм. В этих местах могут скапливаться любые примеси, формируя подобные обнаруженным на фотографиях нанообъекты, которые могут образовывать ковалентно-ионные связи с атомами $Te^{(1)}$. Последние оказываются более сильными, чем диполь-дипольные связи Ван-дер-Ваальса [4]. Для слоистого кристалла Bi_2Te_3<примесь> образование нанофрагментов в пространстве $Te^{(1)}$—$Te^{(1)}$, приводящее к переходной ковалентно-ионно металлической химической связи, может оказаться чувствительным к зонной структуре. О природе такой химической связи между слоями в сплавах типа Bi_2Te_3<Cu> упоминалось в [11].

Рентгенодифрактограмма поверхности скола кристалла Bi_2Te_3, легированного Zn, показала рефлексы не только от Bi_2Te_3, но и от Zn, а также от ZnTe. В системе Bi_2Te_3<Se> заметны рефлексы также от Se и Bi_8Se_9 .

Проведенный анализ может помочь прояснить механизм формирования реального поверхностного слоя, состоящего из террас с высотой ступени, кратной размеру квинтета ($Te^{(1)}$–Bi–$Te^{(2)}$–Bi–$Te^{(1)}$) Bi_2Te_3, как предполагается в [10]. Взаимодействие Bi_2Te_3 с электроположительными примесями может привести к пассивированию террасы за счет образования химической связи с висмутом террас и позволит управлять положением уровня Ферми в данных системах [8, 10].

Формирующиеся начальные точки роста нанообъектов, самоорганизуясь, создают основу для описанных МНСЭ, которые далее вырастают перпендикулярно поверхности до «встречи» с такими же элементами с другой стороны теллуридного квинтета плоскости (0001) Bi_2Te_3.

Растущая грань целиком состоит из межслоевых наноструктурных элементов (см. рис. 1—3). Склоны с острыми пирамидами отклонены от грани на определенные углы, что характерно для вициналов [3].

Однако здесь может возникнуть вопрос о существовании относительно простой ориентации плоскостей (0001) Bi_2Te_3 и Zn, т. е. возможны ли ориентационные соотношения, когда плоскости Zn параллельны базовой плоскости (0001) Bi_2Te_3.

Следовательно, формирование на межслоевой поверхности (0001) Bi_2Te_3<Zn, Se> наночастиц можно рассматривать как эволюционный процесс, стадии которого развиваются в следующей последовательности:

— переход наночастиц из внутрислоевых квинтетов в межслои;

— химическое взаимодействие внедренных атомов примеси с окончаниями винтовых дислокаций Bi_2Te_3;

— выстраивание пирамид различной размерности с общей фрактальной картиной распределения в Ван-дер-Ваальсовых щелях.

Особенностью таких процессов является то, что МНСЭ формируются путем последовательных физико-химических превращений, сопровождающихся изменением их состава и возникновением поверхностей между слоями $Te^{(1)}$—$Te^{(1)}$.

Природа самоорганизации нанообъектов из Zn и Se в Bi_2Te_3 одна и та же. Формирующиеся в межслоях нанокомпозиты, уменьшая теплопроводность Bi_2Te_3 и его твердого раствора (Bi_2Te_3–Bi_2Se_3), увеличивают термоэлектрическую эффективность кристалла.

Выводы

Проведенные исследования показали, что при легировании слоистых кристаллов нанофрагменты из цинка и селена формируются в режиме ступенчато-слоевого роста в направлении базисной поверхности. Высота ступенек и углублений колеблется от 10 до 20 нм, а латеральные размеры — до 50 нм.

Образуемые нанокомпозиты представляют собой «лес» отдельных «усов» — массив квантовых точек, прорастающих из плоскости (0001) Bi_2Te_3 <Zn, Se>. В более крупном масштабе они формируются в терасоподобные ступени, способные генерировать со-

стояние топологического изолятора за счет эффектов локализации и туннелирования заряда. Такое возникновение нанослоев может привести к появлению новых электронных свойств кристаллов.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Aleskerov F. K., Kakhramanov S. Sh. The peculiarities of thermoelectric properties of bismuth telluride with iron // Fizika.— Institute of Physics of Azerbaijan National Academy of Sciences, 2009.— Vol. XV, N 3.— P. 70—75.

2. Гольцман Б. М., Кудинов В. А., Смиронов И. А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3.— М.: Наука, 1972. [Goltsman B. M. Moscow. Nauka. 1972]

3. Лемлейн Г. Г. Морфология и генезис кристаллов.— М.: Наука, 1973. [Lemlein G. G. Moscow. Nauka. 1973]

4. Коржуев М. А. Механические свойства монокристаллов Bi_2Te_3<Cu> вблизи *p–n*-перехода // Физика твердого тела.— 1996.— Т. 38, № 3.— С. 883—888. [Korzhuev M. A. // Fizika tverdogo tela. 1996. Vol. 38. N 3. P. 883]

5. Devillard P., Stanley H. E., First-order branching in diffusion – limited aggregation // Physical Review. A.—1987.— Vol. 36, N 11.— P. 5359.

6. Шевельков А. В. Химические аспекты создания термоэлектрических материалов // Успехи химии РАН.— 2008.— Вып. 77.— С. 3. [Shevelkov A. V. // Uspekhi Khimii RAN. 2008. N. 77. P. 3]

7. Пшенай-Северин Д. А., Равич Ю. Н., Ведерников М. В. Искусственно анизотропный термоэлектрический материал с полупрводниковыми и сверхпроводящими слоями // Физика и техника полупроводников.— 2000.— Т. 34.— Вып. 10.— С. 1265—1269. [Pshenai-Severin D. A. // Fizika i Tekhnika poluprovodnikov. 2000. Vol. 34. N 10. P. 1265]

8. Winiarz Sz., Czajka R., Suto S. et al. STM and STS investigations of Bi_2Te_3 surface // Acta Physica A.— 2003.— Vol. 104, N 3–4.— P. 389.

9. Байзер М. В., Витунин В. Ю., Закурдаев И. В., Руденко А. И. Фасетирование поверхности арсенида галлия, близкой по ориентации к (100), в условиях неравновесного массопереноса // Физика и техника полупроводников.— 1998.— Т. 32, № 5, С. 527—533. [Baizer M. V. // Fizika i Tekhnika poluprovodnikov. 1998. Vol. 32. N 5. P. 527]

10. Еремеев С. В., Коротеев Ю. М., Чулков Е. В. Влияние атомного состава поверхности на электронные поверхностные состояния в топологическихизоляторах $A_2^{V}B_3^{VI}$ // Письма в ЖЭТФ.— 2010.— Т. 91, вып. 8.— С. 419—423. [Eremeiev S. V. // Pis'ma v ZhETF. 2010 Vol. 91. N 8. P. 419]

11. Alpichshev Zh., Analytis J. G., Chu J.-H. et al. STM imaging of a bound state along a step on the surface of the topological insulator Bi_2Te_3 // http://arxiv.org/abs/1003.2233v1.

12. Seo J., Roushan P., Beidenkopf H. et al. Transmission of topological surface states through surface barriers // Nature.— 2010.— Vol. 466.— P. 343—346. http://www.nature.com (doi: 10.1038/nature09189).

13. Ran Y., Zhang Y., Vishwanath A. Helical Metal Inside a Topological Band Insulator // Nature Physics.— 2009.— Vol. 5.— P. 298—303. http://arxiv.org/abs/0810.5121v1.

14. Коржуев М. А. О природе химической связи между слоями в сплавах типа Bi_2Te_3 // Сб. докл. VI Межгосударственного семинара «Термоэлектрики и их применения».— Россия, г. С.-Петербург.— 2002.— С. 139. [Korzhuiev M. A. // Sb. dokl. VI Mezhgosudarstvennogo seminara «Termoelektriki i ikh primeneniya». Russia. St. Petersburg. 2002. P. 139]

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

- Повышение помехоустойчивости бинаризации изображений фотошаблонов в пространстве вейвлет-преобразования (Украина, г. Одесса)
- Проектирование цифровых фильтров с независимым управлением фазочастотной характеристикой (Россия, г. Тольятти)
- Фоторефрактивные кристаллы в запоминающих устройствах оптоэлектронных процессоров корреляционного типа (Украина, г. Донецк)
- Математическая модель процесса избыточных измерений при непрерывном воздействии измеряемой физической величины на чувствительный элемент датчика (Украина, г. Киев)
- Сшивка полигонов на двухслойной печатной плате (Россия, г. Санкт-Петербург)
- Формирование полированной поверхности халькогенидов висмута и сурьмы (Украина, г. Киев)
- Модель алмазного СВЧ-транзистора (Россия, г. Фрязино)
- Исследование допустимой импульсной мощности кремниевой p^+–p–n^+-структуры от частоты импульса (Узбекистан, г. Ташкент)
- Метод определения радиационной стойкости интегральных схем с помощью низкоэнергетичного рентгеновского излучения (Украина, г. Киев)
- Природа переходов и механизмы генерации в лазерах с электронной накачкой на основе оптически однородных, радиационно легированных кристаллов CdS (Германия, г. Штутгарт)
- Измерительный преобразователь, индифферентный к хаотическому возбуждению чувствительного элемента (Беларусь, г. Минск)

- Реализация и исследование непрерывной и импульсной синхронизации работы генераторов Чуа (Украина, г. Черновцы)
- Многозондовое подключающее МЭМС-устройство для контроля компонентов с матричными шариковыми выводами (Украина, г. Харьков, г. Львов)
- Система искусственного интеллекта технической диагностики фотошаблонов (Украина, г. Одесса)

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

К. т. н. Е. В. АНДРОНОВА, к. т. н. Е. А. БАГАНОВ, к. т. н. В. В. КУРАК

Украина, Херсонский национальный технический университет
E-mail: vk_74@mail.ru

УДК: 621.362:621.383

Дата поступления в редакцию
30.05 2011 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР InSb, СФОРМИРОВАННЫХ В МАТРИЦЕ GaSb

Исследованы эпитаксиальные структуры, состоящие из матрицы GaSb, в объеме которой методом импульсного охлаждения насыщенного раствора-расплава сформированы низкоразмерные структуры из InSb.

В настоящее время одним из направлений развития электроники является создание нового класса полупроводниковых материалов и приборов на основе низкоразмерных структур (**НС**), важнейшие характеристики которых, в том числе и оптические, определяются эффектами размерного квантования.

При формировании НС методами жидкофазной эпитаксии (**ЖФЭ**) требуется сравнительно низкая температура насыщения жидкой фазы для обеспечения незначительной равновесной концентрации растворенного вещества. Из-за повышенной вязкости раствора-расплава при низкой температуре его, как правило, не удается полностью удалить с поверхности структуры после завершения процесса выращивания. То есть методами ЖФЭ получить НС без покрывающего эпитаксиального слоя весьма проблематично. Однако это легко реализуется при использовании традиционных технологий — молекулярно-лучевой эпитаксии или осаждения из паров металлорганических соединений.

Наличие покрывающего слоя на поверхности низкоразмерных структур, полученных ЖФЭ, затрудняет применение методов непосредственного наблюдения и исследования параметров НС, таких как, например, туннельная микроскопия. В то же время, влияние характерных размеров НС на энергетическое положение, полуширину и ряд других параметров полос фотолюминесценции (**ФЛ**) позволяет использовать ФЛ в качестве косвенного метода неразрушающего контроля таких структур [1].

Целью настоящей работы являлась оценка параметров НС InSb, сформированных методом импульсного охлаждения насыщенного раствора-расплава в матрице GaSb, на основе анализа спектров ФЛ.

Методика эксперимента

Выращивание НС InSb в матрице GaSb осуществляли на подложках антимонида галлия с ориентацией (111) [1, 2]. Температура насыщения раствора сурьмы в расплаве галлия составляла 300°С. Структуру InSb с эффективной толщиной около 5 нм формировали на буферном эпитаксиальном слое намеренно не легированного *p*-GaSb. После этого осуществляли кристаллизацию тонкого (около 0,2 мкм) покрывающего слоя нелегированного антимонида галлия, выполняющего роль широкозонного оптического окна для вывода люминесцентного излучения.

ФЛ образцов возбуждалась лучом гелий-неонового лазера ЛГ-126 ($\lambda_{изл}$=1,15 мкм), прошедшим через механический модулятор с частотой модуляции порядка 2 кГц. Сигнал ФЛ диспергировался однорешеточным монохроматором МДР-3 с дифракционной решеткой разрешением 300 штрих/мм и регистрировался в режиме синхронного детектирования охлаждаемым фотосопротивлением PbS. Ширина входной и выходной щели монохроматора устанавливалась равной 0,1 мм. Измерение спектров ФЛ проводили в волновом диапазоне 1,3—2,8 мкм при значениях температуры 77, 100, 120 и 300 К, а также в диапазоне интенсивности возбуждающего излучения от 6 до 12 мВт. Мощность возбуждающего излучения определялась измерителем мощности лазерного излучения ИМО-3. Диаметр светового зонда составлял до 500 мкм.

Результаты и обсуждение

Спектры ФЛ полученных структур представлены на **рис. 1**. Энергетическое положение наблюдаемых полос ФЛ в общем случае можно объяснить реализацией излучательных переходов в объемном антимониде галлия, в твердых растворах $In_xGa_{1-x}Sb$, а также в низкоразмерных структурах InSb. В связи с этим для идентификации полос ФЛ анализировали значения полуширины полос *1—5*, их поведение при изменении температуры и интенсивности возбуждающего излучения. Измерение спектров ФЛ полученных структур при различных значениях температуры и интенсивности возбуждающего излучения позволило выделить группы полос ФЛ со сходным характером зависимости интенсивности (**рис. 2**).

В [3] показано, что твердые растворы $In_xGa_{1-x}Sb$ имеют при 77 К полуширину полос излучения 50—120 мэВ. Поскольку полуширина полос *1, 2, 3, 4* и *5* полученных структур составляет 25, 40, 20, 20 и 9 мэВ, соответственно, понятно, что полосы не связаны с излучательной рекомбинацией в твердом растворе $In_xGa_{1-x}Sb$. Кроме того, интенсивность ФЛ твердых растворов $In_xGa_{1-x}Sb$ на два порядка ниже,

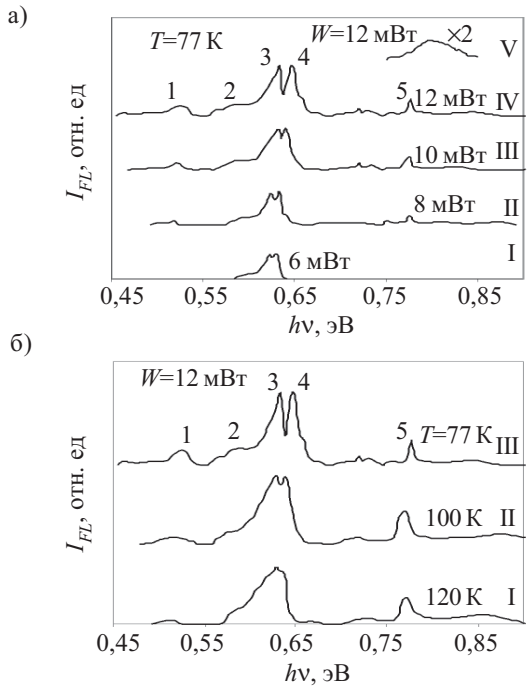


Рис. 1. Спектры ФЛ структур *p*-GaSb/*i*-InSb/*p*-GaSb (кривые I—IV) и *p*-GaSb (кривая V), полученные при различных значениях мощности возбуждающего излучения (*а*) и при различной температуре измерения (*б*)

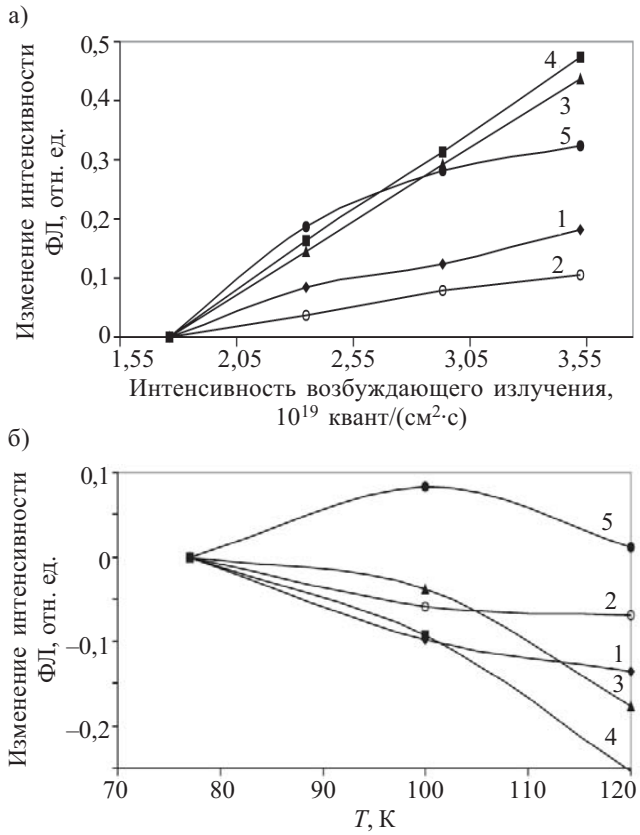


Рис. 2. Зависимости изменения интенсивности ФЛ полос *1—5*, представленных на рис. 1, от интенсивности возбуждающего излучения (*а*) и от температуры (*б*)

чем GaSb, что объясняется замещением атомов галлия атомами индия в узлах кристаллической решетки и, таким образом, уменьшением количества природных акцепторов $V_{Ga}Ga_{Sb}$, являющихся основными центрами излучательной рекомбинации в GaSb при 77 К [3 — 5]. Поэтому полосы *1—5* (см. рис. 1), у которых интенсивность ФЛ сравнима или в несколько раз больше, чем у антимонида галлия, также нельзя объяснить излучательными переходами в твердом растворе $In_xGa_{1-x}Sb$.

Излучательные переходы в антимониде галлия могут происходить через центры рекомбинации с различной энергией активации:

— 0,011—0,017 эВ, соответствующие неконтролируемым «фоновым» примесям Si, Ge и Mn;

— 0,03—0,035 эВ и 0,07—0,09 эВ, соответствующие первому и второму зарядовому состоянию природных структурных дефектов $V_{Ga}Ga_{Sb}$;

— 0,1 эВ, соответствующие дефектам $V_{Ga}Te$;

— 0,06 эВ, соответствующие дефектам $V_{Ga}Ga_{Sb}Te_{Sb}$ [4—8].

Из наблюдаемых полос ФЛ полученных структур только полоса *5* по энергетическому положению может, в принципе, соответствовать излучательным переходам в антимониде галлия с уровня первого зарядового состояния структурных дефектов $V_{Ga}Ga_{Sb}$. Однако полуширина полосы *5*, равная 9 мэВ, не соответствует полуширине $3kT$, указанной для таких переходов в [6, 9] (здесь k — постоянная Больцмана, T — температура). Поэтому, учитывая, что при используемых технологических режимах происходит кристаллизация InSb с толщиной эпитаксиальных слоев несколько нанометров, можно сделать вывод, что полосы ФЛ *1—5* связаны с наличием НС InSb в матрице GaSb.

Согласно [10, 11], в системах с рассогласованием по периоду решетки рост сплошных упругонапряженных эпитаксиальных слоев возможен лишь до некоторой критической толщины, которая в случае кристаллизации InSb на подложке GaSb составляет порядка 3 нм. При толщине слоев больше критической в условиях наличия растворителя энергетически выгодным является островковый рост [12]. Поскольку на плоскости (111) тангенциальный рост преобладает над нормальным, при превышении критической толщины наиболее вероятным будет формирование эпитаксиального слоя InSb в виде плоских дисков.

В связи с этим попытаемся объяснить природу наблюдаемых на спектрах ФЛ полос, рассматривая квантоворазмерные структуры InSb как плоские диски радиусом R_d и высотой H_d (где $R_d > H_d$), заключенные в матрицу GaSb.

