

Технология и конструирование в электронной аппаратуре

«САТУРН» остается на орбите
(см. статью на стр. 70)



2—3 2013

МАРТ — ИЮНЬ

Издательство «Политехпериодика»



E-mail: tkea@optima.com.ua, web-сайт: www.tkea.com.ua
Login Skype: politehperiodika, тел. +38 (048)728-18-50, тел./факс 728-49-46

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

ISSN 2225-5818

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).

Включен в базы данных DOAJ и РИНЦ



Номер выпущен при поддержке
НПП «Сатурн» (г. Киев)
ЧАО «Укрналит» (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, М. Г. Глава, Н. М. Колганова.

Техническая редакция, дизайн: Е. И. Корецкая.

Компьютерное обеспечение: П. В. Назаров.

Подписано к печати 14.06 2013. Формат 60×84 1/8. Печать офсетная.

Печ. л. 9,0+1,0. Уч.-изд. л. 12,5. Тираж 200 экз. Заказ № 146.

Издательство «Политехпериодика»

(65044, г. Одесса-44, а/я 17).

Отпечатано в типографии РА «ART-V»

(65091, г. Одесса, ул. Комитетская, 24а).

**ТЕХНОЛОГИЯ
И
КОНСТРУИРОВАНИЕ
В
ЭЛЕКТРОННОЙ
АППАРАТУРЕ**

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

2013 № 2–3

Год издания 37-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)
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. Степанович (г. Белград)
Д. т. н. З. Стевич (г. Белград)
Д.х.н. В. Н. Томашик (г. Киев)
Д.ф.-м.н. О. И. Шпотюк (г. Львов)

УЧРЕДИТЕЛИ

МПП 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 № 5 от 30.04 2013 г.)

СОДЕРЖАНИЕ

Электронные средства: исследования, разработки

Модульный спектрометр для оценки качества технологии твердотельных детекторов. *Перевертайло В. Л., Зайцевский И. Л., Тарасенко Л. И., Перевертайло А. В., Шкиренко Э. А., Крюков А. С.*

3

СВЧ-техника

Диэлектрические характеристики высокотемпературной AlN-керамики в диапазоне частот 3–93 ГГц. *Часнык В. И., Фесенко И. П.*

11

Перспективы применения микрополосковых устройств с резонаторами бегущей волны. *Глушеченко Э. Н.*

15

Системы передачи и обработки сигналов

Сигма-дельта модулятор: петлевые фильтры и шум квантования. *Голуб В. С.*

19

Функциональная микро- и наноэлектроника

Моделирование магнитотранзисторов на основе одномерного уравнения непрерывности. *Глауберман М. А., Егоров В. В., Канищева Н. А.*

28

Обеспечение тепловых режимов

CFD-моделирование теплообмена в прямоугольном канале с каверна-штыревым оребрением. *Спокойный М. Ю., Трофимов В. Е., Шевчук М. В.*

33

Двухкаскадные модули на основе Bi₂Te₃ и SiGe для термоэлектрических генераторов. *Михайловский В. Я., Билинский Слотыло В. Р.*

39

Технологические процессы и оборудование

Методы и механизмы геттерирования кремниевых структур в производстве интегральных микросхем. *Пилипенко В. А., Горушко В. А., Петлицкий А. Н., Понарядов В. В., Турцевич А. С., Шведов С. В.*

43

Материалы электроники

Метод жидкофазной эпитаксии толстых слоев. *Дранчук С. Н., Завадский В. А., Мокрицкий В. А.*

58

Метрология. Стандартизация

Исследование метрологических параметров датчиков на основе рН-чувствительных полевых транзисторов. *Кукла А. Л., Лозовой С. В., Павлюченко А. С., Нагибин С. Н.*

61

К истории науки и техники

«Сатурн» остается на орбите. *Чмиль В. М., Глушеченко Э. Н.*

69

Список рецензентов номера

72

Новые книги

18, 27, 42, 57, 60, 68

ЗМІСТ

Електронні засоби: дослідження, розробки

Модульний спектрометр для оцінки якості технології твердотільних детекторів. *Перевертайло В. Л., Зайцівський І. Л., Тарасенко Л. І., Перевертайло А. В., Шкіренко Е. А., Крюков А. С.* (3)

НВЧ-техніка

Діелектричні характеристики високотеплопровідної AlN-кераміки в діапазоні частот 3–93 ГГц. *Часник В. І., Фесенко І. П.* (11)

Перспективи застосування мікрополоскових пристроїв з резонаторами біжучої хвилі. *Глушеченко Е. М.* (15)

Системи передачі та обробки сигналів

Сигма-дельта модулятор: петльові фільтри й шум квантування. *Голуб В. С.* (19)

Функціональна мікро- та наноелектроніка

Моделювання магнітотранзисторів на основі одновимірного рівняння безперервності. *Глауберман М. А., Єгоров В. В., Канищева Н. А.* (28)

Забезпечення теплових режимів

CFD-моделювання теплообміну в прямокутному каналі з каверна-штирьовим оребренням. *Спокойний М. Ю., Трофімов В. Є., Шевчук М. В.* (33)

Двокаскадні модулі на основі Bi₂Te₃ та SiGe для термоелектричних генераторів. *Михайловський В. Я., Білінський-Слотило В. Р.* (39)

Технологічні процеси та обладнання

Методи та механізми гетерування кремнієвих структур у виробництві інтегральних мікросхем. *Пилипенко В. А., Горушка В. А., Петлицький А. Н., Понарядов В. В., Турцевич А. С., Шведов С. В.* (43)

Матеріали електроніки

Метод рідиннофазної епітаксії товстих шарів. *Дранчук С. Н., Завадський В. А., Мокрицький В. А.* (58)

Метрологія. Стандартизація

Дослідження метрологічних параметрів датчиків на основі рН-чутливих польових транзисторів. *Кукла О. Л., Лозовий С. В., Павлюченко О. С., Нагібін С. Н.* (61)

До історії науки та техніки

«Сатурн» залишається на орбіті. *Чміль В. М., Глушеченко Е. М.* (69)

CONTENTS

Electronic means: investigations, development

Modular spectrometer for quality assessment of solid-state detector technology. *Perevertaylo V. L., Zaitsevsky I. L., Tarasenko L. I., Perevertaylo A. V., Shkirenko E. A., Kryukov A. S.* (3)

Microwave technology

Dielectric characteristics of the high heat-conducting AlN-ceramics in the frequency range of 3–93 GHz. *Chasnyk V. I., Fesenko I. P.* (11)

Potential applications of microstrip devices with traveling wave resonators. *Glushechenko E. N.* (15)

Systems of transfer and processing of signals

Sigma-delta modulator: loop filters and quantization noise. *Golub V. S.* (19)

Functional micro- and nanoelectronics

The magnetotransistor simulation based on the one-dimension continuity equation. *Glauberman M. A., Yegorov V. V., Kanishcheva N. A.* (28)

Ensuring of thermal modes

CFD modeling of heat transfer in a rectangular channel with dimple-pin finning. *Spokoiny M. Yu., Trofimov V. E., Shevchuk M. V.* (33)

Two-stage cascaded modules based on Bi₂Te₃ and SiGe for thermoelectric generators. *Mikhailovsky V. Ya., Bilinskiy-Slotylo V. R.* (39)

Technological processes and equipment

Methods and mechanisms of gettering of silicon structures in the production of integrated circuits. *Pilipenko V. A., Gorushko V. A., Petlitskiy A. N., Pona-ryadov V. V., Turtsevich A. S., Shvedov S. V.* (43)

Materials of electronics

Thick layers liquid-phase epitaxy method. *Dranchuk S. N., Zavadskiy V. A., Mokritskiy V. A.* (58)

Metrology. Standartization

Investigation of metrological parameters of sensors based on the pH-sensitive field effect transistors. *Kukla A. L., Lozovoy S. V., Pavluchenko A. S., Nagibin S. N.* (61)

On the history of science and engineering

«Saturn» remains in orbit. *Chmil V. M., Glushechenko E. N.* (69)

УДК 621.375.4:539.1.075

К. ф.-м. н. В. Л. ПЕРЕВЕРТАЙЛО, И. Л. ЗАЙЦЕВСКИЙ, Л. И. ТАРАСЕНКО,
А. В. ПЕРЕВЕРТАЙЛО, Э. А. ШКИРЕНКО, А. С. КРЮКОВ

Украина, г. Киев, НИИ микроприборов НТК «ИМК» НАНУ

E-mail: detector@carrier.kiev.ua

МОДУЛЬНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА ТЕХНОЛОГИИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Рассмотрено применение зарядочувствительных предусилителей и спектрометрических усилителей для преобразования и усиления сигналов твердотельных детекторов, указаны факторы, определяющие энергетическое разрешение спектрометрического тракта. Описана техника спектрометрии для контроля качества $p-i-n$ -фотодиодов, приведена структура многоцелевой спектрометрической системы, схемные решения ее отдельных узлов, указаны их особенности и параметры.

Ключевые слова: зарядочувствительный предварительный усилитель, спектрометрический усилитель, модульный спектрометр, $p-i-n$ -фотодиод.

Исследования спектров низкоэнергетических источников ионизирующего излучения, зарегистрированных $p-i-n$ -детекторами, изготовленными по различным технологиям [1, 2], показали зависимость энергетического разрешения от токов утечки $p-i-n$ -диодов, эффективности собирания заряда, квантовой эффективности (для $p-i-n$ -фотодиодов в сцинтилляционном детекторе) и др. То есть, можно сказать, что спектральная характеристика является «зеркалом», отражающим электрофизические показатели $p-i-n$ -диодов и детекторов на их основе, обобщенным показателем качества технологии их изготовления и характеристик. Поскольку во многих применениях параметры энергетического разрешения спектральных характеристик являются основным критерием использования детекторов, очевидно, что они могут использоваться для оценки качества приборов и технологии их изготовления. Однако спектрометрия является сложным и дорогостоящим инструментом, поэтому она зачастую недоступна на этапе изготовления кристаллов $p-i-n$ -диодов. Существующие спектрометрические системы, как правило, являются стационарными с жестко установленным диапазоном параметров, что создает ряд ограничений для получения спектральных характеристик изделий и подбора усилительного тракта, подходящего для разных типов детекторов.

Для применения спектрометрии при оценке качества технологии и характеристик детекторов необходимо иметь простую и относительно дешевую спектрометрическую аппаратуру, обладающую при этом высокими параметрами по энергетическому разрешению. Такая аппаратура представляет интерес также для разработчиков приборов при проведении различных эксперименталь-

но-конструкторских работ и может поставляться вместе с детекторами. В настоящей работе решается проблема создания такой спектрометрической аппаратуры, выполненной в виде набора модулей, и показывается ряд ее применений как для оценки качества $p-i-n$ -детекторов и технологии их изготовления, так и в «стартовых» наборах («Start Kit»).

Основные принципы построения спектрометрической установки. Зарядочувствительный предусилитель и спектрометрический усилитель

Сигнал в полупроводниковом детекторе первоначально возникает как заряд электронов и дырок, образовавшихся при взаимодействии детектора с частицей или гамма-квантом. Этот сигналный заряд создает на емкости детектора импульс напряжения очень малой амплитуды (десятки или сотни микровольт), который недостаточен для дальнейшего использования в регистрирующей аппаратуре и приборах и требует усиления [3, 4]. В настоящее время стандартным подходом к усилению сигнала детектора является преобразование заряда в напряжение с помощью зарядочувствительного предусилителя (ЗЧПУ), который схематически изображен на рис. 1. Он состоит из полевого транзистора Т и усилителя У с цепью обратной связи, содержащей емкость C_f и резистор восстановления исходного уровня напряжения R_f . ЗЧПУ широко используется с полупроводниковыми детекторами, т. к. его характеристики преобразования не зависят от изменения емкости анода детектора [3–5]. Это очень важное обстоятельство, поскольку емкость $p-n$ -перехода детектора сильно меняется при изменении напряжения обратного смещения, что снижает точность преобразования за-

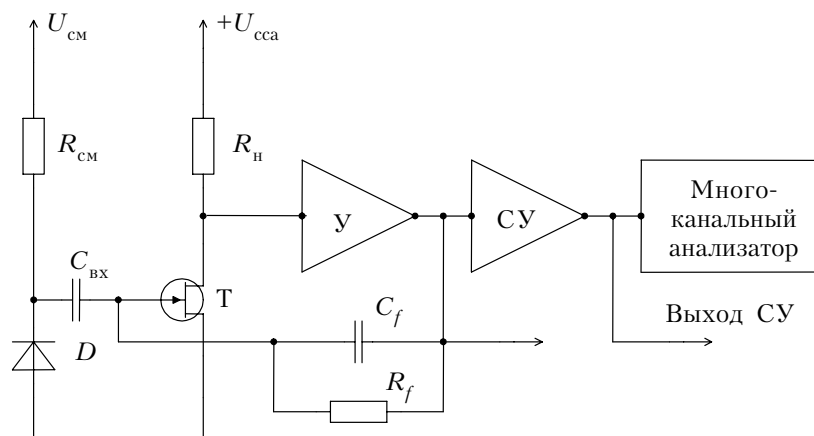


Рис. 1. Структурная схема типичного спектрометра:

D — полупроводниковый детектор; $У$ — зарядочувствительный предусилитель; R_f — резистор восстановления исходного уровня; C_f — конденсатор обратной связи; СУ — спектрометрический усилитель

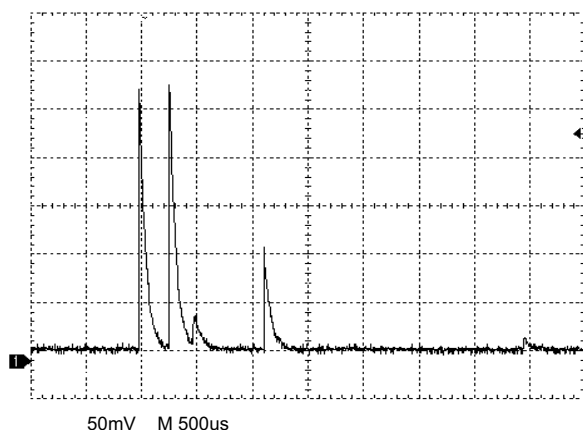


Рис. 2. Осциллограмма выходного сигнала реального ЗЧПУ для схемы с резистивной обратной связью

ряда в амплитуду импульса напряжения, которая необходима для спектрометрии. Сигналы, снимаемые с кремниевых детекторов, малы, кроме того необходимо обеспечить малые шумы входных цепей предусилителя. Для этого во входных цепях ЗЧПУ используют полевые транзисторы с низким уровнем шумов. Спектрометрический усилитель (СУ), следующий за ЗЧПУ, выполняет функцию оптимальной фильтрации для повышения отношения сигнал/шум, обеспечивает усиление сигнала до требуемого уровня и формирование симметричного сигнального импульса колоколообразного вида, подобного функции Гаусса, для дальнейшей обработки в многоканальном анализаторе (МКА) спектрометра (рис. 1).

Отрицательная обратная связь по заряду осуществляется конденсатором C_f , имеющим малую емкость. Коэффициент усиления k схемы усилителя $У$ при разомкнутой обратной связи больше 10000.