Трехмерную волновую функцию электрона, находящегося в потенциальной яме, образованной такой структурой InSb, можно с учетом радиальной симметрии представить в виде [13]

$$\psi_e(x, y, z) = \psi_1(z) \cdot \psi_2(r), \quad (1)$$

где $\psi_1(z)$ и $\psi_2(r)$ — соответственно нормальная (в направлении высоты островка H_d) и латеральная (в направлении радиуса островка R_d) составляющие вол-

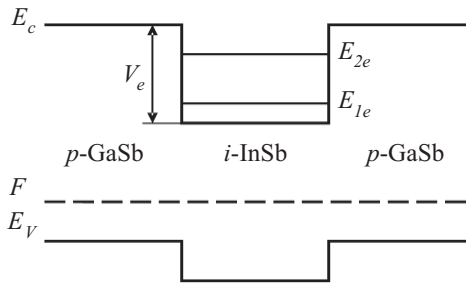


Рис. 3. Зонные диаграммы гетеросистем с НС InSb, сформированными в матрице *p*-GaSb

новой функции. Волновая функция дырок не рассматривалась в связи с отсутствием для них потенциальной ямы в структуре *p*-GaSb/*i*-InSb/*p*-GaSb (**рис. 3**).

Тогда уравнение Шредингера согласно [13] имеет вид

$$\left.\begin{aligned}
&\left[\frac{d^2}{dz^2}+\frac{2m_{e1}^*}{\hbar^2}\left(E_N-U^{(1)}(z)\right)\right]\psi_1(z)=0,\\
&\left[\frac{d^2}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d}{dr}+\frac{2m_{e2}^*}{\hbar^2}\left(E_L-U^{(2)}(r)\right)\right]\psi_2(r)=0,\\
&U^{(1)}(z)=V_eH\left(|z|-H_d/2\right),\\
&U^{(2)}(r)=\left[V_e-E_N\right]H\left(r-R_d\right),\\
&m_{e1}^*=m_{1e}^*+\left(m_{2e}^*-m_{1e}^*\right)H\left(|z|-H_d/2\right),\\
&m_{e2}^*=m_{1e}^*+\left(m_{2e}^*-m_{1e}^*\right)H\left(r-R_d\right),
\end{aligned}\right\}\qquad(2)$$

где $H(x)$ — функция Хевисайда;

V_e — величина потенциального барьера гетероперехода InSb–GaSb.

Для нормальной составляющей волновой функции решение уравнения Шредингера (2) преобразуется в трансцендентное уравнение для энергии квантования E_N

$$k_{11}\,\mathrm{tg}\left(k_{11}H_d-\frac{M\pi}{2}\right)=k_{21},\qquad(3)$$

где $k_{11}=\sqrt{\frac{2m_{1e}^*E_N}{\hbar^2}}$, $k_{21}=\sqrt{\frac{2m_{2e}^*\left(U^{(1)}-E_N\right)}{\hbar^2}}$, $M=0, 1, 2\ldots$.

Для латеральной составляющей энергия квантования E_L находится из уравнения

$$\begin{aligned}&k_{22}\cdot J_0\left(k_{12}R_d\right)K_1\left(k_{22}R_d\right)=\\&=k_{12}\cdot J_1\left(k_{12}R_d\right)K_0\left(k_{22}R_d\right),\end{aligned}\qquad(4)$$

где $k_{12}=\sqrt{\frac{2m_{1e}^*E_L}{\hbar^2}}$, $k_{22}=\sqrt{\frac{2m_{2e}^*\left(U^{(2)}-E_L\right)}{\hbar^2}}$;

J_0, J_1 — функции Бесселя первого рода;

K_0, K_1 — модифицированные функции Ганкеля.

Решения уравнений (3) и (4) представляют собой разрешенные энергетические уровни E_N, описываемые нормальной составляющей волновой функции ψ_1 (**рис. 4,** *а*), и уровни E_L, описываемые латеральной составляющей волновой функции ψ_2 (рис. 4, *б*), соответственно. Энергия уровней E_N отсчитывается от дна зоны проводимости антимонида индия, а энергия уровней E_L — от энергии квантования E_N.

Предположим, что полоса ФЛ *1* связана с рекомбинацией в структурах, образовавшихся в результате латеральной коалесценции дискообразных НС. Вклад латерального квантования в таких структурах мал, и рекомбинация происходит с энергетического уровня E_N. Поскольку в антимониде галлия одним из каналов излучательной рекомбинации является переход со дна зоны проводимости на уровни мелких «фоновых» акцепторов с энергией активации 9 мэВ (Ge, Si) [6, 9], полоса *1* связана с излучательными переходами электронов с энергетического уровня E_N на эти уровни. При увеличении мощности возбуждающего излучения также происходит рекомбинация носителей с квантового уровня E_N на уровни, расположенные вблизи потолка валентной зоны GaSb (см. рис. 3), что выражается в уширении полосы ФЛ *1* в коротковолновую область спектра. Исходя из решения уравнения Шредингера для нормальной составляющей волновой функции, находим, что полоса *1* соответствует высоте квантоворазмерных структур InSb $H_d \approx 5$ нм.

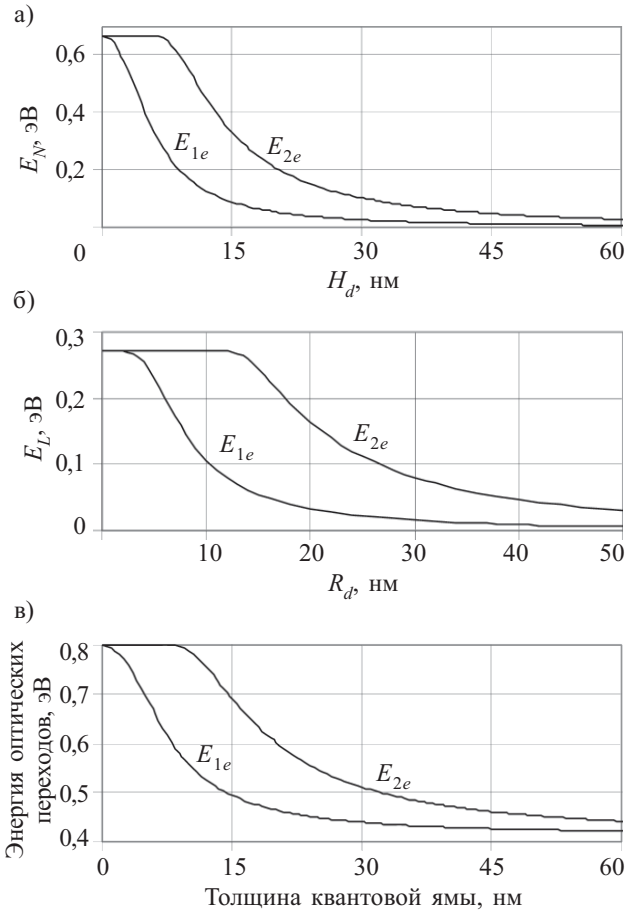


Рис. 4. Энергия квантования (*а*, *б*) и энергия оптических переходов (*в*) для нормальной (*а*) и латеральной (*б*) составляющих волновой функции, а также для волновой функции одномерной квантовой ямы (*в*)

Как видно из рис. 2, полосы ФЛ *3* и *4* имеют сходный характер зависимости интенсивности ФЛ как от интенсивности возбуждающего излучения, так и от температуры, т. е. излучательные переходы происходят с участием общего энергетического уровня. Предположительно полосы *3* и *4* соответствуют излучательным переходам электронов с энергетического уровня E_L в некоалесцировавших квантоворазмерных структурах на уровень мелких «фоновых» акцепторов (полоса *3*) и в валентную зону GaSb (полоса *4*). Из сопоставления энергетического положения полос *3, 4* и решения уравнения (4) находим значение R_d, равное 10 нм (см. рис. 4, *б*).

Наличие полосы ФЛ *2* с полушириной 40 мэВ можно объяснить излучательными переходами в экситонах с энергией связи 17 мэВ, которые образованы электронами, находящимися в потенциальной яме InSb, и дырками в валентной зоне GaSb.

Полоса ФЛ *5* соответствует рекомбинации носителей заряда с уровня квантования электрона в квантовой яме, которую образует смачивающий слой InSb [14], на уровень потолка валентной зоны антимонида галлия. Расчет энергии уровней квантования в смачивающем слое проводился аналогично расчету для нормальной составляющей волновой функции ψ_1, но с учетом механических напряжений, вызванных несоответствием периодов решетки слоя и подложки. Сравнение энергетического положения полосы *5* (см. рис. 1) и результатов расчета энергии квантования (см. рис. 4, *в*) показывает, что толщина смачивающего слоя составляет порядка 2 нм. При повышении температуры наблюдается несимметричное уширение полосы *5* в коротковолновую область. Аналогичное изменение формы полосы ФЛ смачивающего слоя описано в [15, 16].

Выводы

Таким образом, анализ спектра ФЛ эпитаксиальных структур показывает, что наблюдаемые полосы ФЛ связаны с излучательными переходами, реализующимися при участии квантовых состояний наноразмерных структур InSb. Удовлетворительное совпадение энергетического положения полос ФЛ с результатами расчета энергии возможных оптических переходов в НС дискообразной формы дает основание полагать, что НС InSb в матрице GaSb представляют собой плоские диски радиусом около 10 нм и высотой около 5 нм, формирующиеся на смачивающем слое антимонида индия толщиной примерно 2 нм.

Используемый в работе новый метод в сочетании с определенными технологическими условиями позволил получить вместо «классической» пленки, которая представляет собой твердый раствор двух соединений, островковую структуру из наноразмерных включений на поверхности подложки.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Марончук И. Е., Марончук А. И., Шорохов А. В. Наноразмерные слои GaAs, полученные при импульсном охлаждении насыщенного раствора-расплава // Письма в ЖТФ. — 1997. — Т. 23, вып. 17. — С. 82—86. [Maronchuk I. E., Maronchuk A. I., Shorokhov A. V. // Pis'ma v ZhTF. Vol. 23. N 17. P. 82]

2. Maronchuk I. Ye., Kurak V. V., Andronova E. V., Baganov Ye. A. Obtaining GaSb/InAs heterostructures by liquid phase epitaxy // Semiconductor Science and Technology — 2004. — Vol. 19.— P. 747—751.

3. Гайсинская Л. Б., Миргаловская М. С., Стрельникова И. А., Юнович А. Э. Излучательная рекомбинация в гетеропереходах GaSb-$Ga_{1-X}In_XSb$ // Физика и техника полупроводников.— 1975. – Т. 9, вып. 3.— С. 474—477. [Gaisinskaya L. B., Mirgalovskaya M. S., Strel'nikova I. A., Yunovich A. E. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 1975. Vol. 9. N. 3. P. 474]

4. Моисеев К. Д., Торопов А. А., Терентьев Я. В. и др. Фотолюминесценция твердых растворов $Ga_{1-X}In_XAs_YSb_{1-Y}$ ($0{,}08 < X < 0{,}22$), изопериодных с InAs // Физика и техника полупроводников.— 2000. — Т. 34, вып. 12. — С. 1432—1437. [Moiseev K. D., Toropov A. A., Terent'ev Ya. V. i dr. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. Vol. 34. N. 12. P. 1432]

5. Бирюлин Ю. Ф., Гермогенов В. П., Отман Я. И. и др. Влияние изовалентного легирования индием на «природные» акцепторы в антимониде галлия // Физика и техника полупроводников.— 1987. — Т. 21, вып. 6. — С. 1118—1124.[Biryulin Yu. F., Germogenov V. P., Otman Ya. I. i dr. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 1987. Vol. 21. N. 6. P. 118]

6. Gladkov P., Monova E., Weber J. Photoluminescence characterization of Te-doped GaSb layers grown by liquid-phase epitaxy from Bi melts // Semicond. Sci. Technol. — 1997. — Vol. 12. — P. 1409—1415.

7. Аверкиев Н. С., Филипченко А. С., Чайкина Е. И. Природа линий излучения нелегированного антимонида галлия // Физика и техника полупроводников.— 1982. — Т. 16, вып. 7. — С. 1273—1275. [Averkiev N. S., Filipchenko A. S., Chaikina E. I. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 1982. Vol. 16. N 7. P. 1273]

8. Виноградова Г. И., Гогаладзе Д.Т., Лошинский А. М. и др. Влияние легирования расплава-раствора гадолинием и алюминием на электрические и люминесцентные свойства эпитаксиальных слоев GaSb // Физика и техника полупроводников.— 1989. — Т. 23, вып. 9. — С. 1651—1653. [Vinogradova G. I., Gogaladze D.T., Loshinskii A. M. i dr. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 1989. Vol. 23. N. 9. P. 1651]

9. Зимогорова Н. С., Крячко И. В., Маткова И. И. и др. Некоторые особенности электролюминесценции эпитаксиальных гетероструктур в системе Al-Ga-Sb // Физика и техника полупроводников.— 1983. — Т. 17, вып. 3. — С. 517—520. [Zimogorova N. S., Kryachko I. V., Matkova I. I. i dr. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 1983. Vol. 17. N. 3. P. 517]

10. Леденцов Н. Н., Устинов В. М., Щукин В. А. и др. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. Обзор // Физика и техника полупроводников.—1998. — Т. 32, № 4.— С. 385—410. [Ledentsov N. N., Ustinov V. M., Shchukin V. A. i dr. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 1998. Vol. 32. N. 4. P. 385]

11. Shchukin V. A., Ledentsov N. N., Kop'ev P. S., Bimberg D. Spontaneous ordering of arrays of coherent strained islands // Phys. Rev. Letters. — 1995. — Vol. 75, N 16. — P. 2968—2971.

12. Okajima K., Tekeda K., Oyama N. et al. Phenomenological theory of semiconductor epitaxial growth with misfit-dislocations // Jpn. J. Appl. Phys. — 2000. — Vol. 39, N 9. — P. L917—L920.

13. Зегря Г. Г., Константинов О. В., Матвеенцев А. В. Структура энергетических квантовых уровней в квантовой точке, имеющей форму сплюснутого тела вращения // Физика и техника полупроводников.— 2003.— Т. 37, вып. 3.— С. 334—338. [Zegrya G. G., Konstantinov O. V., Matveentsev A. V. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 2003. Vol. 37. N 3. P. 334]

14. Bennet B. R., Shanabrook B. V., Thibado P. M. et al. Stranski-Krastanov growth of InSb, GaSb, and AlSb on GaAs, structure of the wetting layer // Journal of Crystal Growth. — 1997. — Vol. 175/176. — P. 888—893.

15. Хабаров Ю. В. Исследования физических явлений в полупроводниковых наноструктурах с использованием планарно-неоднородных слоев. Фотолюминесценция // Физика и техника полупроводников.— 2003.— Т. 37, вып. 3.— С. 339—345. [Khabarov Yu. V. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 2003. Vol. 37. N 3. P. 339]

16. Kamath K., Chervela N., Linder K. K. et al. Photoluminescence and time-resolved photoluminescence characteristics of $In_xGa_{(1-x)}As$/GaAs self-organized single- and multiple-layer quantum dot laser structures //Appl. Phys. Lett. — 1997.—Vol. 71, N 7. — P. 927—929.

Д. ф.-м. н. В. А. СМЫНТЫНА, д. ф.-м. н. О. А. КУЛИНИЧ,
к. ф.-м. н. И. Р. ЯЦУНСКИЙ, О. В. СВИРИДОВА, И. А. МАРЧУК

Украина, Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова
E-mail: yatsunskiy@gmail.com

УДК: 537.311.33:622.382.33

Дата поступления в редакцию
05.04 2011 г.

ВЛИЯНИЕ СЛОЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ НА МЕХАНИЗМЫ ТОКОПЕРЕНОСА В КОНТАКТАХ «МЕТАЛЛ — *p*-КРЕМНИЙ»

Увеличение толщины слоя поликристаллического p-кремния приводит к увеличению дрейфовой составляющей тока в зоне пространственного заряда контакта, возникающей вследствие увеличения поверхностной плотности рассеивающих барьеров, локализованных на границах соседних зерен.

Интерес к исследованию механизма токопереноса в контактах «металл — кремний» с барьером Шоттки в настоящее время обусловлен широким использованием таких контактных систем в микро- и наноэлектронике. Моделирование процессов токопрохождения сквозь барьер Шоттки имеет как практическое, так и теоретическое значение. С одной стороны, исследование механизмов прохождения тока через контакт «металл — кремний» с учетом реальной структуры барьерной области позволяет изучать фундаментальные вопросы электроники. С другой стороны, появляется возможность проектировать контакты, обладающие различными физико-технологическими свойствами.

Известно, что на границах «металл — кремний» и «диоксид кремния — кремний» локализованы напряжения, приводящие к возникновению пластической деформации [1]. Поэтому для указанных межфазных границ характерно существование переходной области, содержащей разупорядоченный поликристаллический кремний [2]. Ширина области поликристаллического кремния определяется уровнем локализованной пластической деформации, которая зависит, с одной стороны, от упругих параметров кремния, с другой — от параметров контактирующих материалов, толщины металла или диоксида кремния и наличия дефектов в исходном кремнии [3]. По мере перемещения от границы раздела вглубь кремния размеры зерен поликристалла увеличиваются, появляются дислокационные сетки и отдельные дислокации [2].

Если толщина области поликристаллического кремния намного меньше, чем ширина области пространственного заряда в кремнии, то эта область существенно не влияет на характер токопереноса и величину тока через контакты «металл — кремний». Однако когда толщина поликристаллического кремния соизмерима с шириной области пространственного заряда (**ОПЗ**) контактов «металл — кремний», поликристаллический кремний оказывает влияние на процессы токопереноса через контакт вследствие рассеяния носителей зарядов на симметричных электрических потенциальных барьерах, образованных двойными электрическими слоями на границах соседних зерен поликристаллов [4, 5].

Целью настоящей работы являлось изучение влияния толщины слоя поликристаллического кремния на механизмы токопереноса в контактах «металл — *p*-кремний».

Объекты и методы исследования

Вольт-амперные характеристики контактов «металл — *p*-кремний» со слоями разупорядоченного поликристаллического кремния различной толщины и без них определяли с помощью ртутного зонда.

Для получения слоя поликристаллического кремния пластины кремния КДБ-10 (100) предварительно окисляли в атмосфере «сухого» кислорода при температуре 1150°С. Полученные слои диоксида кремния имели толщину от 10 нм до 1,0 мкм. Затем слои SiO_2 удаляли в водном растворе плавиковой кислоты. На границе SiO_2 и кремния локализовывались пластические напряжения, приводящие к появлению слоя поликристаллического кремния различной толщины (в зависимости от толщины выращенного слоя SiO_2), которую контролировали элипсометрическим методом и методом электронной сканирующей микроскопии.

Изучение поверхности кремния после химической обработки проводились различными методами: для электронной сканирующей микроскопии (РЭМП) применяли микроскоп-анализатор Cam Scan-4D с системой энергетического дисперсионного анализатора Link-860 и программой «Zaf». Чувствительность прибора составляла 0,01% по массе, диаметр пучка — от $5\cdot10^{-9}$ до $1\cdot10^{-6}$ м.

Для ОЖЭ-спектроскопии использовали спектрометр LAS-3000 фирмы Riber с пространственной разрешающей способностью 3 мкм и энергетическим разрешением анализатора 0,3%.

Для оптических методов исследования применяли металлографический микроскоп ММР-2Р.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Как показал рентгеноструктурный анализ, проведенный в нашем предыдущем исследовании [6], поверхность кремния под оксидом имеет сильно разу-

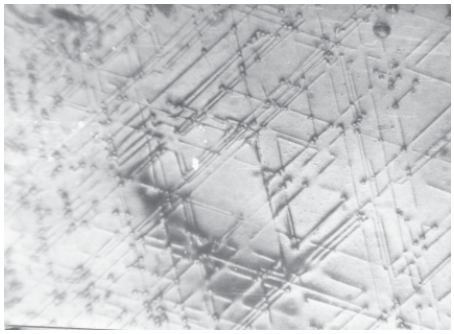


Рис. 1. Электронное изображение дислокационных сеток после обработки ИТ в течение 6 мин

порядоченную структуру, близкую к поликристаллической. Обработка поверхности кремния избирательным травителем (**ИТ**) приводит к появлению дислокационных сеток, которые можно наблюдать с помощью электронного микроскопа (**рис. 1**). Это свидетельствует о появлении упорядоченной кристаллической структуры кремния.