Амплитуда выходного сигнала ЗЧПУ определяется зарядом, образованным в детекторе ионизирующей частицей, и емкостью обратной связи C_f и практически не зависит от емкости детектора и напряжения смещения на детекторе. Конденсатор обратной связи C_f должен иметь высокую стабильность. Чем меньше емкость C_f , тем выше выходной сигнал, однако уменьшение C_f ниже 0,1 — 0,5 пФ при выполнении схемы на дискретных компонентах повышает вклад паразитных емкостей, что ухудшает стабильность работы схемы.

Выходной сигнал реального ЗЧПУ в виде импульсов на экране осциллографа для схемы с резистивной обратной связью, работающей с кремниевым детектором, показан на рис. 2 [6]. На рис. 3 показаны параметры переднего фронта импульса, параметры спада импульса ЗЧПУ и осциллограммы выходных сигнальных псевдогауссовских импульсов (колоколообразного вида) различной длительности FWHM (Full Width at Half Maximum — полная ширина пика на полувысоте) после СУ. Осциллограммы импульсов реальных ЗЧПУ приведены также в [5]).

Разрешение по энергии для схемы на рис. 1 определяется шумовыми характеристиками входного транзистора, емкостью конденсатора обратной связи, емкостью и токами утечки детектора и временем формирования импульса. На рис. 4 показаны в разных единицах измерения шумовые характеристики высококачественного ЗЧПУ A250 (с усилителем-формирователем) фирмы Amptek [7] в зависимости от емкости детектора при изменении перечисленных выше факторов. В окне приведена таблица с наименованиями применяемых во входном каскаде полевых транзисторов, значениями тока «исток — сток» $I_{ис}$ при включении транзистора в схему ЗЧПУ, значениями емкости обратной связи $C_{ос}$ и постоянной времени формирования импульса $T_{ф}$.

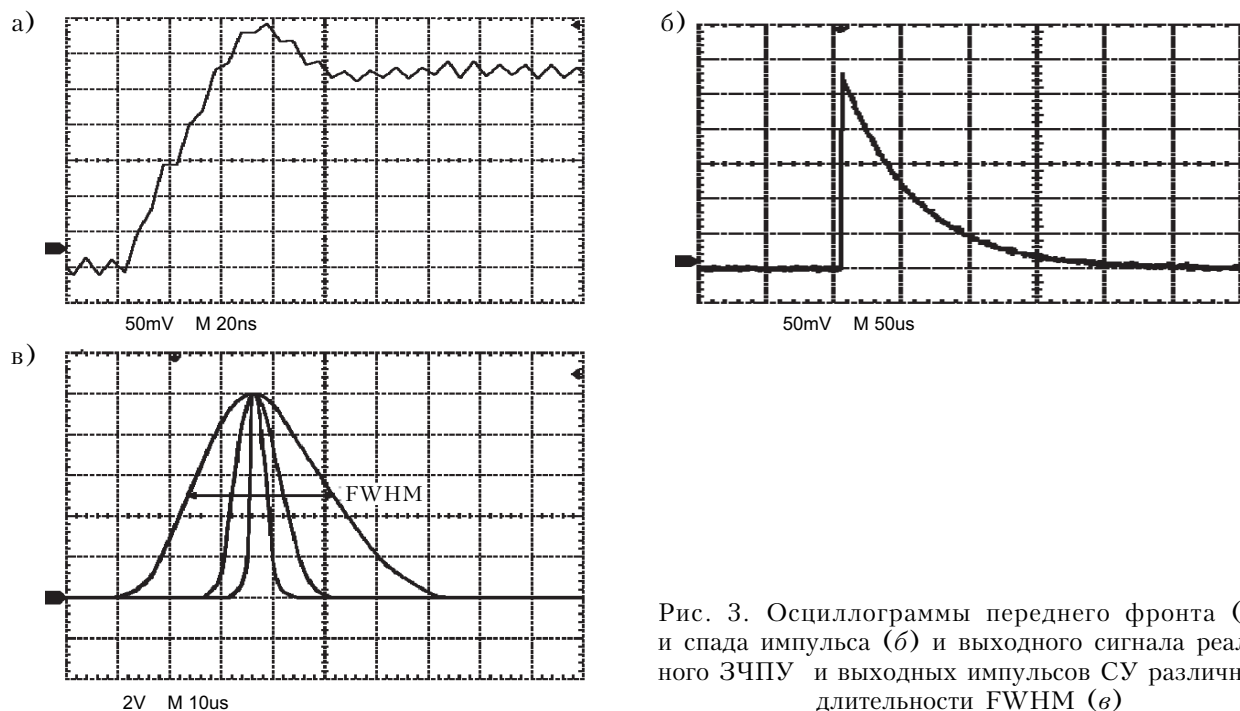


Рис. 3. Осциллограммы переднего фронта (а) и спада импульса (б) и выходного сигнала реального ЗЧПУ и выходных импульсов СУ различной длительности FWHM (в)

Приведенные на рис. 4 уровни энергетического разрешения ЗЧПУ соответствуют характеристикам современной дискретной электроники для считывания сигналов полупроводниковых детекторов (см. также изделия фирмы ORTEC [8]).

Применение ЗЧПУ для преобразования и усиления сигналов с твердотельных детекторов (Si, Ge, CdZnTe, $p-i-n$ -фотодиод-сцинтиллятор и др.) в спектрометрической аппаратуре позволяет получать спектры излучения

высокого качества. На рис. 5 показан пример такого гамма-, рентгеновского спектра энергии от источника ^{241}Am , зарегистрированного кремниевым $p-i-n$ -диодом размерами $2,7 \times 2,7$ мм и ЗЧПУ [9] (емкость диода 15 пФ, напряжение смещения 24 В, постоянная времени формирования импульса 8 мкс). Большой пик при $E=8$ кэВ обусловлен флуоресценцией от медной фольги, расположенной между источником и детектором.

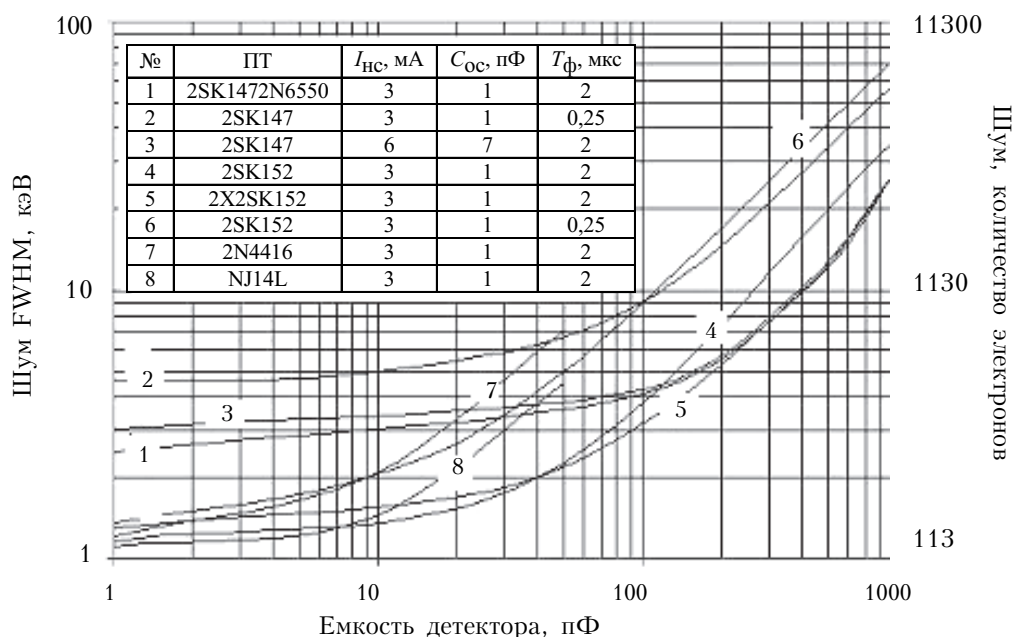


Рис. 4. Шумовые характеристики (шкала справа) и разрешение по энергии (шкала слева) ЗЧПУ с СУ типа A250 [7] в зависимости от емкости детектора для различных входных полевых транзисторов

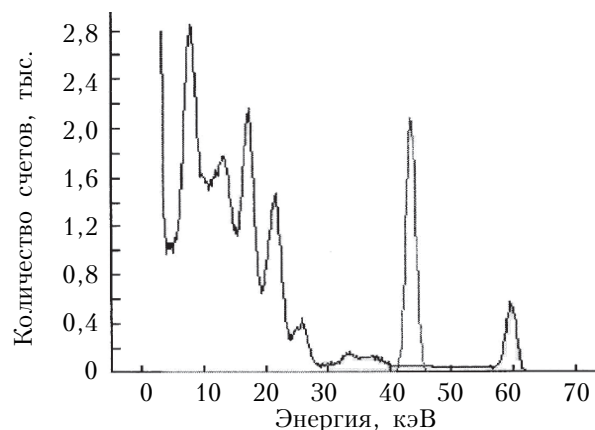


Рис. 5. Гамма-, рентгеновский спектр энергии излучения источника ^{241}Am , зарегистрированный кремниевым $p-i-n$ -диодом и ЗЧПУ [9]

Измерения спектра проводились при комнатной температуре, разрешение пика 59,54 кэВ составляет 2,07 кэВ. Посредине спектра — пик тестового импульсного генератора (эквивалент 43 кэВ), который имеет ширину 1,8 кэВ на своей полувысоте, что соответствует эквивалентному шумовому заряду электроники 212 электронов.

Применение спектрометрии низкоэнергетического рентгеновского излучения для оценки качества технологии детекторов и приборов на их основе

Применение техники спектрометрии, описанной выше, позволяет оценить качество детекторов. С помощью разработанного нами ЗЧПУ ПУ117 с резистором восстановления исходного уровня, спектрометрического усилителя и многоканального анализатора, включенных по схеме, показанной на рис. 1 (спектрометрическая установка ЗЧПУ ПУ117-СУ-МКА), проведены исследования спектрометрических характеристик различных $p-i-n$ -диодов [1]. Известно, что тонкие (300–500 мкм) кремниевые планарные $p-i-n$ -диоды достаточно эффективно регистрируют гамма-, рентгеновские фотоны с энергией 30–60 кэВ и могут применяться в качестве детекторов низкоэнергетического гамма- и рентгеновского излучения [9] (см. рис. 5). То же касается и кремниевых планарных $p-i-n$ -фотодиодов [2], предназначенных для использования в гамма-, рентгеновских детекторах «сцинтиллятор — фотодиод» (СЦ—ФД). Разрешение пиков энергии в спектрах зависит от качества $p-i-n$ -диодов (эффективности собирания заряда, токов утечки и др.). Таким образом, снимая спектры энергии низкоэнергетического гамма-, рентгеновского источника (например, ^{241}Am) с помощью $p-i-n$ -диодов и $p-i-n$ -фотодиодов, можно определять их качество и сравнивать между собой различные конструктивно-технологические варианты приборов. Кроме того, с помощью спектрометрической установки (ЗЧПУ-СУ-МКА) можно проводить

контроль качества $p-i-n$ -диодов и оценивать возможность их дальнейшего применения в детекторах. На рис. 6 показан спектр излучения источника ^{241}Am , измеренный при прямой регистрации кремниевым $p-i-n$ -фотодиодом ФД05-25 размерами 5×5 мм [10]. Для привязки по энергии на спектре показано положение пиков 13,9, 17,8 и 59,54 кэВ.

Существенное отличие спектров на рис. 5 и рис. 6 связано с различием в площади диодов (7 и 25 мм²), что обуславливает различия в эффективности собирания заряда и других параметрах. В итоге качество $p-i-n$ -фотодиода для сцинтилляторного детектора или $p-i-n$ -диола для регистрации частиц характеризуется степенью разрешения пиков источника ^{241}Am , которое на рис. 6 ниже из-за большей площади диода.

Таким образом, контроль качества $p-i-n$ -фотодиодов и их отбор могут быть также проведены косвенным способом, с помощью прямой регистрации $p-i-n$ -фотодиодом спектра излучения источника низкоэнергетических гамма-, рентгеновских квантов. При этом чем больше отношение дрейфовой составляющей сигнального заряда к диффузионной составляющей и чем больше отношение сигнала к шумовому (к величине темнового тока), тем лучше разрешение по энергии на спектре, который зарегистрирован фотодиодом [1, 2, 9]. Наличие на спектре ряда пиков ниже 30 кэВ, которые хорошо различаются по энергии (рис. 5), свидетельствует о высоком качестве $p-i-n$ -фотодиода. При ухудшении параметров диода наблюдается уширение и размывание пиков или слияние всех пиков в кривую без разделения на отдельные пики, как это видно из спектра излучения изотопа ^{241}Am на рис. 6. Полученный результат соответствует параметрам $p-i-n$ -фотодиода S5106 корпорации Hamamatsu Photonics [11] и др. [12], при этом у $p-i-n$ -фотодиодов всех производителей наблюдается ухудшение разрешения при увеличении площади диодов,

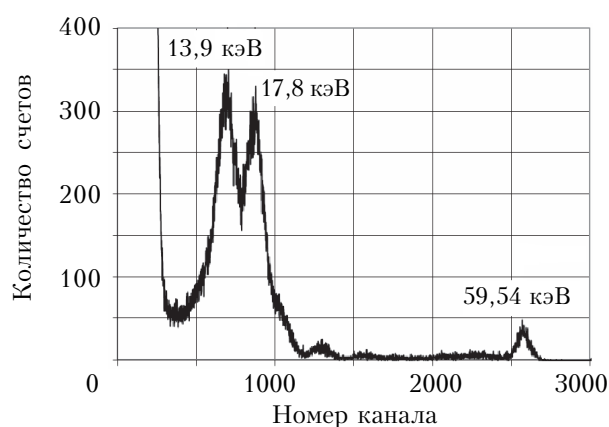


Рис. 6. Спектр гамма-, рентгеновского излучения источника ^{241}Am , измеренный при прямой регистрации кремниевым $p-i-n$ -фотодиодом [10] (температура 16°C, время экспозиции 1000 с)

что связано с возрастанием шумов емкости и шумов токов утечки, которые возрастают с увеличением площади.

При использовании $p-i-n$ -фотодиода, который имеет высокое энергетическое разрешение при прямой регистрации низкоэнергетического излучения, в паре СЦ—ФД, как правило, также наблюдается высокое энергетическое разрешение регистрируемых гамма-спектров [1].

Спектрометрия альфа-излучения также является одним из методов оценки качества $p-i-n$ -диодов, который активно применяется при разработке альфа-детекторов. На рис. 7 приведены значения толщины входного окна кремниевых альфа-детекторов на основе $p-i-n$ -диодов, изготовленных при различной температуре отжига после ионной имплантации бора в n -подложку [13]. Энергия имплантации 12,5 кэВ, доза $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

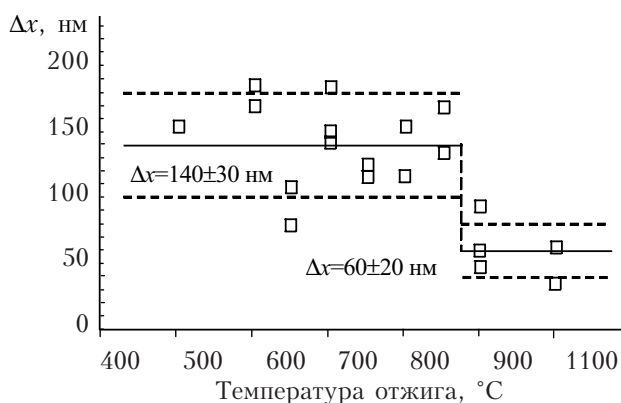


Рис. 7. Толщина входного окна Δx как функция температуры отжига для кремниевого детектора с $p-n$ -переходом

Толщина входного окна определялась по ширине (разрешению) альфа-линий в спектре излучения альфа-источника ^{241}Am , зарегистрированном с помощью изучаемых $p-i-n$ -диодов. На рис. 7 видно резкое изменение толщины входного окна при температурах отжига выше 900°C . Полученные данные были использованы при выборе технологических режимов формирования альфа-детекторов на основе $p-i-n$ -диодов.