В результате формирования поликристаллического кремния непосредственно под диоксидом кремния были получены две разновидности образцов: у первой толщина d поликристаллической области была существенно меньше ширины ОПЗ W ($d_1 \approx$ 10 нм $<<W$), у второй — сопоставима с ней ($d \approx$ 1 мкм $\approx W$).

В первом случае при приложении положительного напряжения на ртутный зонд наблюдается уменьшение ширины ОПЗ и возрастание тока I. Из анализа ВАХ на **рис. 2**, *а* можно сделать вывод, что результирующий ток описывается законом $I \sim U^2$. При выращивании тонкого слоя диоксида кремния образуется тонкий слой поликристаллического кремния, который не влияет на механизм токопереноса и величину тока. В этом случае ток определяется двойной инжекцией в зону пространственного заряда: электронов из металла и дырок из кремния [7], при этом рассеяние в слое поликристаллического кремния пренебрежимо мало и не влияет на результирующий токоперенос.

Для образцов с $d \approx W$ при ширине ОПЗ 0,5—1,0 мкм и в отсутствие напряжения на зонде токоперенос осуществляется в зоне поликристаллического кремния. В этом случае границу раздела диоксида кремния и поликремния можно аппроксимировать моделью плотноупакованных дислокаций, на границе блоков которых образуется двойной барьерный слой.

Поскольку процессы туннелирования носителей зарядов сквозь потенциальные барьеры на границах кристаллов маловероятны, основным механизмом токопереноса в поликристаллическом кремнии в зоне ОПЗ, когда $d \approx W$, является рассеяние носителей зарядов на потенциальных барьерах. Это приводит к уменьшению подвижности носителей зарядов и ограничению тока. Из анализа формы прямой ветви ВАХ такой структуры (см. рис. 2, *б*) можно сделать вывод о том, что прямой ток изменяется по дрейфово-диффузионному механизму в соответствии с выражением $I \sim \mu \cdot \exp[qU/(kT)]$ [7].

Было замечено, что при больших значениях электрического напряжения, прикладываемого к контакту «Hg–*p*-Si», и значительной концентрации преципитированной примеси (более 1%) наблюдается значительный ток утечки. Этот ток связан с туннельным переносом заряда вдоль состояний, создаваемых преципитированными примесями, а его величина зависит от концентрации электрически активных примесей, локализованных на границах соседних кристаллитов [8].

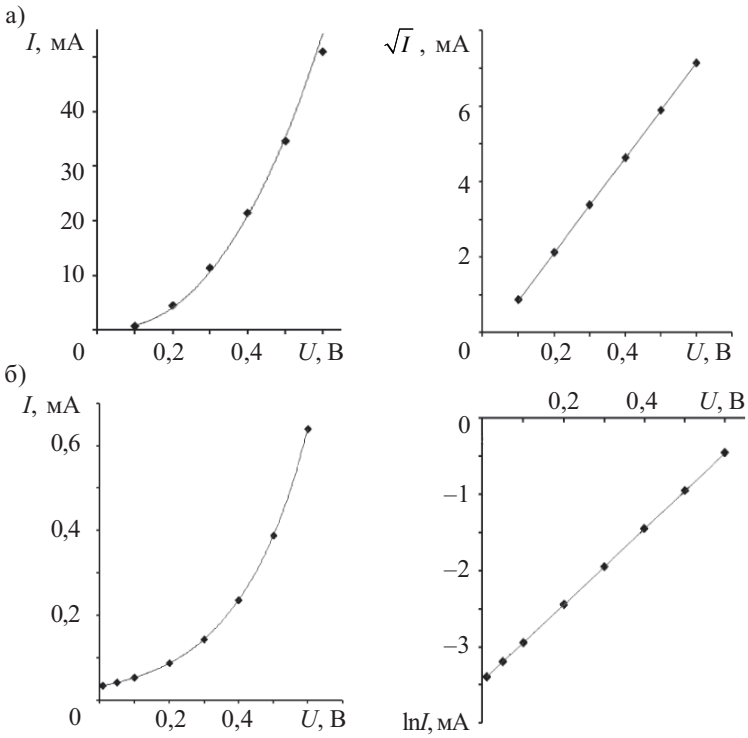


Рис. 2. ВАХ структуры Hg–*p*-Si в случаях когда $d<<W$ (*а*) и $d \approx W$ (*б*)

Известно, что малоугловые границы и границы кристаллитов представляют собой дислокационные стенки [9]. Скопление заряженных дислокаций на границах блоков приводит к образованию двумерных пространственных слоев заряда и к изгибу дна зоны проводимости, а также может привести к образованию проводящих каналов на границах кристаллитов. Степень изгиба дна зависит от величины заряда дислокаций и от разориентации соседних кристаллитов. Как показал Оже-анализ, дислокации и, как следствие, границы кристаллитов преципитированы кислородом. Концентрация кислорода была максимальна на границе «диоксид — кремний» и составляла приблизительно 6,4% (см. **таблицу**). Хорошо известно, что кислород в кремнии создает электрически активные донорные энергетические уровни при образовании комплексов «кислород — вакансия» при температуре около 1150°С [10]. Поскольку именно при этой температуре происходит термическое окисление кремния, можно предположить, что на границах кристаллитов кислород находится в электрически активном состоянии, т. е. возможен перенос заряда

Расчет Оже-спектра на границе раздела «SiO_2–Si» (без учета диоксида)

Элемент	Концентрация (%) на глубине	
	2—3 мкм	10—12 мкм
K	0	0
C	0.348	0,452
Na	0,05	0,04
Si	92,675	95,245
O	6,393	3,742

вдоль преципитированных примесями границ кристаллитов, как это было показано в [4].

***

Таким образом, на основе проведенных исследований установлено, что при увеличении толщины слоя поликристаллического *p*-кремния механизм токопереноса изменяется от двойного инжекционного, который описывается квадратичной зависимостью, к дрейфово-диффузионному, описываемому экспоненциальной зависимостью. Такое изменение связано с увеличением дрейфовой составляющей тока в зоне пространственного заряда контакта «металл — *p*-кремний», возникающей вследствие увеличения поверхностной плотности рассеивающих барьеров, локализованных на границах соседних зерен поликристаллов кремния.

На механизм токопереноса через контакт «металл — поликристаллический *p*-кремний» могут оказывать влияние присутствующие в *p*-кремнии электрически активные атомы примесей типа кислорода. Эти примеси, локализуясь на границах кристаллитов, создают дополнительные состояния в запрещенной зоне кремния, что увеличивает вероятность туннельного токопереноса. Установлено, что величина туннельного тока будет зависеть от концентрации электрически активных примесей, локализованных на границах соседних кристаллитов.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Кулинич О. А., Смынтына В. А., Глауберман М. А. и др. Влияние исходных дефектов на распределение механических напряжений и деформаций при окислении кремния // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2008.— № 5.— С. 62—64. [Kulinich O. A., Smyntyna V. A., Glauberman M. A. // Tekhnologiya i Konstruirovanie v Elektronnoi Apparature. 2008. N 5. P. 62]
2. Smyntyna V. A., Kulinich O. A., Glauberman M. A., Yatsunskiy I. R. The structure investigation of near–surface layers in silicon–dioxide silicon structure // Photoelectronics.— 2008.— N. 17.— P. 61—63.
3. Smyntyna V. A., Kulinich O. A., Yatsunskyi I. R., Marchuk I. A. Factors influencing the yield stress of silicon // Photoelectronics.— 2010.— N. 19.— P. 120—123.
4. Алиев Р. Инжекционное усиление фототока в поликристаллических кремниевых p^+–n–n^+-структурах // Физика и техника полупроводников.— 1997.— Т. 31, Вып. 4.— С. 425—426. [Aliev R. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 1997. Vol. 31. N 4. P. 425]
5. Кюрегян А. С. Краевые инверсионные каналы и поверхностные токи утечки в высоковольтных полупроводниковых приборах // Физика и техника полупроводников.— 2011.— Т. 45, Вып. 3.— С. 372—378. [Kuregyan A. S. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 2011. Vol. 45. N 3. P. 372]
6. Yatsunskiy I. R., Kulinich O. A. Complex destruction of near-surface silicon layers of Si-SiO_2 structure // Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics.— 2010.— Vol. 13, N4.— P. 418—421.
7. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Ч. 2.— М.: Мир, 1984. [Zi S. Moscow. Mir. 1984]
8. Кулініч О. А. Вольт-амперні характеристики структур метал – хімічно-модифікований кремній – *p*-кремній // Фізика і хімія твердого тіла.— 2006.— Т. 7, № 4.— С. 776—779. [Kulinich O. A. // Fizika i khimiya tverdogo tila. 2006. Vol. 7. N 4. P. 776]
9. Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках.— М.: Мир, 1974. [Matare G. Moscow. Mir. 1974]
10. Рейви К. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии.— М.: Мир, 1984. [Reivy K. Moscow. Mir. 1984]

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ

Эрентраут Д., Мейсснер Э., Боковски М. Технология выращивания кристаллов нитрида галлия / Под редакцией В. П. Чалого.— М.: Техносфера, 2011.— 384 с.

Книга представляет собой подробный обзор передовой технологии выращивания кристаллов нитрида галлия. Проведен анализ возможностей долгосрочного и краткосрочного применения объемных подложек на основе GaN, а также мотивация и задачи по внедрению соответствующей технологии в конкретные приборы. Книга написана командой из 45 специалистов, признанных лидеров науки и промышленности, и подготовлена опытными редакторами. Издание окажется незаменимым ресурсом для инженеров, исследователей и студентов, работающих в области выращивания кристаллов GaN и занимающихся обработкой и изготовлением приборов на их основе как в сугубо научных, так и промышленных целях.

Д. т. н. В. Я. НОСКОВ, К. А. ИГНАТКОВ, д. т. н. С. М. СМОЛЬСКИЙ[1]

Россия, Уральский федеральный университет (УПИ),
[1]Московский энергетический институт – ТУ (МЭИ–ТУ)
E-mail: nockov@oko-ek.ru, SmolskiySM@mail.ru

УДК 621.373.122:
621.396.962.23

Дата поступления в редакцию
18.07 2011 г.

АВТОДИННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ СВЧ-ГЕНЕРАТОРОВ ПРИ СИЛЬНОМ ОТРАЖЕННОМ СИГНАЛЕ

Выполнены расчеты и анализ характеристик автодинной системы, стабилизированной внешним высокодобротным резонатором, а также спектральных характеристик при условиях точной и неточной настройки резонатора и вариациях расстояния до отражателя.

В [1] нами была разработана математическая модель автодинного генератора при сильном отраженном сигнале, выполнены исследования влияния нагрузки и составляющих проводимости колебательной системы на формирование автодинного отклика. В настоящей работе стояла задача на основе этой модели исследовать влияние на автодинные характеристики внутренних свойств генератора, величины расстройки резонатора и вариаций расстояния до отражающего объекта.

Анализ автодинных характеристик при точной настройке стабилизирующего резонатора

Основными автодинными характеристиками СВЧ-генераторов, находящихся под воздействием собственного отраженного излучения, являются частотная $\chi_н(\tau_н)$[1], амплитудная $a_{н1}(\tau_н)$ и амплитудно-частотная $a_{н1}(\chi_н)$ характеристики автодина (сокращенно **ЧХА**, **АХА** и **АЧХ**, соответственно) [2—8]. Эти характеристики, нормированные относительно своих максимальных значений, обеспечивают возможность анализа особенностей формирования автодинного отклика при его выделении в виде полезного сигнала по вариациям амплитуды $a_{н1}(\tau_н)$ и частоты $\chi_н(\tau_н)$ колебаний при изменении нормированного времени $\tau_н$ запаздывания отраженного излучения на отдельных фрагментах расстояния s до отражателя. Еще одной важной характеристикой автодинов является фазовая $\delta(\tau_н)\equiv\delta(\chi,\tau_н)$ характеристика (**ФХА**), которая, как видно из выражения (13) в [1], зависит также от ЧХА (через относительные изменения частоты χ) и расстояния до отражателя (через целое число полуволн N до отражающего объекта). Рассмотрим первые три характеристики для случая точной настройки частоты стабилизирующего резонатора ω_{c2} на частоту ω_0 колебаний автономного генератора, т. е. когда его относительная расстройка ν=0, а также при условии малого расстояния до отражателя, полагая N=0.

Для расчета характеристик χ и a_1 как функций нормированного времени $\tau_н$, учитывающих также особенности поведения нагрузки и частотных зависимостей проводимости колебательной системы в условиях сильного отраженного сигнала, используем систему уравнений (11), (12) из [1]. Решение этой системы ищем с использованием математического пакета программ Mathcad. Для этого сначала находим решение для автодинных изменений частоты $\chi=\chi(\tau_н)$ трансцендентного уравнения (12) методом секущих итерационного алгоритма, реализованного в функции root. После подстановки полученных значений χ в уравнение (11) находим значения для переменной $a_1=a_1(\tau_н)$. Далее с помощью встроенной функции Maximize (f, x_1,…, x_m) в полученных функциях $a_1=a_1(\tau_н)$ и $\chi=\chi(\tau_н)$ находим локальные экстремумы a_{1m} и χ_m, которые для получения искомых автодинных характеристик используем в качестве нормирующего параметра: $a_{н1}(\tau_н)=a_1(\tau_н)/a_{1m}$ и $\chi_н(\tau_н)=\chi(\tau_н)/\chi_m$. Разработанный алгоритм проверялся на сходимость полученных результатов вычислений автодинных характеристик при малом отраженном сигнале (Γ<<1) с результатами вычислений автодинных характеристик, полученных в [5]. Все приведенные в настоящей статье результаты получены для стабилизированного автодинного генератора при β_2=1; $Q_{н1}$=100; Q_{c2}=1000; α_{11}=1; ξ_{11}=0.

На **рис. 1** представлены ЧХА $\chi_н(\tau_н)$ и АХА $a_{н1}(\tau_н)$ в виде временных диаграмм на интервале $\tau_н$=0...2, рассчитанные при различных значениях коэффициентов неизохронности γ и неизодромности ρ генератора для случаев слабого (Γ=0,01) и сильного (Γ=0,5) отраженного сигнала. На врезках этих характеристик показан вид частотных зависимостей реактивных $b_{кн}(\chi)$ и резистивных $g_{кн}(\chi)$ составляющих проводимости колебательной системы при соответствующих значениях коэффициентов γ и ρ. АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$ построены в декартовой системе координат на основании данных, полученных при вычислении соответствующих ЧХА и АХА и задании значений $\tau_н$ в интервале от 0 до 1 как параметрических. Точками на кривых АЧХ отмечены положения изображающих точек с интервалом в одну десятую периода автодинного отклика.

[1] Здесь и далее сохранены все обозначения и понятия, принятые в [1].

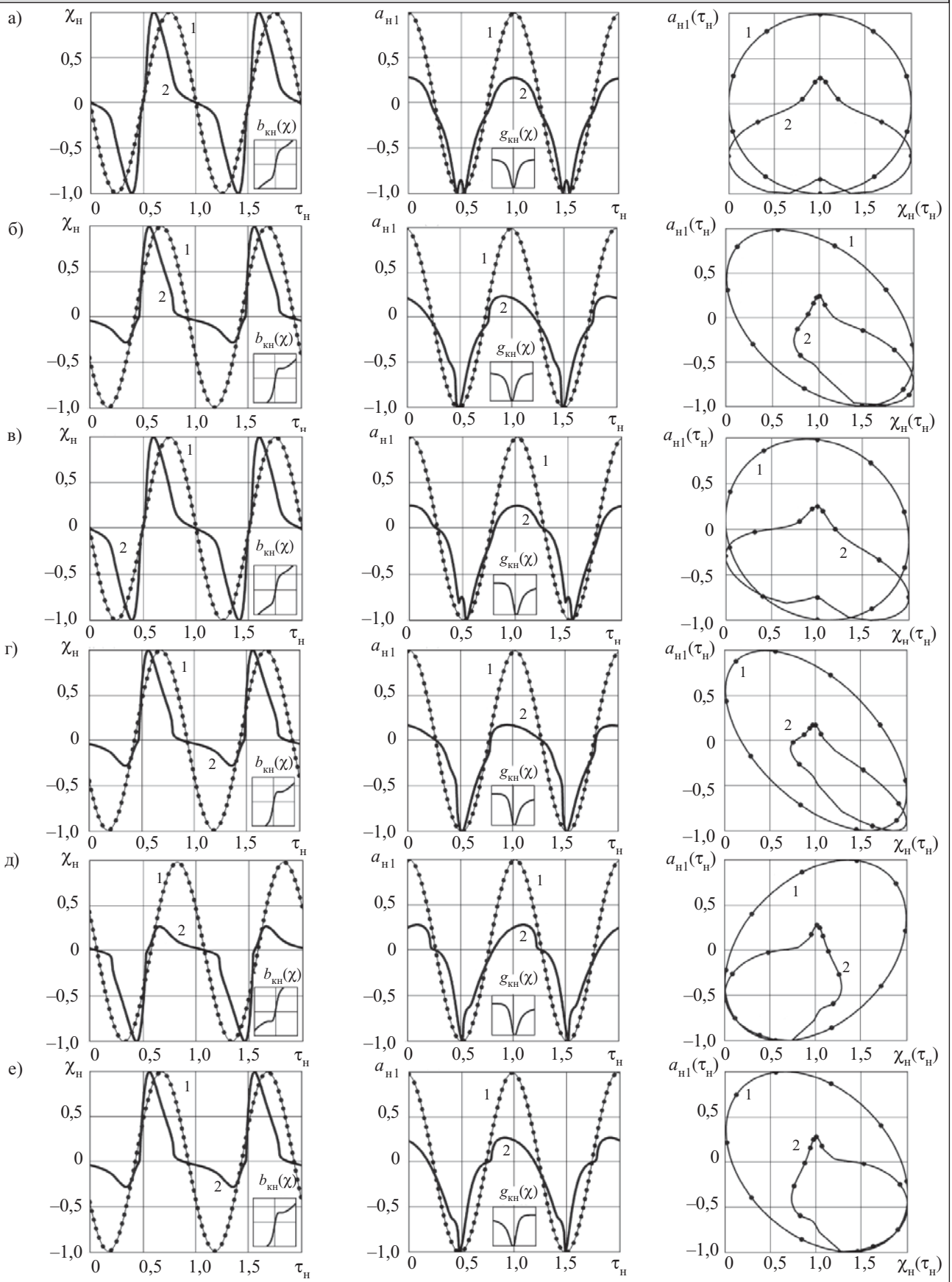


Рис. 1. ЧХА $\chi_н(\tau_н)$, АХА $a_{н1}(\tau_н)$ и АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$ генератора со слабой связью, рассчитанные для β_1=1,5; ν=0; Г=0,01 (кривые *1*) и Г=0,5 (кривые *2*) при различных значениях коэффициентов γ и ρ:

а — γ=ρ=0; *б* — γ=0,5, ρ=0; *в* — γ=0, ρ=0,5; *г* — γ=ρ=0,5; *д* — γ=–0,5, ρ=0,5; *е* — γ=0,5, ρ=–0,5

Графики зависимостей коэффициентов гармоник частотных K_χ и амплитудных $K_г$ изменений, а также уровня гармонических составляющих (с 1 по 5) спектров автодинного отклика по изменению частоты $\chi_н(F_н)$ и амплитуды $a_{н1}(F_н)$ колебаний от величины модуля коэффициента отражения Г рассматриваемого генератора представлены на **рис 2**.

Основные результаты анализа данных, полученных при численном моделировании процессов формирования автодинного отклика в генераторах, состоят в следующем.

В случае малого сигнала (см. кривые *1* на рис. 1) ЧХА $\chi_н(\tau_н)$ и АХА $a_{н1}(\tau_н)$ имеют синусоидальный вид. При этом вариации коэффициентов неизохронности γ и неизодромности ρ вызывают лишь соответствующие изменения относительных углов фазового смещения θ=arctgγ и ψ_1=arctgρ компонентов автодинного отклика. Эти факты достаточно хорошо изучены и согласуются с результатами известных исследований автодинных СВЧ-генераторов [2—5].

При сильном отраженном сигнале зависящие от величины коэффициентов γ и ρ фазовые смещения автодинных изменений частоты $\chi_н(\tau_н)$ и амплитуды $a_{н1}(\tau_н)$ также имеют место, что хорошо видно по сдвигам кривых *2* на рис. 1. Однако наибольший интерес в этом случае представляет поиск причин, вследствие которых возникают искажения компонентов автодинного отклика, что является важным для обеспечения работоспособности автодинных систем ближней радиолокации при сильном отраженном сигнале.

Из сравнения графиков нормированных зависимостей $b_н(\tau_н)$ и $g_н(\tau_н)$, представленных в [1] на рис. 2, с соответствующими графиками частотной $\chi_н(\tau_н)$ и амплитудной $a_н(\tau_н)$ характеристик при таких же значениях параметров неизохронности γ и неизодромности ρ генератора (см. рис. 1, *а*, *д* и *е*) видно, что последние не повторяют первые с инверсией, как это наблюдается у одноконтурных генераторов, а отличаются дополнительными искажениями мгновенных значений. Из сравнения графиков на рис. 1, *а* и *б* видно также, что неизохронность генератора оказывает влияние на закон формирования АХА, в то время как из сравнения характеристик рис. 1, *г* и *е* следует, что обратное влияние, т. е. неизодромность генератора, отсутствует.

Из сопоставления форм частотных зависимостей реактивной $b_{кн}(\chi)$ и резистивной $g_{кн}(\chi)$ проводимостей колебательной системы, показанных на врезках диаграмм, и характеристик $\chi_н(\tau_н)$ и $a_{н1}(\tau_н)$ на рис. 1 хорошо видно, что положительные и отрицательные полуволны автодинного отклика по изменению частоты $\chi_н(\tau_н)$ имеют одинаковые амплитуды только в случае изохронного генератора (γ=0), у которого частотная зависимость $b_{кн}(\chi)$ имеет симметричную форму (см. рис. 1, *а* и *в*). В случае неизохронного генератора (γ≠0) наблюдается как бы частичный срез одной из полуволн автодинных характеристик $\chi_н(\tau_н)$ (см. рис. 1, *б*, *г*—*е*). Данное явление, а также излом характеристик $\chi_н(\tau_н)$ в области малых значений автодинных изменений частоты объясняются действием стабилизирующего резонатора, который «стремится» удерживать частоту генерации в центральной части частотной зависимости. За пределами его полосы «удержания», где крутизна частотной зависимости $b_{кн}(\chi)$ определяется только добротностью рабочего резонатора $Q_{н1}$, изменения частоты резко увеличиваются, формируя в характеристике отклика асимметричный выход регистрируемого параметра.

Для более полного понимания процесса формирования «искаженных» автодинных характеристик, представленных на рис. 1, необходимо снова обра-

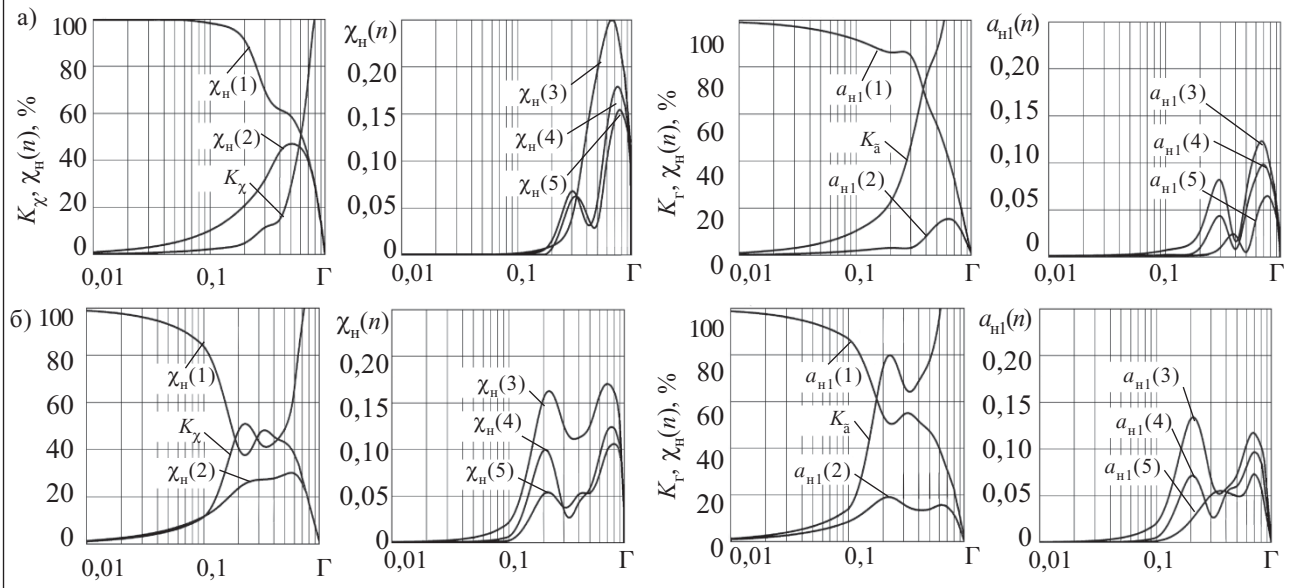


Рис. 2. Зависимости уровня основных гармонических составляющих спектров автодинного отклика генератора со слабой связью по изменению частоты $\chi_н(n)$ и амплитуды $a_н(n)$ колебаний и коэффициентов гармоник K_χ и $K_г$ от величины модуля коэффициента отражения Г, рассчитанные для генератора при β_1=1,5; ν=0 при различных значениях коэффициентов γ и ρ:

а — γ=ρ=0; *б* — γ=0,5, ρ=0,5

титься к работе [1]. Диаграммы 1 и 6 на рис. 7 в [1] заменим соответствующими диаграммами $b_{нн}(\tau_н)$ и $g_{нн}(\tau_н)$, представленными там же на рис. 2, а диаграммы 2 и 4 при тех же значениях коэффициентов γ и ρ — зависимостями $b_{кн}(\chi)$ и $g_{кн}(\chi)$, которые приведены там на рис. 6. Тогда на диаграммах 3 и 8 получим соответствующие графики автодинных изменений частоты $\chi(\tau_н)$ и амплитуды $a_1(\tau_н)$, которые после процедуры нормировки становятся именно такими, какими они представлены в настоящей работе на рис. 1.

Чтобы сделать выводы из результатов анализа рис. 2, сравним их с графиками, приведенными на рис. 3 в [1]. (Хотя, как отмечалось в [1], эти графики рассчитаны для изменяющейся части нормированной проводимости нагрузки, они полностью соответствуют характеристикам одноконтурного генератора.)

В целом, ход всех зависимостей на их начальном участке, до значения коэффициента отражения Г≈0,1, и на их конечном участке, где Г≈0,5, …, 1, качественно совпадает. Исключение составляет область между значениями Г от 0,1 до 0,5. В этой области наблюдается перегиб графиков, отображающих ход зависимостей уровня первых гармоник $\chi_н(1)$ и $a_{н1}(1)$, а также заметный рост уровня высших гармоник $\chi_н(n)$ и $a_{н1}(n)$, где n>1. Кроме того, здесь наблюдается соответствующее изменение хода характеристик коэффициентов гармоник для изменений как частоты K_χ, так и амплитуды $K_г$. Как показали расчеты автодинных характеристик, в этой области значений Г уровень отраженного сигнала достигает точки перегиба на графике частотной зависимости реактивной проводимости $b_{кн}(\chi)$ колебательной системы. При дальнейшем увеличении уровня отраженного сигнала влияние нелинейности, обусловленной наличием стабилизирующего резонатора, уменьшается, поскольку здесь уже начинает превалировать влияние характеристик основного рабочего резонатора. Как раз в этой области значений коэффициента Г искажения автодинного отклика наблюдаются в наибольшей степени. При дальнейшем увеличении уровня отраженного сигнала влияние нелинейности, обусловленной наличием стабилизирующего резонатора, уменьшается, поскольку здесь уже начинает превалировать влияние характеристик основного рабочего резонатора.

В случае малого сигнала эллипсы АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$ стабилизированного автодинного генератора, как и в случае одноконтурного генератора, при любых значениях коэффициентов γ и ρ полностью заполняют квадрат в нормированной системе координат относительных изменений частоты и амплитуды колебаний, который образован линиями $\chi_н(\tau_н)\in[-1;\ +1]$, $a_{н1}(\tau_н)\in[-1;\ +1]$ (кривые *1* на рис. 1). Причем в случае изохронного и изодромного генератора, у которого γ=ρ=0, эллипс вырождается в окружность (см. рис. 1, *а*). Данные результаты, известные как в теории одноконтурных, так и двухконтурных (стабилизированных) генераторов [5], представлены здесь с целью проверки сходимости разработанной модели для большого сигнала с известной и хорошо изученной моделью для малого сигнала.

АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$ в случае сильного отраженного сигнала имеет очень сложную форму, которая значительно отличается от эллиптической, а поперечные размеры ее полностью не заполняют отведенный для построения квадрат (кривые *2* на рис. 1). Причем при γ=0 (изохронный генератор) АЧХ иногда имеет как бы раздвоенную форму, такую как на рис. 1, *а* и *в*. Ориентация АЧХ зависит преимущественно от знака

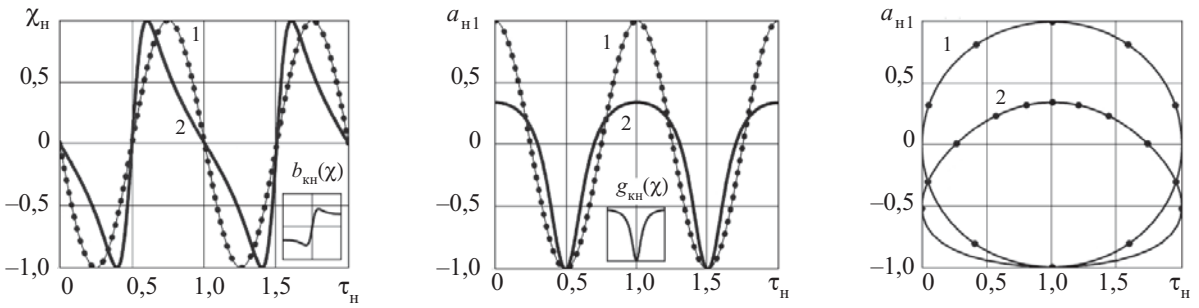


Рис. 3. ЧХА $\chi_н(\tau_н)$, АХА $a_{н1}(\tau_н)$ и АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$ генератора с сильной связью, рассчитанные для β_1=10; ν=0; Г=0,01 (кривые *1*) и Г=0,5 (кривые *2*)

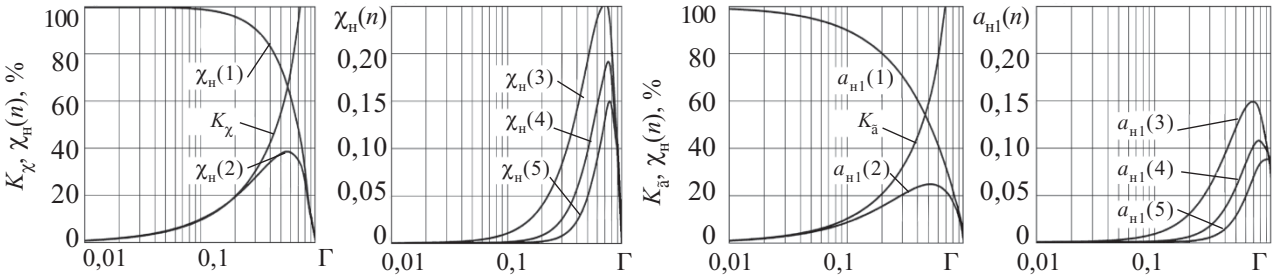


Рис. 4. Те же зависимости, что и на рис. 2, для генератора с сильной связью при β_1=40; ν=0; γ=ρ=0

при коэффициенте неизохронности γ: при знаке «+» она ориентирована слева направо вниз, а при знаке «–» — слева направо вверх. К сожалению, ограниченность численных методов анализа пока еще не позволила выявить закономерности формирования этой характеристики, снятие которой на экспериментальном стенде не представляется достаточно сложным [4, 5].

Из представленных результатов исследований видно, что при слабой связи между резонаторами автодинный отклик генератора со стабилизирующим резонатором при сильном отраженном сигнале подвержен искажениям в большей степени, чем автодинный отклик обычного нестабилизированного генератора.

Рассмотрим случай сильной связи, когда одновременно сочетались бы достоинства одноконтурного и стабилизированного генераторов, представляющий практический интерес.

В результате анализа ряда характеристик при различных значениях параметра связи β_1 установлено, что поставленное условие удовлетворяется при $\beta_1 \geq 10$. На **рис. 3** и **4** представлены результаты расчетов характеристик изохронного генератора для случая, когда $\beta_1=10$. Из сравнения этих зависимостей с зависимостями $b_н(\tau_н)$ и $g_н(\tau_н)$, приведенными на рис. 2, *а* в [1], соответствующими ЧХА, АХА и АЧХ, представленными на рис. 1, *а*, а также с графиками рис. 3, *а* и рис. 2, *а,* видно следующее. В случае сильной связи автодинный отклик похож на отклик одноконтурного генератора, т. е. наблюдается монотонность графиков гармонических составляющих $\chi_н(n)$, $a_н(n)$ и коэффициентов гармоник K_χ и $K_г$ в диапазоне изменений коэффициента отражения $0<\Gamma<0{,}5$.

Резюмируя результаты проведенного анализа, еще раз отметим, что при сильном отраженном сигнале для уменьшения уровня искажений автодинного отклика предпочтительно использование сильной связи между резонаторами. При таком условии одновременно реализуются достоинства одноконтурного генератора (линейность частотных зависимостей составляющих проводимости резонансной системы) и стабилизированного генератора, у которого благодаря действию внешнего резонатора обеспечивается сильная привязка к частоте стабилизирующего резонатора.

Влияние расстройки стабилизирующего резонатора на автодинные характеристики

Представленные выше результаты анализа получены для случая точной настройки резонатора, когда его собственная частота ω_{c2} совпадает с частотой ω_0 стационарных колебаний автономного генератора. Наличие расстройки, т. е. когда $\nu>0$, вызывает смещение рабочей точки по частотной характеристике реактивной $b_{кн}(\chi)$ и резистивной $g_{кн}(\chi)$ составляющих проводимости колебательной системы (см. рис. 6, [1]). В свете описанных выше результатов исследований очевидно, что данное явление способно оказывать существенное влияние на особенности формирования автодинного отклика, особенно при сильном отраженном сигнале. В связи с этим для такого случая были выполнены исследования влияния расстройки частот ω_{c2} и ω_0 на процесс формирования автодинного отклика. При этом, как и в предыдущем разделе, расстояние до отражателя полагали достаточно малым, так что N=0. Для сравнения также были проведены расчеты автодинного отклика для случая слабого отраженного сигнала.

Результаты расчетов ЧХА, АХА и АЧХ, проведенных в соответствии с выражениями (11), (12) из [1] при различных значениях параметра расстройки, представлены на **рис. 5** и **6**. На рис. 6, *г* приведены также характеристики для случая точной настройки (ν=0). Точками на кривых АЧХ отмечены положения изображающих точек через одну десятую периода автодинного сигнала.

Из графиков на рис. 5 видно, что при слабом отраженном сигнале (см. кривые *1*) автодинный отклик независимо от величины и знака расстройки является гармонической функцией времени. При этом начальный сдвиг фаз для изменений частоты $\chi_н(\tau_н)$ остается неизменным, а для изменений амплитуды $a_{н1}(\tau_н)$ получаются дополнительные фазовые смещения, зависящие от величины и знака расстройки ν. Эти изменения фазовых смещений отклика $a_{н1}(\tau_н)$ являются причиной смены ориентации одноименных осей эллипсов АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$.

В случае сильного отраженного сигнала указанная для слабого сигнала зависимость фазового смещения отклика $a_{н1}(\tau_н)$ также заметна. При этом у изохронного генератора (см. рис. 5, *а*, *б*), имеющего слабую связь со стабилизирующим резонатором (β_1=1,5), при изменении знака расстройки наблюдается «симметрия» в характере искажений ЧХА $\chi_н(\tau_н)$, АХА $a_{н1}(\tau_н)$ и АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$. У неизохронного и неизодромного генератора (см. рис. 5, *в*, *г*) такая «симметрия» характера искажений отсутствует. В этом случае можно отметить только изменение степени этих искажений при изменении расстройки. Такая особенность формирования отклика связана с асимметрией частотных зависимостей реактивной $b_{кн}(\chi)$ и резистивной $g_{кн}(\chi)$ составляющих проводимости колебательной системы у неизохронного и неизодромного генератора.

В случае сильной связи рабочего резонатора со стабилизирующим (β_1=10) характер изменений фазовых сдвигов ЧХА $\chi_н(\tau_н)$ и АХА $a_{н1}(\tau_н)$ при вариациях величины и знака расстройки ν (см. рис. 6) качественно такой же, как и при слабой связи (см. рис 5). При этом зависимость размеров и углов ориентации осей эллипсов АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$ от расстройки ν практически аналогичны. При сильном отраженном сигнале в случае $\nu=-1$ (см. рис. 6, *в*) рабочая точка смещается в середину линейного участка частотной зависимости $b_{кн}(\chi)$, поэтому степень искажения автодинного отклика $\chi_н(\tau_н)$ в этом случае заметно меньше, чем у изохронного генератора (см. рис. 6, *а*, *б*). В то же время на характеристике $g_{кн}(\chi)$ эта точка смещена на середину ее «левого» ската, где формируемый отклик по изменениям амплитуды $a_{н1}(\chi_н)$ получает характерные искажения (см. рис. 6, *в*).

В случаях отсутствия расстройки (ν=0) и, тем более, при ν=1 рабочая точка переходит ближе к излому частотной зависимости $b_{кн}(\chi)$, к участку, где ее

производная имеет отрицательный знак. Поэтому при вариациях фазы $\tau_н$ коэффициента отражения нагрузки при попадании рабочей точки на этот неустойчивый участок возникают скачкообразные изменения мгновенных значений отклика, которые теряют периодичность формирования и напоминают квазистахостический режим работы (см. рис. 6, *г*, *д*).

Из результатов анализа полученных характеристик следует, что расстройка частоты стабилизирующего резонатора в СВЧ-генераторах вызывает такие же изменения в формировании автодинных характеристик, как и явление неизохронности генератора. Отсюда следует, что с помощью некоторой расстройки резонатора относительно частоты собственых колебаний генератора можно добиться компенсации его неизохронности, что обеспечит уменьшение искажений автодинного отклика и, соответственно, расширение динамического диапазона автодинной системы.