Таким образом, используя $p-i-n$ -диоды в качестве детекторов и измеряя альфа- и рентгеновские спектры, можно существенно расширить возможности для исследования влияния конструктивно-технологических факторов на параметры детекторов и использовать результаты спектрометрии при отработке технологии. Возможность раздельной регистрации альфа-спектров и гамма-, рентгеновских спектров $p-i-n$ -фотодиодом, в том числе в составе сцинтилляционного детектора СЦ—ФД, которая может быть использована при оценке качества технологии изготовления $p-i-n$ -фотодиода и сборки детектора, показана в [14], где описаны способ и устройство раздельной регистрации α -, β -

и γ -излучений с использованием пары «сцинтиллятор — кремниевый $p-i-n$ -фотодиод».

Спектрометрическая аппаратура для исследования детекторов

Метод спектрометрических измерений, описанный выше, является универсальным инструментом исследования в детекторной технике и регистрации излучений. Он широко используется для оценки качества детекторов, эффективности радиометрических и дозиметрических приборов и других целей. Как видно из приведенных результатов, он также применяется для определения технологических параметров $p-i-n$ -диодов (например, для альфа-детекторов) [13] и для оценки качества технологии $p-i-n$ -фотодиодов [1, 2]. Однако, учитывая высокую стоимость спектрометров, поставляемых зарубежными фирмами (20–50 тыс. долларов США), важным вопросом является создание относительно простых многоцелевых спектрометрических систем, адаптированных к разрабатываемым полупроводниковым детекторам различного типа. Такие исследовательско-конструкторские системы строятся на основе универсальных наборов блоков, которые могут поставляться вместе с детекторами («Start Kit») [10].

В процессе разработки кремниевых детекторов была создана подобная многоцелевая спектрометрическая система ЗЧПУ ПУ117-СУ-МКА [1]. Она состоит из зарядочувствительного преобразователя ПУ117, спектрометрического усилителя СУ04 с формирователем псевдогауссовых импульсов и многоканального анализатора, включенных так, как показано на рис. 1.

На рис. 8 показан спектр низкоэнергетического гамма-, рентгеновского излучения источника ^{241}Am , зарегистрированный прямой регистрацией кремниевым $p-i-n$ -диодом с размером активной области около $0,9 \times 2,5 \times 0,4 \text{ мм}$. Малый размер детектора позволяет минимизировать шумы детектора и наблюдать характеристики (разрешение) самого спектрометрического

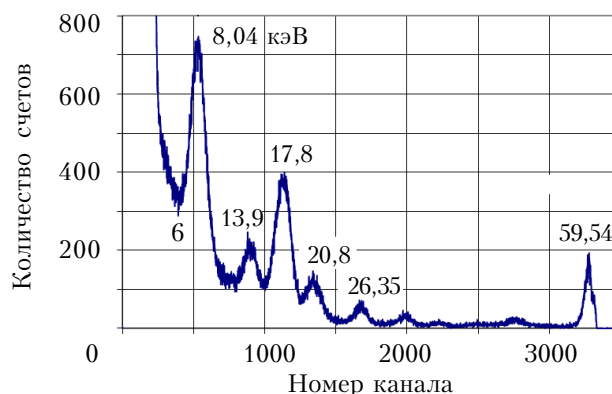


Рис. 8. Спектр излучения источника ^{241}Am , зарегистрированный кремниевым $p-i-n$ -диодом с размером активной области $0,9 \times 2,5 \times 0,4 \text{ мм}$ (облучение через фильтр Cu ($0,03 \text{ мм}$); смещение детектора 58 В, время экспозиции 5000 с, температура 18°C ; пик вблизи 8 кэВ соответствует флуоресценции Cu)

го тракта, основу которого составляют блоки ПУ128а и СУ04 [10]. Аппаратура позволяет разрешать пики спектра излучения ^{241}Am вплоть до 8 кэВ. Разработанная электроника имеет высокое разрешение по энергии ΔE — на уровне приборов ведущих зарубежных фирм [7, 8], что видно из приведенного спектра. Для данного кремниевое $p-i-n$ -диода при комнатной температуре получено разрешение $\Delta E \approx 2$ кэВ (в диапазоне 20–60 кэВ).

Новые подходы к модернизации и удешевлению спектрометрических модулей

В процессе разработки зарядочувствительных предусилителей была поставлена задача исключения высокоомного резистора из цепи обратной связи, обычно задающего режим входного полевого транзистора по постоянному току. Это позволит устранить источники шума, связанные с этим высокоомным резистором, и сделает возможным изготовление предусилителя по технологии биполярных интегральных схем. При этом были использованы два подхода:

- замена высокоомного резистора специальной структурой — делителем тока — на основе элементов биполярной интегральной схемы;
- использование полевого транзистора в режиме «плавающего» потенциала затвора с нулевым по отношению к внешним цепям током утечки затвора.

Шумовой заряд зарядочувствительного предусилителя без высокоомного резистора цепи обратной связи полностью определяется последовательным шумом канала используемого полевого транзистора и обратно пропорционален крутизне его передаточной характеристики.

Первый подход реализован в предусилителе ПУ118 (рис. 9). Это позволило существенно уменьшить шум предусилителя при сохранении малой потребляемой мощности благодаря замене высокоомного резистора в цепи обратной связи биполярной интегральной структурой (делителем тока) [15, 16].

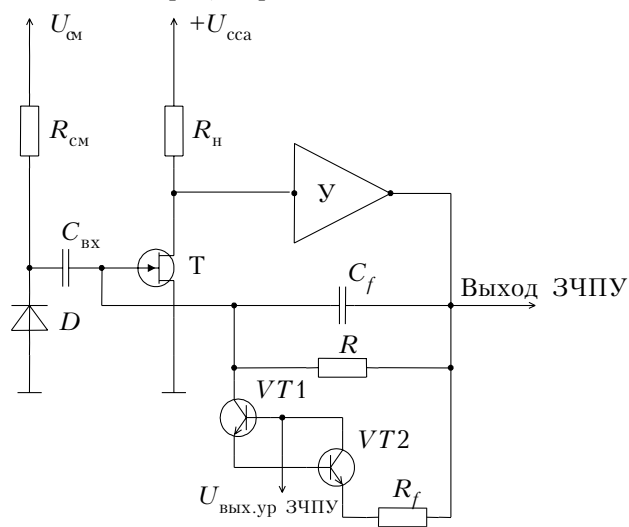


Рис. 9. Структурная схема предусилителя ПУ118 с делителем тока VT1, VT2 в цепи обратной связи