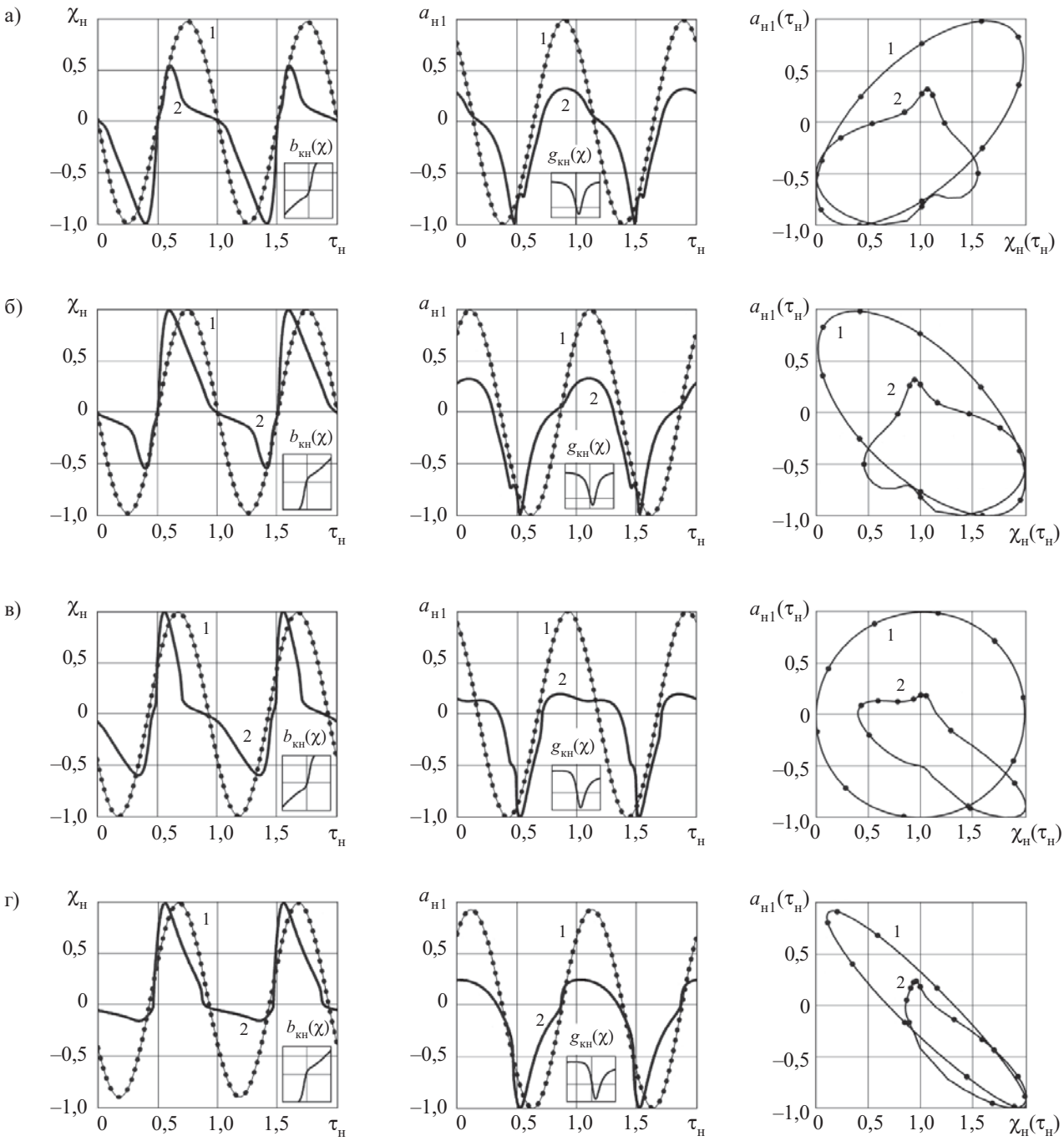


Рис. 5. ЧХА $\chi_н(\tau_н)$, АХА $a_{н1}(\tau_н)$ и АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$ генератора со слабой связью, рассчитанные для β_1=1,5; Г=0,01 (кривые *1*) и Г=0,5 (кривые *2*) при различных значениях коэффициентов γ и ρ и величины расстройки резонатора: *а* — γ=ρ=0, ν=–1; *б* — γ=ρ=0, ν=1; *в* — γ=ρ=0,5, ν=–1; *г* — γ=ρ=0,5, ν=1

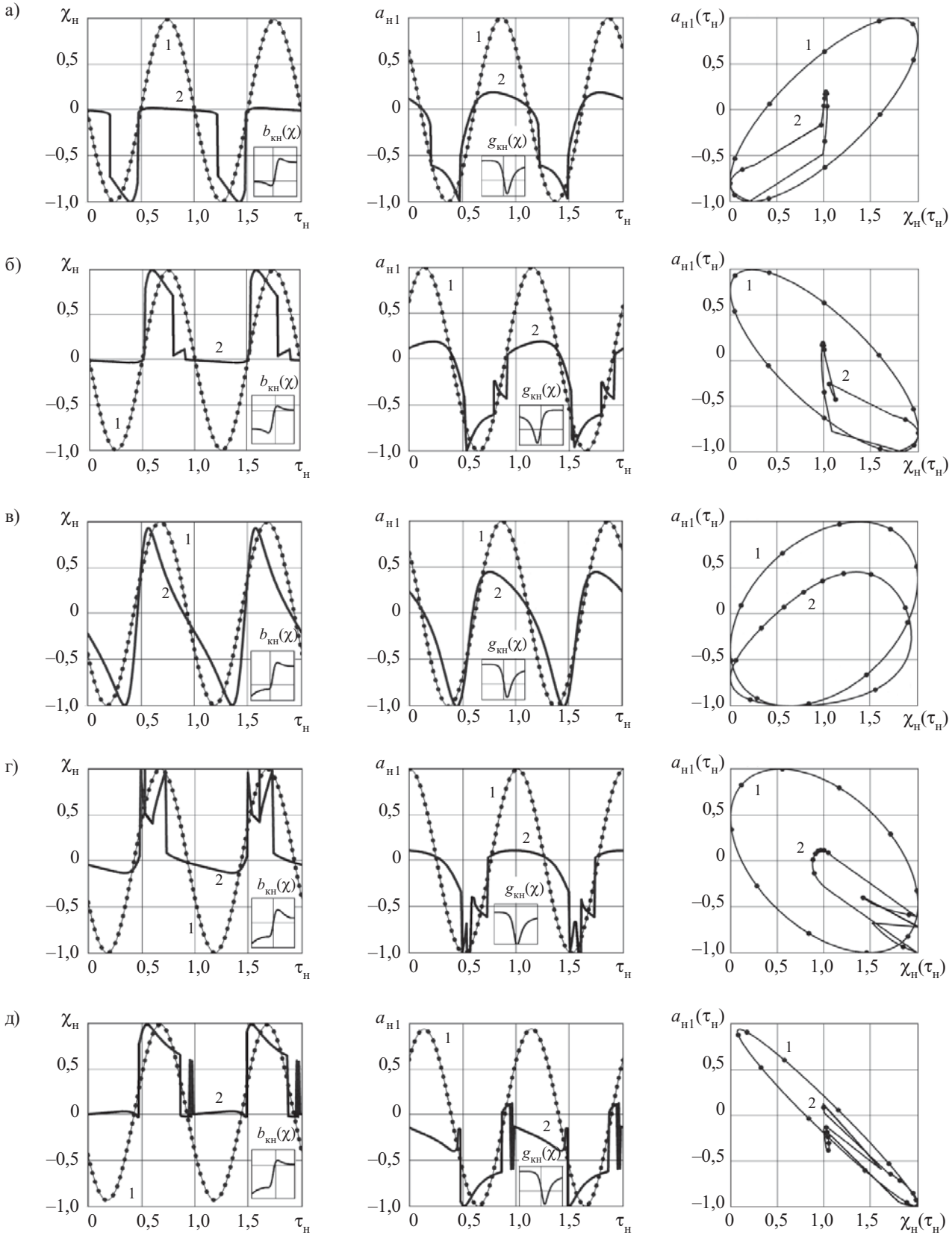


Рис. 6. ЧХА $\chi_н(\tau_н)$, АХА $a_{н1}(\tau_н)$ и АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$ стабилизированного автодинного генератора, рассчитанные при β_1=10; β_2=1; $Q_{н1}$=100; $Q_{с2}$=1000; N=0; α_{11}=1; ξ_{11}=0; Г=0,01 (кривые *1*) и Г=0,5 (кривые *2*) при различных значениях коэффициентов γ и ρ и величины расстройки резонатора:

а — γ=ρ=0, ν=–1; *б* — γ=ρ=0, ν=1; *в* — γ=ρ=0,5, ν=–1; *г* — γ=ρ=0,5, ν=0; *д* — γ=ρ=0,5, ν=1

Влияние изменения расстояния до отражателя на автодинные характеристики

Эквивалентом автодина, взаимодействующего с собственным отраженным излучением, как отмечалось во введении [1], является СВЧ-генератор, работающий на длинную линию переменной длины. Известно, что «количество состояний равновесия в такой системе определяется произведением коэффициента отражения на длину линии» [9], что эквивалентно в наших понятиях параметру искажений $p_а$, определяемому как произведение величины автодинной девиации частоты $\Delta\omega_{am}=\chi_m\omega_0$ на время запаздывания τ отраженного излучения: $p_а=\Delta\omega_{am}\tau$ [5]. Данное выражение, справедливое для случая слабого отраженного сигнала, с учетом (13) и результатов работ [1, 5] представим в виде

$$p_а = \frac{2\pi\Gamma N}{Q_{экв}} \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{1-\gamma\rho}. \quad (1)$$

Для нормальной работы большинства автодинных систем необходимо обеспечивать устойчивость режима одночастотных колебаний генератора и отсутствие скачков автодинного отклика. Условием обеспечения такого режима является выполнение для параметра искажений неравенства $p_а<p_{пр}$, где для случая слабого отраженного сигнала предельное значение параметра искажений $p_{пр}$=1. Тогда из (1) получим соотношение между «внешними» условиями работы системы ближней радиолокации (**СБРЛ**) и «внутренними» параметрами автодинного генератора, при которых отсутствуют скачкообразные изменения характеристик:

$$\Gamma N \le \frac{Q_{экв}}{2\pi} \frac{1-\gamma\rho}{\sqrt{1+\gamma^2}}. \quad (2)$$

Из условия (2) видно, что при увеличении расстояния до отражателя N предельное значение коэффициента отражения $\Gamma_{пр}$, при котором возникают скачки, уменьшается и, соответственно, сужается динамический диапазон $d_а$ автодинной СБРЛ по напряжению выходного сигнала. Как можно показать,

$$d_а = \Gamma_{пр}\sqrt{\Pi_ш} = \frac{Q_{экв}\sqrt{\Pi_ш}}{2\pi N} \frac{1-\gamma\rho}{\sqrt{1+\gamma^2}}, \quad (3)$$

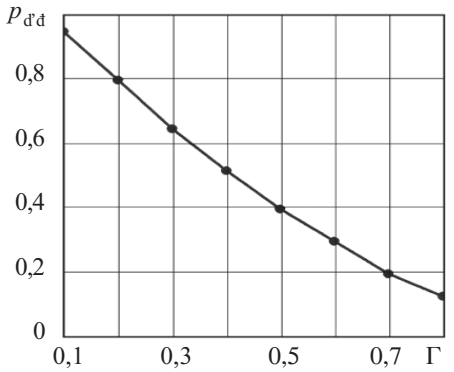


Рис. 7. Зависимость предельного значения параметра искажений $p_{пр}$ от величины модуля коэффициента отражения Г

где $\Pi_ш$ — энергетический потенциал автодина как радиолокатора в заданной полосе частот, который может быть измерен на экспериментальной установке, описанной в [4, 5], по величинам предельного ослабления аттенюатора $D_{ат}$, потерь в волноводном тракте $D_{вт}$ и имитаторе доплеровского сигнала $D_{им}$:

$\Pi_ш=2(D_{ат}+D_{вт}+D_{им})$.

В случае сильного сигнала величина $p_{пр}$, как правило, меньше единицы. На **рис. 7** представлен график зависимости $p_{пр}(\Gamma)$, полученный путем численного моделирования автодинных откликов согласно уравнениям (11), (12) из [1] при различных значениях Г и N и поиском тех значений $p_{пр}$, при которых начинаются скачки. Из этого графика видно, что при коэффициенте отражения Г=0,1 значение $p_{пр}$ мало отличается от единицы, и в этом случае для определения «внешних» условий работы автодина (Г и N) и динамического диапазона $d_а$ можно пользоваться выражениями (2) и (3). Однако при дальнейшем увеличении коэффициента отражения Г величина $p_{пр}$ резко уменьшается. Поэтому для условий сильного отраженного сигнала при расчетах Г, N и $d_а$ это необходимо учитывать и использовать следующие формулы:

$$\Gamma N \ge p_{пр} \frac{Q_{экв}}{2\pi} \frac{1-\gamma\rho}{\sqrt{1+\gamma^2}}; \quad (4)$$

$$d_а = p_{пр}\Gamma_{пр}\sqrt{\Pi_ш} = p_{пр} \frac{Q_{экв}\sqrt{\Pi_ш}}{2\pi N} \frac{1-\gamma\rho}{\sqrt{1+\gamma^2}}. \quad (5)$$

Графики предельного числа полуволн $N_{пр}$, при котором начинаются скачки, в зависимости от вели-

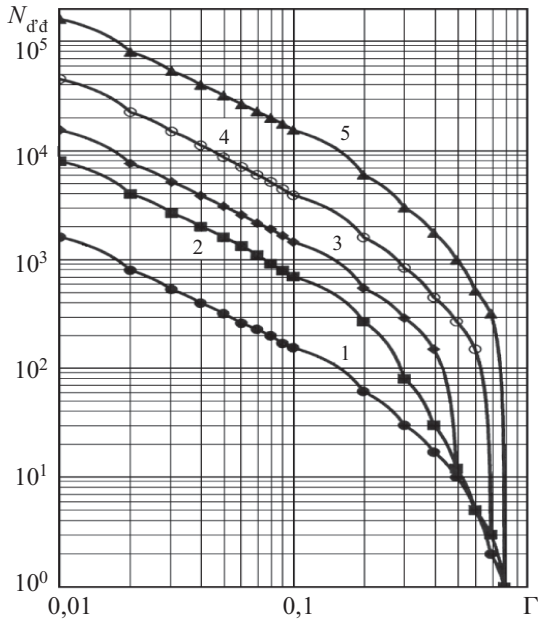


Рис. 8. Зависимость предельного значения числа полуволн $N_{пр}$ от величины модуля коэффициента отражения Г, рассчитанные при β_2=1; $Q_{н1}$=100; Q_{c2}=1000; α_{11}=1; $\nu=\xi_{11}=\gamma=\rho=0$ и различных значениях β_1:
1 — β_1=0; *2* — β_1=1,5; *3* — β_1=3,4; *4* — β_1=10; *5* — β_1=40

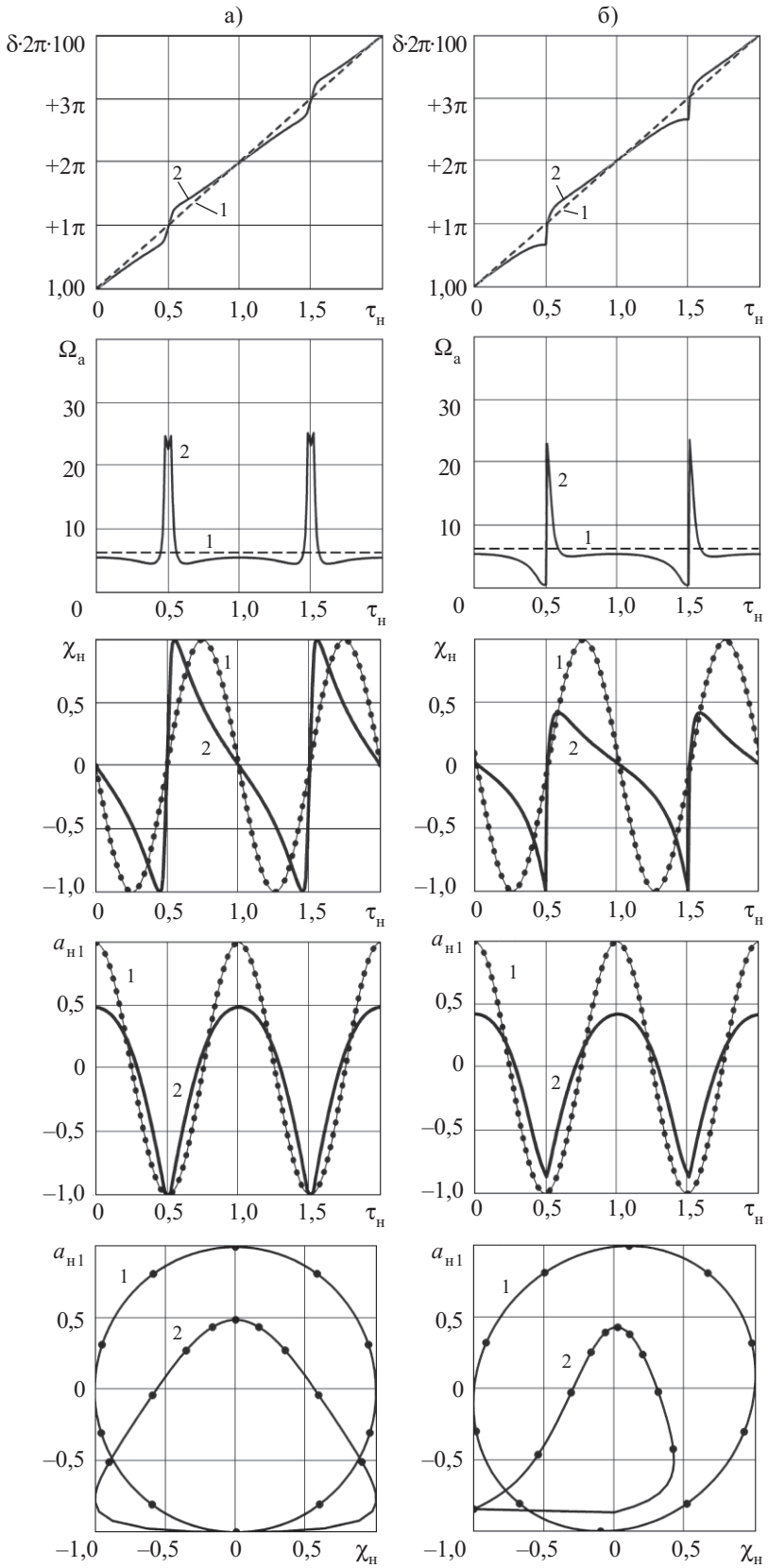


Рис. 9. ФХА $\delta(\tau_н)$, $\Omega_а(\tau_н)$,ЧХА $\chi_н(\tau_н)$, АХА $a_{н1}(\tau_н)$ и АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$ стабилизированного автодинного генератора, рассчитанные при β_1=2,5; $\beta_2=\alpha_{11}$=1; $Q_{н1}$=100; $Q_{с2}$=1000; ξ_{11}=0; N=100; Г=0,01 (кривые *1*); Г=0,36 (кривые *2*) и различных значениях иных параметров: *а* — γ=ρ=0, ν=0; *б* — γ=–0,1, ρ=0, ν=0

чины модуля коэффициента отражения Г для изохронного и изодромного генератора при различных значениях параметра связи β_1, представлены на **рис. 8**. Ход этих графиков в диапазоне значений Г от 0 до 0,1 описывается соотношением (2). При больших значениях коэффициентов отражения Г, где справедлива обсуждавшаяся выше графическая зависимость $p_{пр}$(Г) (см. рис. 7), характеристики описываются выражением (4).

Зависимость *1* на рис. 8, соответствующая случаю генератора с одноконтурной колебательной системой, отличается монотонностью и малыми величинами $N_{пр}$. Зависимости *2—5*, построенные для стабилизированного генератора, имеют значительно большие значения $N_{пр}$ благодаря фиксирующему действию стабилизирующего резонатора, который обеспечивает высокие значения $Q_{экв}$. При этом необходимо отметить на кривых *2—5* наличие «граничных значений» $Г_{гр}$, после которых с увеличением Г наблюдается резкое уменьшение предельного числа полуволн $N_{пр}$. Данная неоднородность зависимости, как это отмечалось при анализе рис. 2, обусловлена тем, что уровень отраженного сигнала достигает точки перегиба на графике частотной зависимости реактивной проводимости $b_{кн}(\chi)$ колебательной системы, после чего фиксирующая способность стабилизирующего резонатора уже не обеспечивается. На этом участке характеристик, где $Q_{экв}\approx Q_{н1}$, причем $Q_{н1}<<Q_{н2}$, параметр искажений $p_а$ резко увеличивается (см. формулу (1)), вызывая соответствующий рост искажений автодинного отклика и появление скачков. Значения $Г_{гр}$ с увеличением параметра связи β_1, как видно из рис. 8, перемещаются в сторону больших значений Г. Отсюда следует, что для расширения рабочего диапазона дальности автодинной СБРЛ предпочтительно применение стабилизированных СВЧ-генераторов при сильной связи.

Для анализа влияния расстояния до отражателя (через число полуволн *N*) и других параметров на форму автодинного отклика в случае слабой связи рабочего и стабилизирующего резонаторов на **рис. 9** представ-

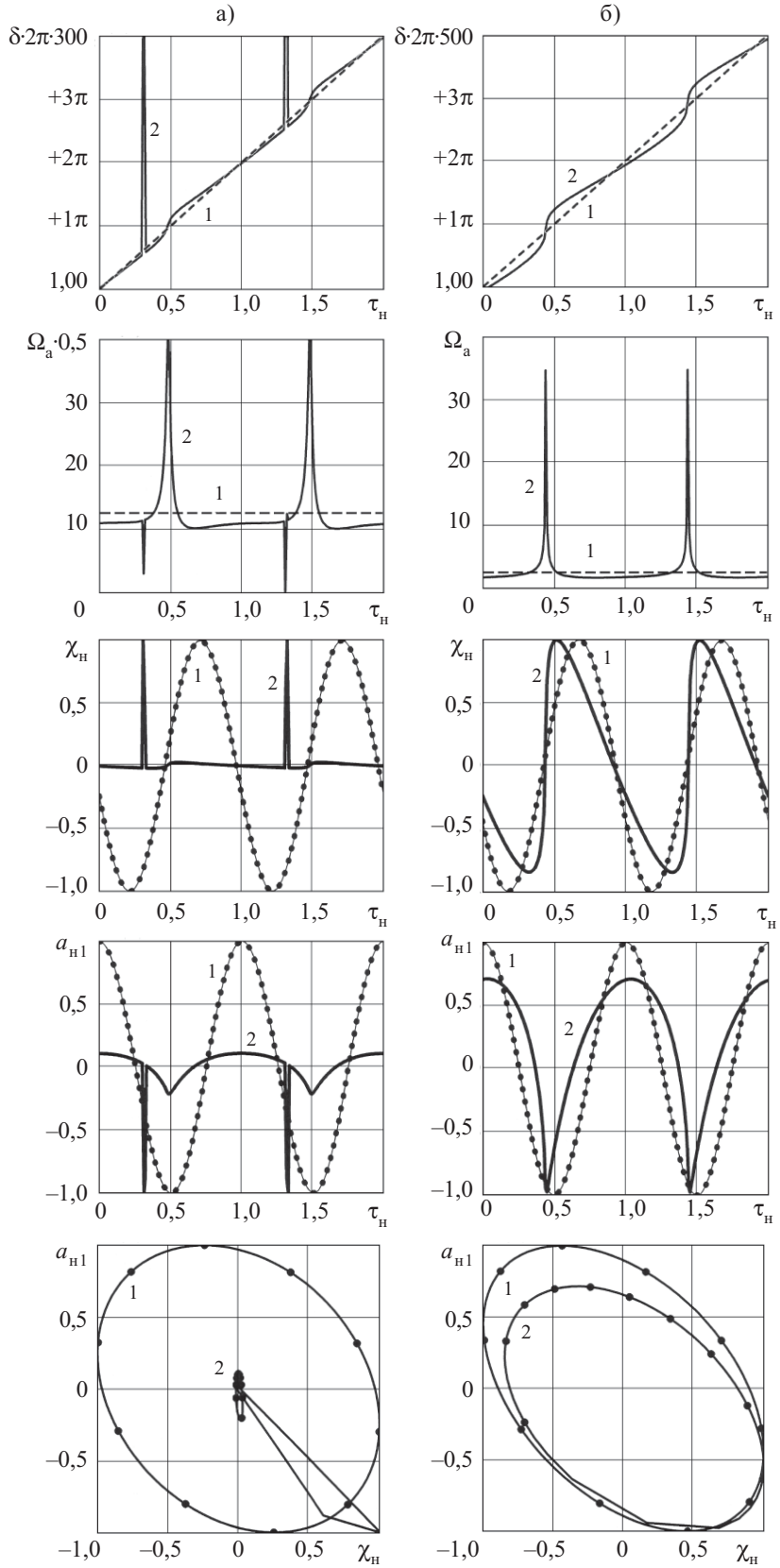


Рис. 10. ФХА $\delta(\tau_н)$, $\Omega(\tau_н)$, ЧХА $\chi_н(\tau_н)$, АХА $a_{н1}(\tau_н)$ и АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$ стабилизированного автодинного генератора, рассчитанные при $\beta_2=\alpha_{11}=1$; $Q_{н1}=100$; $Q_{c2}=1000$; $\nu=0$; $\xi_{11}=0$; $\Gamma=0{,}01$ (кривые *1*), $\Gamma=0{,}36$ (кривые *2* на *а*), $\Gamma=0{,}2$ (кривые *2* на *б*) и различных значениях иных параметров:
а — $\beta_1=10$, $\gamma=0{,}25$, $\rho=0{,}1$, $\nu=0$, $N=300$; *б* — $\beta_1=40$, $\gamma=0{,}5$, $\rho=-0{,}5$, $\nu=0$, $N=5500$

лены графики ФХА $\delta(\tau_н)$, производной от ФХА $\Omega_а(\tau_н)=d\delta(\tau_н)/dt$, ЧХА $\chi_н(\tau_н)$, АХА $a_{н1}(\tau_н)$ и АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$. Отметим также, что при расчетах характеристик вносились вариации в параметры расстройки частоты стабилизирующего резонатора. Эти вариации вызывали такие же изменения в поведении этих характеристик, как и неизохронность генератора. Так, например, при величине расстройки резонатора $\upsilon=-0{,}15$ для изохронного генератора получены характеристики, приведенные на рис. 9, *б*, а в случае неизохронного генератора — на рис. 9, *а*. Данное свойство стабилизированных автодинов обеспечивает возможность коррекции «искажения» характеристик, вызванных неизохронностью генератора.

Из анализа полученных графиков видно, что при слабом отраженном сигнале, когда параметр искажений $p_а<<1$ (см. кривые *1* на рис. 9 и **10**), ФХА $\delta(\tau_н)$ автодина имеет практически линейную зависимость от нормированного времени $\tau_н$, как у систем гомодинного типа. При этом ее производная $\Omega_а(\tau_н)$, физический смысл которой — мгновенная разность частот зондирующего и отраженного излучений, слабо осциллирует в окрестности нормированной частоты Доплера ($\Omega_{нд}=2\pi$). Характеристики ЧХА $\chi_н(\tau_н)$ и АХА $a_{н1}(\tau_н)$ при слабом отраженном сигнале являются гармоническими, при этом изменения частоты и амплитуды имеют лишь относительные фазовые смещения, зависящие от внутренних параметров генератора (значений γ и ρ).

При увеличении уровня отраженного излучения до величины, соизмеримой с уровнем зондирующего излучения, наблюдаются искажения автодинных характеристик ЧХА, АХА и АЧХ (см. кривые *2* на рис. 9 и 10). Характер этих искажений за счет влияния числа полупериодов *N* несколько отличается от рассмотренных ранее смметрично отраженных графиков зависимостей $b_н(\tau_н)$ и $g_н(\tau_н)$ (см. рис. 2, *а* [1]), а также ЧХА $\chi_н(\tau_н)$ и АХА $a_{н1}(\tau_н)$ стабилизированного автодинного генератора с сильной связью, рассчитанные при $\beta_1=10$ и $N=0$ (см. рис. 2).

Как видно из графиков рис. 9, *а*, здесь представлен случай, предшествующий началу формирования скачка по частоте при величине параметра искажений $p_а$=0,56.

В случае неизохронного генератора (см. рис. 9, *б*) этот параметр составляет уже 0,76, но скачок все еще отсутствует из-за уменьшения амплитуды ЧХА. Специфическая форма изменения ЧХА в этих случаях вызывает формирование ФХА с протяженным почти линейным участком изменения набега фазы δ между участками с резким изменением набега фазы в середине периода, где мгновенная разность частот $\Omega_а(\tau_н)$ имеет пик. Вид такой ФХА $\delta(\tau_н)$ значительно отличается от «волнообразных» графиков характеристик, полученных для случая, когда автодинные изменения частоты находятся в пределах линейного участка частотной зависимости реактивной проводимости (см. рис. 4, [8]). В этом, как нам представляется, заключается причина, по которой нарушается выполнение соотношения (1) при вычислении предельного значения параметра искажений $p_{пр}$ в случае сильного отраженного сигнала. При этом «волны» АХА $a_{н1}(\tau_н)$ вследствие изохронности генератора имеют почти симметричный вид и небольшой специфический наклон, свойственный автодинным сигналам при малом отраженном сигнале [2—7]. При дальнейшем увеличении уровня отраженного излучения ЧХА и АХА получают настолько сильные искажения, что отмеченные выше наклоны волн становятся малозаметными. Следует отметить, что при наличии неизохронности или расстройки частоты стабилизирующего резонатора АЧХ имеют осевую асимметрию. Кроме того, из результатов анализа характеристик рис. 9 следует, что за счет некоторой расстройки частоты стабилизирующего резонатора можно компенсировать асимметрию частотной зависимости реактивной проводимости колебательной системы генератора, вызванную неизохронностью генератора, что также отмечалось выше при анализе влияния расстройки при *N*=0.

На графиках рис. 10, *а* представлены аналогичные характеристики при том же, что и на рис. 9, *а*, значении коэффициента отражения (Г=0,36), но при другом параметре связи (β_1=10) и числе полуволн (*N*=300). Качественные отличия этих характеристик состоят в появлении скачка частоты на характеристике ЧХА в виде короткого импульса большой амплитуды, что обусловлено неоднозначностью частотной зависимости реактивной составляющей проводимости колебательной системы. С учетом амплитуды этих скачков величина параметра искажений $p_а$=7,4, что указывает на появление у системы до семи степеней свободы, из которых кроме основного рабочего состояния она пока (т. е. при этих параметрах) «выбирает» в качестве дополнительного еще одно состояние. Этот импульс является причиной формирования аналогичных пиков на остальных характеристиках: ФХА $\delta(\tau_н)$, АХА $a_{н1}(\tau_н)$ и АЧХ $a_{н1}(\chi_н)$.

Дальнейшее увеличение уровня отраженного сигнала при сохранении числа полуволн (*N*) приводит к формированию сплошной хаотической генерации скачкообразных импульсов характеристик, что указывает на более широкий выбор, который «делает» автодинная система из числа рабочих состояний. Избавиться от такого режима работы генератора можно при дальнейшем увеличении параметра связи между резонаторами, что продемонстрировано на рис. 10, *б* для слабого (кривые *1*) и сильного (кривые *2*) отраженного сигнала при величине параметра связи стабилизирующего резонатора β_1=40. В этом случае, как видно из характеристик, генератор 8-мм диапазона длины волны обеспечивает вполне удовлетворительный уровень искажений сигнала при расстоянии до отражающего объекта 22 м. Такой результат может представлять интерес, например, при использовании автодинных СВЧ-генераторов в устройствах контроля параметров волноводных трактов большой протяженности [10, с. 49].

Из анализа полученных результатов следует, что в случае слабой связи между резонаторами в стабилизированном генераторе при воздействии на него сильного отраженного сигнала в условиях больших расстояний до отражающего объекта весьма сложно обеспечить устойчивое формирование автодинного отклика с сохранением его информативных свойств (т. е. при малых искажениях). Однако в случае сильной связи автодинный генератор может вполне устойчиво работать в более широком динамическом диапазоне изменений дальности и уровня отраженного излучения.

Результаты экспериментальных исследований

Целью проведенных экспериментальных исследований не была абсолютная проверка выполненного выше анализа. В представленных ниже результатах мы ограничились демонстрацией лишь качественной стороны эволюции происходящих процессов в стабилизированном автодинном генераторе при увеличении уровня отраженного излучения, поскольку полная экспериментальная проверка требует немалых финансовых и временных затрат.

Экспериментальные исследования, как и в [8], выполнялись на примере модифицированного генераторного модуля 8-мм диапазона «Тигель-08М». Модуль изготовлен по гибридно-интегральной технологии на основе двухмезового диода Ганна и детекторного диода с барьером Шоттки, смонтированных вместе со щелевым резонатором на поликоровой подложке в виде вставки, которая помещается в корпус генератора [11]. Автодинный отклик снимался с выхода детекторного диода, нагруженного на сопротивление 2 кОм.

В работе использовался экспериментальный стенд, описаный в [8]. Автодинный генератор непосредственно состыковывается с входным фланцем аттенюатора (см. рис. 7, [8]). К выходному фланцу последнего подключается без использования дополнительного волноводного тракта имитатор доплеровского сигнала. Расстояние от СВЧ-генератора до штыревого отражателя имитатора, когда этот штырь находится в точке запуска импульса синхронизации (см. рис. 8, [8]), составляет 0,3 м.

Выходной сигнал детектора после усиления и фильтрации в блоке аналоговой обработки следует в блок цифровой обработки, где подается на один из кана-

лов аналогового ввода модуля NI-9205 в составе платформы DAQ-9172. Далее оцифрованный сигнал поступал по интерфейсу USB в персональный компьютер для обработки с помощью виртуального прибора, созданного в LabView 8.6.

После настройки автодинного модуля на режим максимального энергетического потенциала по изложенной в [4, 5, 8] методике при изменении аттенюатором величины затухания в тракте были сняты зависимости коэффициента гармоник $K_г$ и уровня гармонических составляющих (n=1, …, 5) спектров автодинного отклика исследуемого генератора по изменению амплитуды $a_1(n)$ колебаний от величины модуля коэффициента отражения Г, вычисляемого по формуле $Г=(10^{-0,1D})^{1/2}$, где $D=2(D_{ат}+D_{вт}+D_{им})$ — общее затухание излучения от генератора до имитатора и обратно; $D_{ат}$, $D_{вт}$, $D_{им}$ — выраженные в дБ затухания в аттенюаторе, волноводном тракте и имитаторе соответственно.

Суммарные потери в имитаторе и волноводном тракте составили около 1,5 дБ. Графики этих зависимостей представлены на **рис. 11**. В ходе снятия этих характеристик были получены также представленные на **рис. 12** осциллограммы и спектрограммы автодинного отклика при различных значениях коэффициента отражения. Окружная скорость движения отражателя поддерживалась постоянной на уровне 1,5 м/с, что соответствует доплеровской частоте сигнала около 320 Гц при направлении его перемещения — от генератора.

При сравнительно малом уровне отраженного сигнала (Г<0,1) форма осциллограммы автодинного отклика $a_1(\tau)$ весьма близка к синусоидальной и имеет сравнительно малые искажения. С увеличением величины Г форма искажается заметно сильнее. Так, при Г=0,2 коэффициент гармоник $K_г$ составляет 30%, уровень второй гармоники всего на 8 дБ ниже уровня первой гармоники (см. рис. 12, *а*). Как видно из графиков рис. 11, при дальнейшем увеличении коэффициента отражения Г в диапазоне до 0,4 уровень первой гармоники $a_1(1)$ резко уменьшается, а уровни высших гармоник — резко растут. При этом коэффициент гармоник достигает 85%. Это связано, прежде всего, с «нелинейностью» нагрузки, а также с нелинейностью генератора по амплитуде, которая связана с процессом преобразования автодинных изменений частоты в изменения амплитуды колебаний. Последнее подтверждается ростом уровня второй гармоники $a_1(2)$ автодинного отклика. Немонотонный рост третьей гармоники $a_1(3)$ на этом же участке характеристик объясняется наличием некоторой расстройки стабилизирующего резонатора и собственной частоты генератора.

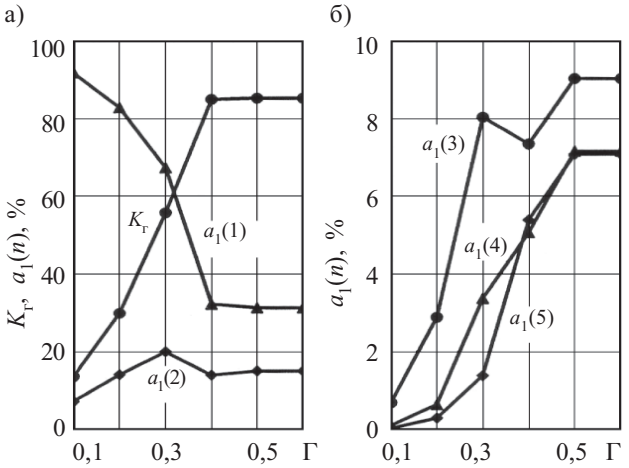


Рис. 11. Зависимости коэффициента гармоник $K_г$ (*а*) и уровня гармонических составляющих (с первой по пятую: *1*, *2* — на *а*, *3*, *4*, *5* — на *б*) спектров автодинного отклика генератора на диоде Ганна по изменению амплитуды $a_1(n)$ колебаний от величины модуля коэффициента отражения Г

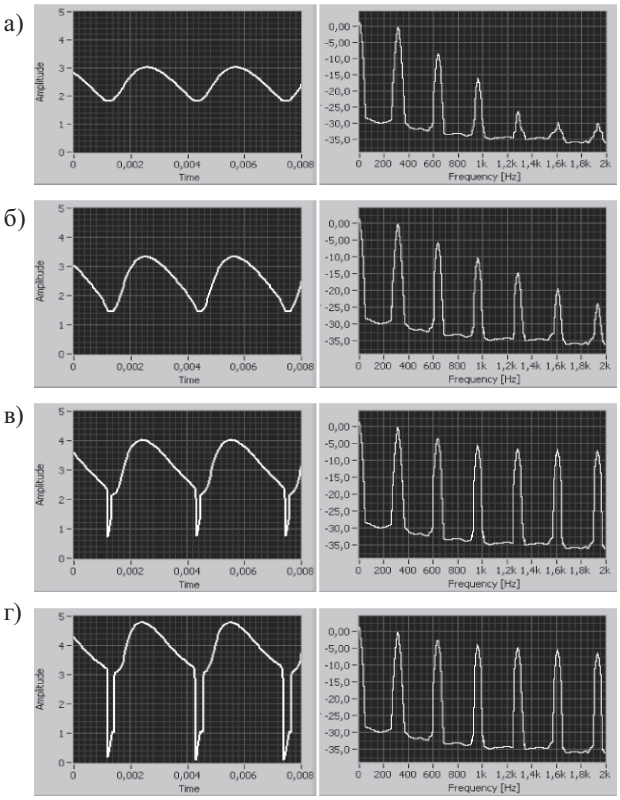


Рис. 12. Осциллограммы (слева) и спектрограммы (справа) выходных сигналов $a_1(\tau)$ по изменению амплитуды колебаний, полученные от движущегося отражателя при различных значениях модуля коэффициента отражения Г:
а — 0,2; *б* — 0,3; *в* — 0,4; *г* — 0,5

При достижении коэффициентом отражения Г значения 0,4 происходят качественные изменения в автодинном отклике. Как видно из осциллограммы рис. 12, *в*, при этом значении Г в автодинном отклике появляется пичок, который обусловлен переходом частоты за границы линейного участка частотной зависимости реактивной проводимости. Дальнейшее увеличение Г вызывает лишь рост амплитуды этого пичка (см. рис. 12, *г*) и, соответственно, значительный рост уровня высших гармоник автодинного отклика. Данные особенности формирования автодинного отклика значительно отличаются от таковых для случая одноконтурной колебательной системы [12].

Сравнение представленных на рис. 11 и 12 опытных данных с соответствующими данными расчетов, приведенных на рис. 5 и 7 в [1], показывает качественное соответствие теоретических и экспериментальных результатов.