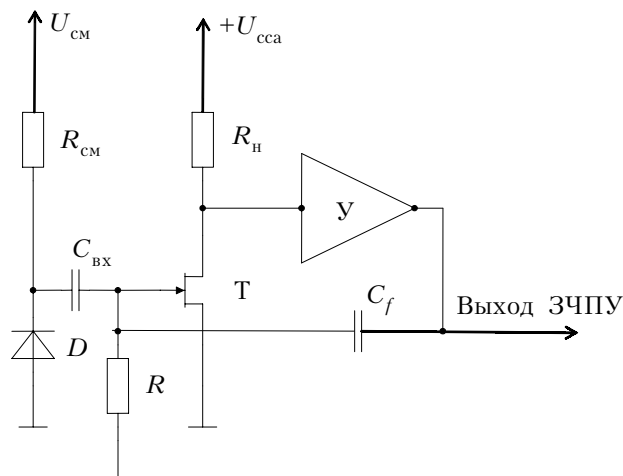


Рис. 10. Структурная схема предусилителя ПУ128а с «плавающим» потенциалом затвора полевого транзистора Т (У — усилитель-стабилизатор уровней постоянного напряжения на стоке Т и на выходе ЗЧПУ)

Второй подход — использование входного полевого транзистора с «плавающим» потенциалом затвора — реализован в предусилителе ПУ128а (рис. 10). Внешний вид предусилителя представлен на рис. 11, а его рабочие параметры — в табл. 1. Он позволяет дополнительно уменьшить шум ЗЧПУ за счет работы полевого транзистора с небольшим открывающим потенциалом затвора U_g , соответствующим ветви его выходных ВАХ при $U_g \geq 0$ в режиме большого

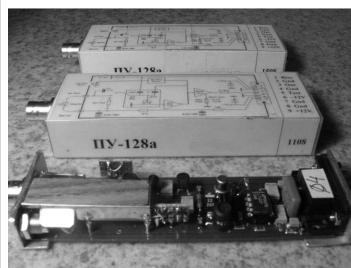


Рис. 11. Зарядочувствительный предусилитель ПУ-128а (со снятым корпусом и в корпусе)

Таблица 1
Рабочие параметры ЗЧПУ ПУ128а

Параметр	Значение
Шум при $C_f=0$ пФ и времени формирования импульса 6 мкс	менее 1 кэВ (Si)
Чувствительность по энергии при $C_f=0,5$ пФ	180 или 360 мВ/МэВ (Si)
Постоянная времени спада выходного сигнала	около 200 мкс
Время нарастания выходного сигнала: — при 0 пФ — при 100 пФ	не более 30 нс не более 50 нс
Загрузочная способность	не менее $2,5 \cdot 10^{-8}$ К/с ($5 \cdot 10^5$ МэВ/с)
Напряжение смещения детектора	до ± 100 В

тока стока. При этом полевой транзистор обладает максимальной крутизной, что уменьшает вклад последовательного шума его канала. Если ток утечки детектора не превышает ток утечки затвора полевого транзистора, возможно непосредственное подключение детектора (без разделительной емкости) с любой полярностью напряжения смещения.

Одним из основных требований к многоцелевой спектрометрической системе является возможность работы с импульсами различной длительности. Например, увеличение длительности импульсов повышает отношение сигнал/шум при работе с сигналами полупроводниковых детекторов с большим временем собирания или с сигналами ФД с относительно медленными сцинтилляторами, а при работе с быстрыми детекторами, детекторами с относительно большой емкостью и/или на высоких нагрузках предпочтительно работать с импульсами малой длительности. Это обеспечивается применением спектрометрического усилителя СУ04 (рис. 12, табл. 2), имеющего следующие особенности:

- широкий диапазон длительности и высокая симметрия формируемых импульсов;
- малый уровень собственного шума;
- стабилизация нуля выходного сигнала и устранение его сдвига при повышенных импульсных нагрузках.

Расширение диапазона длительностей формируемых импульсов обеспечивается применением специально разработанного формирователя импульса на активных фильтрах с однократным дифференцированием и девятикратным интегрированием. Формирователь обеспечивает эффективное подавление как широкополосного, так и низкочастотного шума вида $1/f$

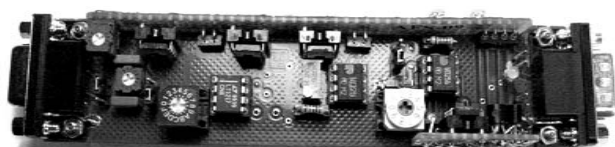


Рис. 12. Плата спектрометрического усилителя-формирователя СУ-04

Таблица 2

Рабочие параметры СУ04 с импульсом
 $FWHM = 4$ мкс

Параметр	Значение
Коэффициент передачи:	
— максимальный	± 640
— минимальный	± 5
Среднеквадратическое значение шума, приведенного ко входу	не более 3,5 мкВ
Максимальная периодическая импульсная нагрузка	
— при амплитуде выходного сигнала 5В	80 кГц

($K_{\text{пш}} \approx 1,13$, $K_{\text{пш}1/f} \approx 1,26$) и имеет повышенную симметрию выходного квазигауссова импульса, что способствует повышению нагрузочной способности тракта. Формирователь выполнен в виде сменной платы. Усилитель СУ04 комплектуется набором сменных плат, предназначенных для формирования импульсов в диапазоне длительности 0,5–30 мкс. Длительность формируемых импульсов выбирается путем установки сменной платы формирователя импульсов требуемой длительности.

Для снижения собственного шума спектрометрического усилителя используется ослабление шума входного каскада СУ04 за счет фильтрации в активном фильтре.

Для стабилизации нуля выходного сигнала СУ04 и компенсации его сдвига при повышенных импульсных нагрузках используется стабилизатор режима/восстановитель постоянной составляющей, по принципу действия аналогичный микросборке BLR1 фирмы Amptek [7]. Он поддерживает нулевой уровень выходного сигнала при отсутствии импульсов, компенсирует его сдвиг при повышенной импульсной нагрузке, не вносит изменений в уровень и спектральный состав шума канала и также выполнен в виде сменной платы.

Заключение

Проведенный анализ применения методики и техники спектрометрических измерений для контроля качества твердотельных детекторов позволил определить требования к структуре и параметрам простых многоцелевых спектрометрических систем, используемых в процессе разработки и контроля параметров таких детекторов. Для расширения возможностей применения такие системы строятся на основе универсальных наборов блоков (модулей). Низкий уровень собственного шума модульного спектрометра позволяет использовать его вместе с полупроводниковыми детекторами и детекторами «сцинтиллятор — $p-i-n$ -фотодиод». Относительно низкая стоимость и простота эксплуатации позволяют поставлять модульный спектрометр в комплекте с детекторами для построения экспериментальных приборных систем.

Разработанная многоцелевая спектрометрическая система, состоящая из ЗЧПУ, спектрометрического усилителя с формирователем псевдогауссовых импульсов и дополненная многоканальным анализатором, имеет высокое разрешение по энергии на уровне анализаторов ведущих зарубежных фирм и при прямой регистрации кремниевым $p-i-n$ -диодом позволяет разрешать пики излучения источника ^{241}Am вплоть до 8 кэВ с разрешением около 2 кэВ.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Перевертайло В.Л. Характеристики и технология изготовления кремниевых планарных $p-i-n$ -фотодиодов для сцинтилляционных детекторов // Электроника и связь.

Тематический выпуск «Проблемы электроники». — 2007. — Ч. 1. — С.15—23. [Perevertaylo V.L. // Elektronika i svyaz'. Tematicheskii vypusk «Problemy elektroniki». 2007. Part 1. P.15]

2. Rosenfeld A., Perevertaylo V. L., Lerch M et al. Spectral characterisation of a blue-enhanced silicon photodetector // IEEE Trans. of Nuclear Science. — 2001. — Vol. 48, N 4. — P.1220—1224.

3. Акимов Ю. К, Игнат'ев О. В, Калинин А. И, Кушнирук В. Ф. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. — Москва: Энергоатомиздат, 1989. [Akimov Yu. K, Ignat'ev O. V, Kalinin A. I, Kushniruk V. F. Poluprovodnikovye detektory v eksperimental'noi fizike. Moscow: Energoatomizdat, 1989]

4. Knoll G.F. Radiation Detection and Measurements. — New York: John Wiley and Sons, 1979.

5. Silicon Photodiodes and Charge sensitive amplifiers for Scintillation Counting and High Energy Physics. Hamamatsu Photonics K.K., Solid State Division, Catalog #KOTH0002E02, June, 1993.

6. Jimenez F. J. R. Test procedure for charge sensitive preamplifiers with feedback resistor. — Mexico: Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares, December, 2008.

7. <http://www.amptek.com/a250.htm> — сайт фирмы "Amptek".

8. <http://www.ortec-online.com/download/142A-142B-142C.pdf> — сайт фирмы "ORTEC"

9. Silicon PIN diode radiation detectors. Carroll-Ramsey Associates. Berkeley, CA. Copyright 1999, <http://www.carroll-ramsey.com/detect.htm> - сайт фирмы "CRA".

10. <http://www.detector.org.ua> — сайт предприятия "БИТ" (Украина).

11. Si PIN Photodiode — http://jp.hamamatsu.com/products/sensor-ssd/pd041/pd054/pd057/S5106/index_en.htm — сайт фирмы "Hamamatsu Photonics".

12. <http://www.deete.com/> Scintillation Detector Applications Using Si Diodes — сайт фирмы "Detection Technology Inc.".

13. Maisch T., Gunzler R., Weiser M. et al. Ion-implanted Si *pn*-junction detectors with ultrathin windows // Nuclear Instruments and Methods. — 1990. — Vol. A288. — P. 19—23.

14. Пат. 78531 України. Спосіб вимірювання іонізуючого випромінювання та пристрій для його реалізації / Гавриленко В.І., Перевертайло В.Л. — 2007. — Бюл. № 4. [Pat. 78531 Ukraini. Sposib vimiryuvannya ionizuyuchogo viprominyuvannya ta pristirii dlya yogo realizatsiyi / Gavrilenko V.I., Perevertaylo V.L. 2007. Bull. N 4]

15. Пат. 84314 України. Зарядово-чутливий попередній підсилювач з низьким рівнем шуму / Артемов С.В, Зайцевський І.Л., Кожушко Б.В., Шевченко С.В. — 2008. — Бюл. № 19. [Pat. 84314 Ukraini. Zaryadovo-chutlivii poperednii pidsilyuvach z niz'kim rivnem shumu / Artemov S.V, Zaitsevs'ky I.L., Kozhushko B.V., Shevchenko S.V. 2008. Bull. N 19]

16. Патент 94492 України. Дільник струму / Зайцевський І. Л. — 2011. — Бюл. № 9. [Patent 94492 Ukraini. Dil'nik strumu / Zaitsevs'ky I. L. 2011. Bull. N 9]

Дата поступления рукописи
в редакцию 27.09 2012 г.

Perevertaylo V. L., Zaitsevsky I. L., Tarasenko L.I., Perevertaylo A. V., Shkirenko E. A., Kryukov A. S. **Modular spectrometer for quality assessment of solid-state detector technology.**

Key words: charge preamplifier, spectrometric amplifier, modular spectrometr, $p-i-n$ -photodiode.

The authors consider application of charge sensitive preamplifiers and spectrometric amplifiers for transformation and amplification of signals of solid state detectors. The factors that determine the energy resolution of the spectrometer path are presented. The article describes the spectrometry technique for $p-i-n$ -photodiodes quality control. The structure of a multi-purpose spectrometer system and schematics of its individual components are presented, their features and parameters are specified.

Ukraine, Kiev, Research Institute of Microdevices STC "IMC" NASU.

Перевертайло В. Л., Зайцівський І. Л., Тарасенко Л. І., Перевертайло О. В., Шкіренко Е. А., Крюков О. С. **Модульний спектрометр для оцінки якості технології твердотільних детекторів.**

Ключові слова: зарядочутливий попередній підсилювач, спектрометричний підсилювач, модульний спектрометр, $p-i-n$ -фотодіод.

Розглянуто застосування зарядочутливих попередніх підсилювачів і спектрометричних підсилювачів для перетворення і підсилення сигналів твердотільних детекторів, вказані чинники, що визначають енергетичне роздільну здатність спектрометричного тракту. Описано техніку спектрометрії для контролю якості $p-i-n$ -фотодіодів, наведено структуру багатопільовий спектрометричної системи, схемні рішення її окремих вузлів, вказано їх особливості та параметри.

Україна, м. Київ, Науково-дослідний інститут мікроприладів НТК «ІМК» НАНУ.

УДК 621.315.5/.061:029.64

К. т. н. В. И. ЧАСНЫК¹, д. т. н. И. П. ФЕСЕНКОУкраина, г. Киев, ¹НИИ «Орион»; ИСМ НАНУ

E-mail: ndiorion@tsua.net

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОТЕПЛОПРОВОДНОЙ AlN-КЕРАМИКИ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 3–93 ГГц

Представлены результаты экспериментальных исследований. Показано, что поведение диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь в исследованном частотном диапазоне обусловлено отсутствием в керамике релаксационных процессов, связанных с ориентационной поляризацией, и слабым влиянием на них ионной и электронной поляризации.

Ключевые слова: керамика, нитрид алюминия, диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь, релаксационный процесс, поляризация, термостабильность.

В настоящее время преобладающее большинство электронной аппаратуры различного применения — от радиорелейных линий связи для передачи телевизионных программ и телефонных переговоров до бортовой аппаратуры авиационной и ракетной техники — работает в сантиметровом диапазоне (частота от 3 до 30 ГГц) и длинноволновой части миллиметрового (30–100 ГГц) диапазона сверхвысоких частот. Это связано с огромными объемами информации, которые необходимо передавать в масштабе реального времени, т. е. без задержки передачи и обработки ВЧ-сигнала. Именно такую возможность и обеспечивает радиоэлектронная аппаратура СВЧ, работающая в широкой полосе частот — от 3 до 100 ГГц.

Совершенствование и разработка приборов СВЧ-техники, таких как клистроны, магнетроны и лампы бегущей волны, постоянно требует применения все новых материалов, а также металлов и их сплавов, полупроводников и диэлектриков с улучшенными параметрами и характеристиками. Одним из таких диэлектриков с высокой теплопроводностью и термостойкостью, невысокими значениями диэлектрической проницаемости ϵ и диэлектрических потерь $\tan\delta$ является керамика из нитрида алюминия. Исследованиям этого материала, который в настоящее время

применяется в различной аппаратуре радиотехники и СВЧ-приборах, посвящено довольно большое число работ. Зависимости диэлектрических характеристик нитрида алюминия от частоты исследовались в [1–7] в диапазоне 10–10⁸ Гц. Для сантиметрового диапазона СВЧ-волн сведения об ϵ и $\tan\delta$, которые являются важнейшими параметрами, характеризующими потери в диэлектрике, носят отрывочный характер, и их значения указываются зачастую на одной или на двух частотах в диапазоне 1–10 ГГц [1, 2, 4].

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование диэлектрических характеристик высокотеплопроводной керамики из AlN в диапазоне частот от 3 до 93 ГГц, обобщение результатов и физическое объяснение поведения полученных зависимостей ϵ и $\tan\delta$.