Заключение

Выполненные исследования автодинных СВЧ-генераторов, стабилизированных внешним высокодобротным резонатором, позволили определить особенности формирования частотных, амплитудных, амплитудно-частотных, а также фазовых характеристик в условиях высокого уровня воздействия собственного отраженного излучения. Основные результаты этих исследований состоят в следующем.

Основной причиной искажений автодинного отклика СВЧ-генераторов в случае большого отраженного сигнала является негармоничность изменения резистивной и реактивной составляющих комплексной проводимости нагрузки при равномерном изменении фазы отраженной волны, а также нелинейность частотных зависимостей резистивной и реактивной составляющих колебательной системы генератора. Внутренние свойства генератора, такие как его неизохронность и неизодромность, а также наличие расстройки частот стабилизирующего резонатора и собственной частоты генерации являются дополнительными факторами, вызывающими искажения. При этом, однако, с помощью этой расстройки можно несколько скомпенсировать влияние внутренних свойств на искажения и тем самым добиться расширения динамического диапазона автодинной системы.

Для уменьшения уровня искажений автодинного отклика при высоком уровне отраженного излучения предпочтительней использовать сильную связь между резонаторами. При таком условии одновременно реализуются достоинства одноконтурного генератора, имеющего линейные частотные зависимости составляющих проводимости резонансной системы, и стабилизированного генератора, обеспечивающего высокую фиксирующую способность частоты.

Величины автодинной девиации частоты и времени запаздывания отраженного излучения, определяющие величину параметра искажений автодинного отклика, также вызывают дополнительные искажения в этом случае, как и в случае слабого отраженного сигнала. Установлено, что при сильном отраженном сигнале граничное значение параметра искажений получается меньше единицы, что отличает его от случая слабого сигнала. Причины такого отклонения от известного условия обусловлены особенностями нелинейного поведения коэффициента отражения нагрузки генератора.

Результаты работы представляются полезными при интерпретации результатов экспериментальных исследований стабилизированных автодинных генераторов, взаимодействующих с собственным отраженным излучением, при анализе особенностей формирования сигналов автодинов, расчетах характеристик, а также при оптимизации параметров СВЧ-генераторов, предназначенных для автодинных систем ближней радиолокации и других целей.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Носков В. Я., Игнатков К. А., Смольский С. М. Влияние внутренних параметров стабилизированных СВЧ генераторов на формирование автодинного отклика при сильном отраженном сигнале // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. — 2011. — № 4. — С. 43 — 53. [Noskov V. Ja., Ignatkov K. A., Smol'skij S. M. // Tekhnologiya i Konstruirovanie v Elektronnoi Apparature. 2011. N 4. P. 43]

2. Гершензон Е. М., Туманов Б. Н., Бузыкин В. Т. и др. Общие характеристики и особенности автодинного эффекта в автогенераторах // Радиотехника и электроника. — 1982. — Т. 27, № 1. — С. 104—112. [Gershenzon Ye. M., Tumanov B. N., Buzykin V. T. i dr. // Radiotekhnika i elektronika. — 1982. — Vol. 27, N 1. — P. 104]

3. Туманов Б. Н., Закарлюк Н. М. Фазовые портреты и особенности автоколебаний автодина на диоде Ганна // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — I985. — №10. — С. 6—13. [Tumanov B. N., Zakarljuk N. M. // Elektronnaja tekhnika. Ser. Elektronika SVCh. I985. N 10. P. 6]

4. Бузыкин В. Т., Носков В. Я. Исследование автодинных характеристик СВЧ-генераторов на полупроводниковых диодах // Электронная техника. Сер. СВЧ-техника. — 1992. — № 7. — С. 9—14. [Buzykin V. T., Noskov V. Ja. // Elektronnaja tekhnika. Ser. SVCh-tehnika. 1992. N 7. P. 9]

5. Воторопин С. Д., Носков В. Я., Смольский С. М. Современные гибридно-интегральные автодинные генераторы микроволнового и миллиметрового диапазонов и их применение. Часть 2. Теоретические и экспериментальные исследования // Успехи современной радиоэлектроники. — 2007. — № 7. — С. 3—33. [Votoropin S. D., Noskov V. Ja., Smol'skij S. M. // Uspekhi sovremennoj radioelektroniki. 2007. N 7. S. 3]

6. Воторопин С. Д., Носков В. Я., Смольский С. М. Современные гибридно-интегральные автодинные генераторы микроволнового и миллиметрового диапазонов и их применение. Часть 5. Исследования автодинов с частотной модуляцией // Успехи современной радиоэлектроники. — 2009.— № 3.— С. 3—50. [Votoropin S. D., Noskov V. Ja., Smol'skij S. M. // Uspekhi sovremennoj radiojelektroniki. 2009. N 3. P. 3]

7. Носков В. Я., Смольский С. М. Современные гибридно-интегральные автодинные генераторы микроволнового и миллиметрового диапазонов и их применение. Часть 6. Исследования радиоимпульсных автодинов // Успехи современной радиоэлектроники.— 2009.— № 6.— С. 3—51. [Noskov V. Ja., Smol'skij S. M. // Uspekhi sovremennoj radioelektroniki. 2009. N 6. P. 3]

8. Носков В. Я., Игнатков К. А., Смольский С. М. Нелинейные искажения сигналов в стабилизированных автодинных СВЧ-генераторах // Техника и приборы СВЧ.— 2011.— № 1.— С. 31—39. [Noskov V. Ja., Ignatkov K. A., Smol'skij S. M. // Tekhnika i pribory SVCh. 2011. N 1. P. 31]

9. Новожилова Ю. В., Сергеев А. С. Параметрическая неустойчивость в автогенераторе с отражением от удаленной нагрузки // Труды 19-ой Международной Крымской Микроволновой Конференции «КРЫМИКО-2009».— Севастополь, 2009.— С. 675—676. [Novozhilova Ju. V., Sergeev A. S. // Trudy 19-oj Mezhdunarodnoj Krymskoj Mikrovolnovoj Konferencii «KRYMIKO-2009». Sevastopol', 2009. P. 675]

10. Барташевский Е. Л., Острейковский А. В., Привалов Е. Н. Контроль стабильности характеристик СВЧ-трактов с помощью автодина на диоде Ганна // Измерительная техника.— 1985.— № 10.— С. 49—51. [Bartashevskij Ye. L., Ostrejkovskij A. V., Privalov Ye. N. // Izmeritel'naja tekhnika. 1985. N 10. P. 49]

11. Воторопин С. Д., Носков В. Я., Смольский С. М. Современные гибридно-интегральные автодинные генераторы микроволнового и миллиметрового диапазонов и их применение. Часть 1. Конструкторско-технологические достижения // Успехи современной радиоэлектроники.— 2006.— № 12.— С. 3—30. [Votoropin S. D., Noskov V. Ja., Smol'skij S. M. // Uspekhi sovremennoj radioelektroniki. 2006. N 12. P. 3]

12. Бузыкин В .Т., Носков В. Я. Автодинный отклик при сильном отраженном сигнале // Применение радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Сборник научных трудов.— Харьков: ИРЭ АН Украины.— 1992.— С. 52—56. [Buzykin V. T., Noskov V. Ja. // Primenenie radiovoln millimetrovogo i submillimetrovogo diapazonov. Sbornik nauchnykh trudov. Kharkov: IRJe AN Ukrainy. 1992. P. 52]

АННОТАЦИИ К СТАТЬЯМ НОМЕРА

Аннотации на русском языке

УДК 621.793.16

Сахно Э. А., Балашов М. А., Жиликов В. В., Лобасов Д. В. **Применение технологии тонких пленок и наноструктурированных материалов при изготовлении теплонагруженных печатных плат** (стр. 3—5)

Показана целесообразность применения тонких пленок нитрида алюминия, обладающего уникальными физическими и химическими свойствами, для обеспечения высокой теплостойкости печатной платы. Описана технология изготовления печатных плат с резисторами, расположенными в переходных отверстиях, основанная на использовании металлического основания, покрытого нитридом алюминия.

Россия, г. Москва, ЦНИТИ «Техномаш».

Ключевые слова: печатная плата, металлическое основание, теплопроводность, нитрид алюминия.

УДК 621.3.032

Рассамакин Б. М., Хайрнасов С. М., Хоминич В. И., Буденный А. В., Коваленко Е. Ю., Елисеева Е. Н. **Термовакуумные испытания системы электроснабжения наноспутника НТУУ «КПИ»** (стр. 6—10)

Приведены результаты термовакуумных испытаний экспериментального макета наноспутника НТУУ «КПИ» в вакуумной камере ТВК-0,2. Целью испытаний была проверка работы системы электроснабжения наноспутника. Испытания показали, что при воздействии факторов, имитирующих космическое пространство, система электроснабжения наноспутника работает в штатном режиме.

Украина, г. Киев, НТУУ «КПИ»

Ключевые слова: космический аппарат, наноспутник, CubeSat, термовакуумные испытания.

УДК 621.315.592

Дружинин А. А., Островский И. П., Ховерко Ю. Н., Ничкало С. И., Бережанский Е. И. **Низкоразмерные кристаллы кремния для фотоэлектрических преобразователей** (стр. 11—13)

Показана возможность использования в качестве антиотражающей поверхности кремниевых фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) ансамблей нанопроволок кремния. Разработан технологический процесс получения наноразмерной антиотражающей поверхности, рассмотрены структуры ФЭП и исследованы их характеристики.

Украина, г. Львов, НУ «Львовская политехника»; Польша, г. Вроцлав, Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур.

Ключевые слова: нанопроволоки кремния, фотоэлектрический преобразователь, антиотражающая поверхность.

УДК 621.382.3

Алтухов А. А., Афанасьев М. С., Зяблюк К. Н., Митягин А. Ю., Талипов Н. Х., Чучева Г. В. **Формирование дельта-легированного водородом *p*-слоя в природных и CVD-кристаллах алмаза** (стр. 14—16)

Предложен метод термообработки в водороде природных и выращенных методом CVD кристаллов алмаза, который может служить альтернативой общепринятому методу формирования H-слоя в СВЧ-плазме водорода как более простой и воспроизводимый. Установлена граница термической стабильности гидрированной алмазной поверхности. Показано, что алюминий, напыленный на гидрированную при термообработках в водороде алмазную поверхность, может служить в качестве затвора Шоттки в полевых СВЧ-транзисторах, изготовленных по технологии MESFET.

Россия, г. Москва, ПТЦ «УралАлмазИнвест»; Военная академия ракетных войск стратегического назначения; г. Фрязино, Филиал ИРЭ РАН им. В. А. Котельникова.

Ключевые слова: алмаз, гидрогенизация, СВЧ-транзисторы, барьеры Шоттки.

АННОТАЦИИ К СТАТЬЯМ НОМЕРА

УДК 539.1.074.5; 621.382; 621.039.7

Перевертайло В. Л. **Интегральные двухсторонние кремниевые микростриповые детекторы** (стр. 17—24)

Рассмотрены вопросы проектирования, технологии и изготовления двухсторонних кремниевых микростриповых детекторов на стандартном оборудовании технологической линии в условиях серийного производства кремниевых интегральных схем. Представлена разработка прототипа детектора высокоэнергетических частиц для эксперимента ALICE (CERN). Изготовленные детекторы сравнимы по параметрам с аналогичными зарубежными детекторами, однако отличаются меньшей стоимостью.

Украина, г. Киев, НИИ микроприборов НТК "Институт монокристаллов" НАНУ.

Ключевые слова: технология p^+-, n^+-стороны детектора, поликремниевые интегрированные резисторы, конденсатор с двухслойным диэлектриком, радиационная стойкость, коэффициент дозовой зависимости.

УДК : 621.382

Гурбанниязов М. А., Курбанов М. А. **Методика и установка для определения теплопроводности полупроводников с использованием лучистой энергии** (стр. 25—26)

Предложен способ определения коэффициента теплопроводности твердых тел в нестационарном режиме, методическая погрешность которого составляет не более 7%.

Туркменистан, г. Ашгабат, Туркменский государственный университет имени Магтымгулы.

Ключевые слова: коэффициент теплопроводности, тепловой поток, полупроводник, темп охлаждения, лучистая эненргия.

УДК: 535.14:621.375.826

Гаркавенко А. С. **Тонкая структура спектров лазерного излучения при электронной накачке на основе радиационно модифицированных оптически однородных нелегированных кристаллов GaAs** (стр. 27—30)

Исследовано влияние уровня возбуждения и температуры на параметры излучения лазеров, созданных на основе модифицированных с помощью радиационных технологий кристаллов GaAs *n*-типа с высокой оптической однородностью.

Германия, г. Штутгарт, Международный научно-производственный центр энергосберегающих технологий.

Ключевые слова: спектр излучения, лазер, электронная накачка, радиационная модификация, арсенид галлия.

УДК: 621.382.001

Алиева А. П., Алескеров Ф. К., Кахраманов С. Ш. **Межслоевые примесные нанокомпозиты поверхности (0001) кристалла Bi_2Te_3, легированного цинком и селеном** (стр. 31—34)

В процессе роста и кристаллизации легирующих элементов в межслоевом пространстве кристалла образуются нанокомпозиты, вырастающие перпендикулярно базовой плоскости, что приводит к появлению новых электронных свойств кристалла. Сформированные межслоевые наноструктурные элементы увеличивают механическую прочность кристаллов с высокой термоэлектрической добротностью.

Азербайджан, г. Баку, Азербайджанский технический университет; НПО «Селен» НАНА.

Ключевые слова: композиты, стехиометрия, нанофрагменты, структуры, морфология, самоорганизация, дислокации, вакансии, профилограмма, ступенчатост.

АННОТАЦИИ К СТАТЬЯМ НОМЕРА

УДК: 621.362:621.383

Андронова Е. В., Баганов Е. А., Курак В. В. **Исследование спектров фотолюминесценции низкоразмерных структур InSb, сформированных в матрице GaSb** (стр. 35—38)

Представлены результаты исследования спектров фотолюминесценции эпитаксиальных структур, состоящих из матрицы GaSb, в объеме которой методом импульсного охлаждения насыщенного раствора-расплава сформированы низкоразмерные структуры из InSb. Показано, что наблюдаемые полосы фотолюминесценции связаны с излучательными переходами при участии энергетических уровней низкоразмерных островковых структур InSb, формирующихся на смачивающем слое антимонида индия толщиной примерно 2 нм.

Украина, Херсонский национальный технический университет.

Ключевые слова: низкоразмерные структуры, антимонид индия, антимонид галлия, жидкофазная эпитаксия, спектр фотолюминесценции, излучательные переходы.

УДК: 537.311.33:622.382.33

Смынтына В. А., Кулинич О. А., Яцунский И. Р., Свиридова О. В., Марчук И. А. **Влияние слоя поликристаллического кремния на механизмы токопереноса в контактах «металл — *p*-кремний»** (стр. 39—41)

На основании результатов исследования процессов токопереноса в контактах «металл —*p*-кремний» с различной толщиной слоя поликристаллического *p*-кремния описаны механизмы токопереноса через такие структуры. Установлено, что при увеличении толщины слоя поликристаллического *p*-кремния механизм токопереноса изменяется от двойного инжекционного к дрейфово-диффузионному. Такое изменение связано с увеличением дрейфовой составляющей тока в зоне пространственного заряда контакта «металл — *p*-кремний», возникающей вследствие увеличения поверхностной плотности рассеивающих барьеров, локализованных на границах соседних поликристаллов кремния.

Украина, Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова.

Ключевые слова: поликристаллический кремний, токоперенос, контакт «металл — *p*-кремний».

УДК 621.373.122: 621.396.962.23

Носков В. Я., Игнатков К. А., Смольский С. М. **Автодинные характеристики стабилизированных СВЧ-генераторов при сильном отраженном сигнале** (стр. 42—54)

Выполнены расчеты и анализ фазовых, амплитудных, частотных и амплитудно-частотных характеристик автодинной системы, стабилизированной внешним высокодобротным резонатором, а также спектральных характеристик при условиях точной и неточной настройки резонатора и вариациях расстояния до отражателя. Показаны отличительные особенности формирования автодинного отклика при слабом и сильном отраженном сигнале. Проведены экспериментальные исследования, выполненные на примере гибридно-интегрального генератора на диоде Ганна 8-мм диапазона, которые качественно подтвердили выводы теоретических исследований.

Россия, Уральский федеральный университет (УПИ), Московский энергетический институт –ТУ (МЭИ–ТУ).

Ключевые слова: автодин, автодинный генератор, стабилизированный генератор, генератор на диоде Ганна, автодинный сигнал, сильное отраженное излучение, нелинейные искажения сигнала, параметр искажений, система ближней радиолокации.

АНОТАЦІЇ ДО СТАТЕЙ НОМЕРА

Аннотації українською мовою

УДК 621.793.16

Сахно Е. А., Балашов М. А., Жиліков В. В., Лобасов Д. В. **Застосування технології тонких плівок та наноструктурованих матеріалів при виготовленні теплонавантажених друкованих плат** (стор. 3—5)

Показано доцільність застосування тонких плівок нітриду алюмінію, що володіє унікальними фізичними і хімічними властивостями, для забезпечення високої теплостійкості друкованої плати. Описано технологію виготовлення друкованих плат з резисторами, розташованими в перехідних отворах, що заснована на використанні металевої основи з покриттям з нітриду алюмінію.

Росія, м. Москва, ЦНДТІ «Техномаш».

Ключові слова: друкована плата, металева основа, теплопровідність, нітрид алюмінію.

УДК 621.3.032

Рассамакін Б. М., Хайрнасов С. М., Хомініч В. І., Будьонний О. В., Коваленко Є. Ю., Єлісеєва К. М. **Термовакуумні випробування системи електропостачання наносупутника НТУУ «КПІ»** (стор. 6—10)

Наведено результати термовакуумних випробувань експериментального макета наносупутника НТУУ «КПІ» у вакуумній камері ТВК-0,2. Метою випробувань була перевірка роботи системи електропостачання наносупутника. Випробування показали, що під дією факторів, що імітують космічний простір, система електропостачання наносупутника працює в штатному режимі.

Україна, м. Київ, НТУУ «КПІ».

Ключові слова: космічний апаратб наносупутник, CubeSat, термовакуумні випробування.

УДК 621.315.592

Дружинін А. О., Островський І. П., Ховерко Ю. М., Нічкало С. І., Бережанський Є. І. **Низькорозмірні кристали кремнію для фотоелектричних перетворювачів** (стор. 11—13)

Показано можливість використання як антивідбивної поверхні кремнієвих фотоелектричних перетворювачів (ФЕП) ансамблів нанодротин кремнію. Розроблено технологічний процес отримання нанорозмірної антивідбивної поверхні, розглянуто структури ФЕП та досліджено їх характеристики.

Україна, м. Львів, НУ «Львівська політехніка»; Польща, м. Вроцлав, Міжнародна лабораторія сильних магнітних полів і низьких температур.

Ключевые слова: нанодротини кремнію, фотоелектричний перетворювач, антивідбивна поверхня.

УДК 621.382.3

Алтухов А. О., Афанасьєв М. С., Зяблюк К. М., Мітягін О. Ю., Таліпов Н. Х., Чучева Г. В. **Формування дельта-легованого воднем *p*-шару в природних та CVD-кристалах алмазу** (стор. 14—16)

Запропоновано метод термообробки у водні природних та вирощених методом CVD кристалів алмазу, який може служити альтернативою загальноприйнятому методу формування Н-шару в НВЧ-плазмі водню як більш простий і відтворюваний. Встановлено межу термічної стабільності гідрованої алмазної поверхні. Показано, що алюміній, напилений на гідровану при термообробці у водні алмазну поверхню, може служити як затвір Шотки в польових НВЧ-транзисторах, виготовлених за технологією MESFET.

Росія, м. Москва, ВТЦ «УралАлмазІнвест»; Військова академія ракетних військ стратегічного призначення; м. Фрязіно, Філіал ІРЕ РАН ім. В. А. Котельнікова.

Ключові слова: алмаз, гідрогенізація, НВЧ-транзистори, бар'єри Шоткі.

АНОТАЦІЇ ДО СТАТЕЙ НОМЕРА

УДК 539.1.074.5; 621.382; 621.039.7

Перевертайло В. Л. **Технологія інтегральних двосторонніх кремнієвих мікростріпових детекторів** (стор. 17—24)

Розглянуто питання проектування, технології та виготовлення двосторонніх кремнієвих мікростріпових детекторів на стандартному обладнанні технологічної лінії в умовах серійного виробництва кремнієвих інтегральних схем. Представлено розробку прототипу детектора високоенергетичних часток для експерименту ALICE (CERN). Виготовлені детектори порівнянні за параметрами з аналогічними зарубіжними детекторами, проте відрізняються меншою вартістю.

Україна, м. Київ, НДІ мікроприладів НТК "Інститут монокристалів" НАНУ.

Ключові слова: технологія p^+-, n^+-сторони детектора, полікремнієві інтегровані резистори, конденсатор з двошаровим діелектриком, радіаційна стійкість, коефіцієнт дозової залежності.

УДК : 621.382

Гурбаніязов М. А., Курбанов М. А. **Методика та установка для визначення теплопровідності напівпровідників з використанням променистої енергії** (стор. 25—26)

Запропоновано спосіб визначення коефіцієнту теплопровідності твердих тіл в нестаціонарному режимі, методична похибка якого складає не більш ніж 7%.

Туркменістан, м. Ашгабат, Туркменський державний університет імені Магтимгули.

Ключові слова: коефіцієнт теплопровідності, тепловий потік, напівпровідник, темп охолодження, лучиста енергія.

УДК: 535.14:621.375.826

Гаркавенко А. С. **Тонка структура спектрів лазерного випромінювання при електронному нагнітанні на основі радіаційно модифікованих оптично однорідних нелегованих кристалів GaAs** (стор. 27—30)

Досліджено вплив рівня збудження і температури на параметри випромінювання лазерів, створених на основі модифікованих за допомогою радіаційних технологій кристалів GaAs *n*-типу з високою оптичною однорідністю.

Німеччина, м. Штутгарт, Міжнародний науково-виробничий центр енергозберігаючих технологій.

Ключові слова: спектр випромінювання, лазер, електронне нагнітання, радіаційна модифікація, арсенід галію.

УДК: 621.382.001

Алієва А. П., Алескеров Ф. К., Кахраманов С. Ш. **Міжшарові домішкові нанокомпозити поверхні (0001) кристала Bi_2Te_3, легованого цинком та селеном** (стор. 31—34)

У процесі росту і кристалізації легуючих елементів у міжшаровому просторі кристала утворюються нанокомпозити, які виростають перпендикулярно до базової площини, що призводить до появи нових електронних властивостей кристала. Сформовані міжшарові наноструктурні елементи збільшують механічну міцність кристалів з високою термоелектричною добротністю.

Азербайджан, м. Баку, Азербайджанський технічний університет; НПО «Селен» НАНА.

Ключові слова: композити, стехіометрії, нанофрагменти, структури, морфологія, самоорганізація, дислокації, вакансії, профілограми, ступінчастість.

УДК: 621.362:621.383

Андронова О. В., Баганов Є. О., Курак В. В. **Дослідження спектрів фотолюмінесценції низькорозмірних структур InSb, сформованих в матриці GaSb** (стор. 35—38)

Представлено результати дослідження спектрів фотолюмінесценції епітаксійних структур, що складаються з матриці GaSb, в об'ємі якої методом імпульсного охолодження насиченого розчину-розплаву сформовано низькорозмірні структури з InSb. Показано, що спостережувані смуги фотолюмінесценції пов'язані з випромінювальними переходами за участю енергетичних рівнів низькорозмірних острівцевих структур InSb, що формуються на змочувальному шарі антимоніду індію товщиною приблизно 2 нм.

Україна, Херсонський національний технічний університет.

Ключові слова: низькорозмірні структури, антимонід індію, антимонід галію, рідкофазна епітаксія, спектр фотолюмінесценції, випромінювальні переходи.

УДК: 537.311.33:622.382.33

Сминтина В. А., Кулініч О. А., Яцунский І. Р., Свірідова О. В., Марчук І. О. **Вплив шару полікристалічного кремнію на механізми токоперенесення в контактах «метал — *p*-кремній»** (стор. 39—41)

На підставі результатів дослідження процесів токоперенесення в контактах «метал — *p*-кремній» з різною товщиною шару полікристалічного *p*-кремнію описано механізми токоперенесення через такі структури. Встановлено, що при збільшенні товщини шару полікристалічного *p*-кремнію механізм токоперенесення змінюється від подвійного інжекційного до дрейфово-дифузійного механізму. Така зміна пов'язана із збільшенням дрейфової складової струму в зоні просторового заряду контакту «метал — *p*-кремній», що виникає внаслідок збільшення поверхневої щільності розсіюючих бар'єрів, локалізованих на границях сусідніх полікристалів кремнію.

Україна, Одеський національний університет ім. І. І. Мечникова.

Ключові слова: полікристалічний кремній, токоперенесення, контакту «метал — *p*-кремній».

УДК 621.373.122: 621.396.962.23

Носков В. Я., Ігнатков К. А., Смольський С. М. **Автодинні характеристики стабілізованих НВЧ-генераторів при сильному відбитому сигналі** (стор. 42—54)

Здійснено розрахунки та аналіз фазових, амплітудних, частотних і амплітудно-частотних характеристик автодинної системи, стабілізованої зовнішнім високодобротним резонатором, а також спектральних характеристик за умов точного и неточного налаштування резонатора и варіаціях відстані до відбивача. Показано відмітні особливості формування автодинного відгуку при слабому і сильному відбитому сигналі. Проведені експериментальні дослідження, що були виконані на прикладі гібридно-інтегрального генератора на діоді Ганна 8-мм діапазона, якісно підтвердили висновки теоретичних досліджень.

Росія, Уральський федеральний університет (УПІ), Московський енергетичний інститут –ТУ (МЕІ–ТУ).

Ключові слова: автодин, автодинний генератор, стабілізований генератор, генератор на діоді Ганна, автодинний сигнал, сильне відбите випромінювання, нелінійне спотворення сигналу, параметр спотворень, система ближньої радіолокації.

Abstracts in English

UDC 621.793.16

Sakhno E. A., Balashov M. A. Zhilikov V. V., Lobasov D. V. **Application of the technology of thin films and nanostructured materials in the manufacture of thermally loaded printed circuit boards** (p. 3—5)

The expediency is shown for application of aluminum nitride thin films, which has unique physical and chemical properties, for high heat resistance of the circuit board. There was described the technology of printed circuit board with resistors, located in the vias, based on the use of a metal base coated with aluminum nitride.

Russia, Moscow, CRTI "Technomash".

Keywords: printed circuit board, metal base, thermal conductivity, aluminum nitride.

UDC 621.3.032

Rassamakin B. M., Khairnasov S. M., Khominich V. I., Budionny A. V., Kovalenko E. Yu., Eliseyev Ye. N. **Thermal vacuum testing of the power supply system of the nanosatellite NTUU "KPI"** (p. 6—10)

The results of thermal vacuum testing of experimental model of the nanosatellite NTUU "KPI" in a vacuum chamber TBK-0,2 are shown in the article. Objective of the tests was to check the power system of the nanosatellite. Tests have shown that when exposed to factors that simulate space, the power system of the nanosatellite is operating normally.

Ukraine, Kiev, NTUU "KPI"

Keywords: satellite, nanosatellite, CubeSat, thermal vacuum test.

UDC 621.315.592

Druzhinin A. A., Ostrovskii I. P., Khoverko Yu. N., Nichkalo S. I., Berezhanskii Ye. I. **Low-dimensional silicon crystals for photovoltaic cells** (p. 11—13)

The possibility of using of silicon nanowires ensembles as an anti-reflective surface for silicon photovoltaic cells is shown. The technological process for nanoscale anti-reflective surface is developed, the structures of silicon photovoltaic cell are examined and their characteristics are studied.

Ukraine, Lviv, NU «Lviv Polytechnic»; Poland, Wroclaw, International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures.

Keywords: nanowire, silicon photovoltaic cell, anti-reflective surface.

UDC 621.382.3

Altukhov A. A., Afanasyev M. S., Ziablyuk K. N., Mityagin A. Yu., Talipov N. H., Chucheva G. V. **Formation of delta-doped *p*-layer of hydrogen in natural and CVD-diamond crystals** (p. 14—16)

A method is proposed for the hydrogen heat treatment of natural and CVD-diamond crystals, which can serve as an alternative to conventional method of forming H-layer in microwave plasma of hydrogen as a simpler one and more reproducible. The boundaries of thermal stability of hydrogenated diamond surface are determined. It is shown that aluminum deposited on hydrogenated during the hydrogen heat treatment diamond surface can serve as a Schottky gate in microwave field-effect transistor made with MESFET technology.

Russia, Moscow, Manufacturing and Technology Center "UralAlmazInvest", Peter the Great Military Academy of Strategic Rocket Forces; Friazino branch of Kotelnikov IRE RAS.

Keywords: diamond, hydrogenation, microwave transistors, Schottky barriers.

UDC 539.1.074.5; 621.382; 621.039.7

Perevertailo V. L. **Integrated double-sided silicon microstrip detectors** (p. 17—24)

The problems of design, technology and manufacturing double-sided silicon microstrip detectors using standard equipment production line in mass production of silicon integrated circuits are considered. The design of prototype high-energy particles detector for experiment ALICE (CERN) is presented. The parameters of fabricated detectors are comparable with those of similar foreign detectors, but they are distinguished by lesser cost.

Ukraine, Kiev, Institute of microdevices STC "Institute for single crystals" of NAS of Ukraine.

Keywords: technology of p^+-, n^+-side of the detector, integrated polysilicon resistors, capacitors with double layer dielectric, radiation resistance, coefficient of dose dependence.

UDC: 621.382

Gurbanniyazov M. A., Kurbanov M. A. **Technique and installation for determination of semiconductors heat conduction with the use of radiant energy** (p. 25—26)

The method of determination of heat conduction coefficient for solid bodies in the nonstationary mode with method error of no more than 7 % is offered.

Turkmenistan, Ashgabat, Magtymguly Turkmenistan state university.

Keywords: thermal conductivity coefficient, thermal flow, semiconductor, rate of cooling, radiant energy.

UDC: 535.14:621.375.826

Garkavenko A. S. **Fine structure of laser spectrum at electron-beam pumping based on radiation-modified optically homogeneous crystals of undoped GaAs** (p. 27—30)

The influence of excitation level and temperature on the radiation parameters of lasers based on *n*-type GaAs crystals with high optical homogeneity, modified with the use of radiotechnologies.

Germany, Stuttgart, International Research and Production Center of energy-saving technologies.

Keywords: radiation spectrum, laser, electron-beam pumping, radiation modification, gallium arsenide.

UDC: 621.382.001

Alieva A. P., Aleskerov F. K., Kahramanov S. Sh. **Interlayer surface impurity nanocomposites of (0001) crystal Bi_2Te_3, alloyed with zinc and selenium** (p. 13—34)

In the process of growth and crystallization of the alloying elements in the interlayer space of the crystal the nanocomposites are formed perpendicularly to the ground plane, which leads to new electronic properties of the crystal. Formed interlayer nanostructure elements increase the mechanical strength of crystals with high thermoelectric quality factor.

Azerbaijan, Baku, Azerbaijan technical university, the SPA «Selen» ANAS.

Keywords:composites, stoichiometry, nanofragments, structures, morphology, self-organization, dislocations, vacancies, profilograms, jagging.

UDC: 621.362:621.383

Andronova E. V., Baganov Ye. A., Kurak V. V. **Investigation of photoluminescence spectrums of InSb low-dimensional structures formed in GaSb matrix** (p. 35—38)

Results of investigation of photoluminescence spectrums of the epitaxial structures containing InSb low-dimensional structures formed in GaSb matrix by a method of pulse cooling of saturated solution-melt are presented. It is shown, that observable photoluminescence bands are concerned with radiation transitions through energy levels of InSb low-dimensional structures formed on InSb wetting layer with thickness of 2 nm.

Keywords: low-dimensional structures, indium antimonide, gallium antimonide, liquid phase epitaxy, photoluminescence spectrum, radiative transition.

Ukraine, Kherson National Technical University.

UDC: 537.311.33:622.382.33

Smyntyna V. A., Kulinich O. A., Yatsunskii I. R., Sviridova O. V., Marchuk I. A. **Influence of polycrystalline silicon layer on flow through «metal — *p*-Si» contact** (p. 39—41)

Based on the results of investigations of charge transport in the "metal — *p*-Si" contacts with different thickness of polycrystalline *p*-Si layer the mechanisms of charge transport through such structures are shown. It is established that with increasing thickness of the layer of polycrystalline *p*-Si current transport mechanism changes from a double injection into the drift-diffusion. This change is due to an increase in the drift current component in the space charge zone of "metal — *p*-Si" contact, which arises as a result of increased surface density of scattering barriers, which are localized at the boundaries of neighboring silicon polycrystals.

Keywords: polycrystalline silicon, current transport, "metal — *p*-Si" contact.

Ukraine, Odessa, I. I. Mechnikov Odessa National University.

UDC 621.373.122: 621.396.962.23

Noskov V. Ya., Ignatkov K. A., Smolskiy S. M. **Autodyne characteristics of stabilized UHF-oscillators at a strong reflected signal** (p. 42—54)

Calculations and examinations of phase, amplitude, frequency and amplitude-frequency characteristics are fulfilled for the autodyne system stabilized by the external high-Q cavity as well as spectral characteristics under condition of exact and non-exact cavity tuning and the variations of distance to reflector. The distinguished peculiarities of the autodyne response at the small and large reflected signal are described. Experimental research results are discussed fulfilled on an example of the hybrid-integrated oscillator on Gunn diode of 8-mm-range, which confirm qualitatively the theoretic results.

Keywords: autodyne, autodyne oscillator, stabilized oscillator, oscillator on Gunn diode; autodyne signal, strong reflected radiation, nonlinear signal distortions, distortion parameter, short-range radar.

Russia, Ural federal university (UPI), Moscow Power Engineering Institute–TU (MPEI–TU).

ПАМЯТКА АВТОРУ ЖУРНАЛА «ТКЭА»

1. Рукопись должна соответствовать тематике журнала и отличаться прикладной направленностью.

Если результаты получены в смежных областях знаний, необходимо показать их применимость в области интересов журнала.

2. При оценке рукописи редакцию будут интересовать следующие аспекты:

— актуальность темы;

— обоснованность постановки задачи;

— новизна информации (в сравнении с работами предшественников);

— убедительность доказательств;

— правомерность выводов;

— возможность практического применения;

— целесообразность (и адекватность тексту) таблиц, иллюстраций, списка использованных источников;

— строгость терминологии;

— композиция рукописи, в т. ч. оправданность объема.

3. Название рукописи должно быть конкретным и, в то же время, по возможности кратким.

4. Обозначьте разделы рукописи. Выделите выводы (резюме, заключение). Кстати, проверьте себя — насколько согласуются между собой поставленная задача, выводы и название статьи.

5. Единицы измерения всех величин должны отвечать современным требованиям, а использованные символы (и аббревиатуры) должны быть пояснены при первом их употреблении в тексте.

6. При ссылке в тексте на численные значения, формулы и иные фактические данные, заимствованные из книг, следует (для удобства поиска) указывать не только саму книгу, но и страницу (напр., [2, с. 418]).

7. Список «Использованные источники» формируется в порядке их упоминания в тексте. Желательно избегать ссылок на труднодоступные источники (напр., на материалы конференций) или на недолговечные (напр., Интернет). Принятое в журнале описание источников показано в приложении.

8. Сопроводите рукопись библиографической карточкой на русском и английском языках с аннотацией до 500 печатных знаков. Укажите ключевые слова, а также индекс рукописи по Универсальной десятичной классификации (УДК).

9. Материалы статьи направляйте по e-mail tkea@optima.com.ua. Если Вы направляете рукопись по почте, приложите запись статьи на CD.

Текст статьи набирается на русском или английском языке в текстовом редакторе Microsoft Word размером 12, без переносов, с одним пробелом между словами, с междустрочным интервалом не менее 1,5. Правый край текста выравнивать не обязательно.

Допускается использование программы Equation только в тех случаях, когда Word бессилен, например при наборе специальных знаков над буквенными обозначениями, подкоренных выражений, пределов интегрирования, суммирования и т. п.

С точки зрения удобства верстки желательно, чтобы объем иллюстраций не превышал 40% от общего объема статьи. Иллюстрации должны быть представлены отдельными файлами. Графики и чертежи следует выполнять в черно-белом (битовом) режиме.

При подготовке цветных иллюстраций желательно фотографировать объекты на однотонном фоне цифровой камерой. Если проводится сканирование изображений, то его необходимо выполнять с разрешением 300 ppi.

10. Снабдите рукопись сведениями об авторах (фамилия, имя, отчество, ученая степень, место работы, должностное положение, дата рождения, служебный и домашний адреса с указанием почтового индекса, e-mail, телефон, телефакс).

11. Если считаете необходимым, сопроводите статью экспертным заключением о возможности ее публикации в открытой печати.

НОВЫЕ РАЗРАБОТКИ НИИ ТОЧНОГО МАШИНОСТРОЕНИЯ

Комплект малогабаритного вакуумного оборудования настольного типа

МВУ ТМ-Магна

МВУ ТМ-ТИС

МВУ ТМ Изофаз-CVD

МВУ ТМ Изофаз-CVD ICP

МВУ ТМ Плазма-РИТ

МВУ ТМ Плазма ПХТ

МВУ ТМ Плазма ПХТ ICP

МВУ ТМ-Отжиг

Назначение:

Мелкосерийное производство, технологическое обучение, отработка технологических процессов, научные исследования.

Специализация:

- **“МВУ ТМ-Магна”** – Нанесение металлов и диэлектриков методом магнетронного распыления.
- **“МВУ ТМ-ТИС”** – Осаждение плёнок металлов методом термического испарения.
- **“МВУ ТМ Изофаз-CVD”** – Плазмохимическое осаждение диэлектрических слоёв из газовой фазы (диодная система).
- **“МВУ ТМ Изофаз-CVD ICP”** – Плазмохимическое осаждение диэлектрических слоёв из газовой фазы (ICP реактор).
- **“МВУ ТМ Плазма-РИТ”** – Прецизионное травление слоёв и материалов методом реактивно-ионной обработки.
- **“МВУ ТМ Плазма-ПХТ”** – Плазмохимическое травление слоёв и материалов в плазме диодного разряда.
- **“МВУ ТМ Плазма-ПХТ ICP”** – Плазменное травление слоёв и материалов с ICP источником плазмы.
- **“МВУ ТМ-Отжиг”** – Термический отжиг и сушка слоёв и материалов.

Россия, 124460 Москва, Зеленоград, Панфиловский проспект, 10
Телефон: +7 (495) 229-75-01 Факс: +7 (495) 229-75-22
Почта: info@niitm.ru Сайт: www.niitm.ru

Київ
17-20
квітня
2012

Найбільша в Україні виставка промислової автоматизації

Сьома міжнародна виставка

E:IA

електроніка
і промислова
автоматизація

Виставка відбудеться одночасно з найбільшою в Україні електротехнічною виставкою elcomUkraine 2012.

Тематичні напрями виставки:

Промислова автоматизація

Контрольно-вимірювальні прилади

Електроніка

Запрошуємо до участі!

З питань участі звертайтесь: (44) 461-9311

skazochkin@eindex.kiev.ua; shevchik@eindex.kiev.ua; chenskiy@eindex.kiev.ua

Номер готовили
Ашгабат, Баку, Вроцлав, Екатеринбург, Киев, Львов, Минск, Москва, Одесса, Фрязино, Харьков, Херсон, Черновцы, Штутгарт.

Пишите
Подписывайтесь
Читайте

ISSN 2225-5818 ТЕХНОЛОГИЯ И КОНСТРУИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЕ. № 5. 2011 г.