Экспериментальная часть

Образцы высокотеплопроводной керамики из AlN были получены методом свободного спекания в сверхчистом азоте при атмосферном давлении, температуре 1850–1900°C с выдержкой 1 ч. Химический состав исходных порошков AlN, полученных печным синтезом (ПС) — порошок Донецкого завода химреактивов — и плазмохимическим синтезом (ПХС), приведен в **табл. 1**. Плазмохимический порошок смеси нитрида алюминия и иттрия (AlN+Y)ПХС производства

Таблица 1
Химический состав и размер частиц исходных порошков AlN

Вид исходного порошка	Химический состав, % по массе						Размер частиц, мкм
	N	Al _{общий}	O	Al _{своб}	C	Fe	
ПС	33,3	65,1	0,5	1–3	0,73	0,02	3–20
(AlN+Y)ПХС	32,0	65,3	1,5	1–3	0,25	0,005	0,08

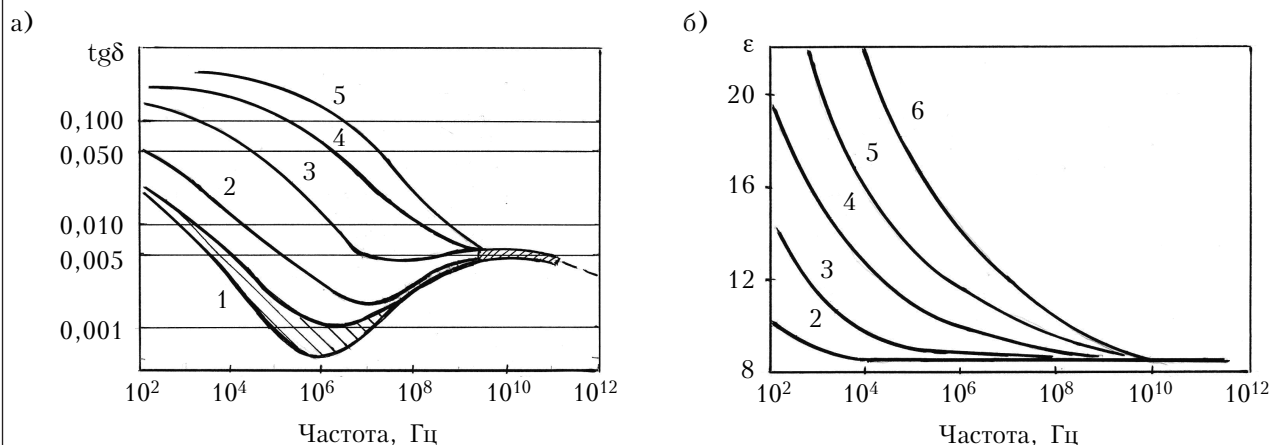


Рис. 1. Зависимость диэлектрических характеристик $\text{tg}\delta$ (а) и ϵ (б) от частоты в AlN-керамике при разной температуре (в °C):
1 – 20–50; 2 – 100; 3 – 200; 4 – 300; 5 – 400; 6 – 500

Института неорганической химии (Латвия, г. Рига) был получен синтезом в низкотемпературной плазме, обеспечивающей ионизацию алюминия в зоне электродуги и получение в ходе синтеза ультрадисперсного порошка с размером частиц менее 0,1 мкм. В качестве активирующей добавки (5% от массы) при спекании порошка ПС использовался оксид иттрия Y_2O_3 (ИТО-И-ОСТ 48-208-81).

В табл. 1 для порошка ПХС указана минимальная концентрация кислорода, т. к. для получения образцов керамики из AlN с высокой теплопроводностью ($\lambda > 90$ Вт/(м·К)) отбирались порошки с самым низким его содержанием. Известно, что на теплопроводность керамики из нитрида алюминия сильнее всего влияют примеси кислорода, которые в спеченном композите рассеивают фононы значительно сильнее, чем другие дефекты структуры и примеси [1, 2, 4, 8]. Основными дефектами, рассеивающими фононы в AlN, являются комплексы $\text{Al}_{0,67}\text{O}$. Так, например, при температуре 100°C коэффициент теплопроводности для керамики AlN, полученной из порошка ПХС с содержанием кислорода 1,5–2,0 мас.%, составляет 90 Вт/(м·К), для керамики, полученной из порошка ПС при 0,2–0,6 мас.% кислорода $\lambda = 120–140$ Вт/(м·К), а при его содержании менее чем 0,1 мас.% $\lambda = 180–200$ Вт/(м·К) [1].

Содержание свободного алюминия $\text{Al}_{\text{своб}}$ в порошках ПС и ПХС почти одинаково и составляет от 1 до 3%. По примесям углерода и железа оба вида порошков близки друг к другу, но для спекания образцов AlN-керамики отбирались порошки ПХС, содержание углерода и железа в которых в 3–4 раза меньше, чем в порошке ПС.

В [2] приведены зависимости ϵ и $\text{tg}\delta$ керамики из AlN от температуры в пределах от 0 до 500°C для ряда фиксированных частот диапазона от 10^2 до 10^7 Гц и для частоты $8,5 \cdot 10^9$ Гц в интервале от 0 до 700°C. На основании этих данных, а также [3, 4, 9] и собственных измерений

в диапазоне частот от 3 до 37 ГГц, на **рис. 1** приведены частотные зависимости ϵ и $\text{tg}\delta$ для керамики AlN в диапазоне от 10^2 до 10^{11} Гц. Здесь видно, что при частотах более 10^9 Гц $\text{tg}\delta$ и ϵ приближаются к значениям $\text{tg}\delta = 0,0045–0,005$ и $\epsilon = 8,5$.

Для пояснения поведения ϵ и $\text{tg}\delta$ в исследуемой области частот (10^8 до 10^{11} Гц) необходимо обратиться к теории, объясняющей существующие механизмы поляризуемости диэлектриков в зависимости от частоты [10, 11]. Схема поляризуемости диэлектрика с указанием частот, соответствующих разным механизмам поляризации, из монографии У. Д. Кингери [11] воспроизведена на **рис. 2**.

Напомним, что существуют четыре механизма поляризуемости диэлектрика: поляризуемость за счет пространственного заряда (или межплоскостная поляризация), отмечена на рис. 2 как $P_{\text{п}}$; ориентационная поляризация — $P_{\text{о}}$ (иногда ее называют дипольной); ионная (или атомная) — $P_{\text{и}}$, электронная — $P_{\text{эл}}$. При частотах больше 10^4 Гц перестает работать механизм поляризуемости за счет пространственного заряда, а в интервале частот от 10^8 до 10^{10} Гц уменьшается и

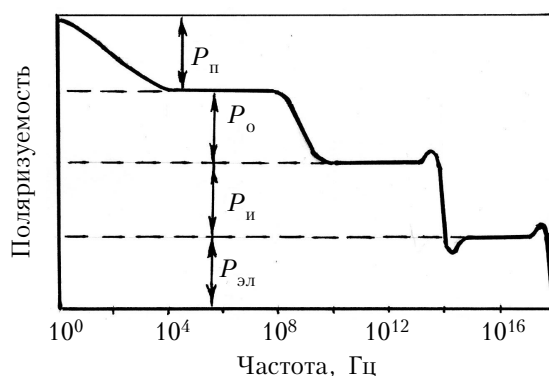


Рис. 2. Схематическая зависимость поляризуемости диэлектрика от частоты за счет разных механизмов поляризации

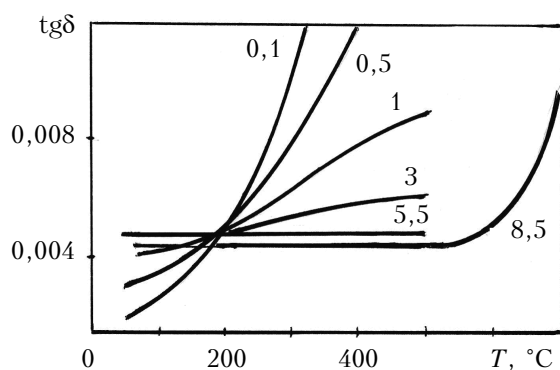


Рис. 3. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь в AlN-керамике от температуры при разных частотах (указаны возле кривых в ГГц)

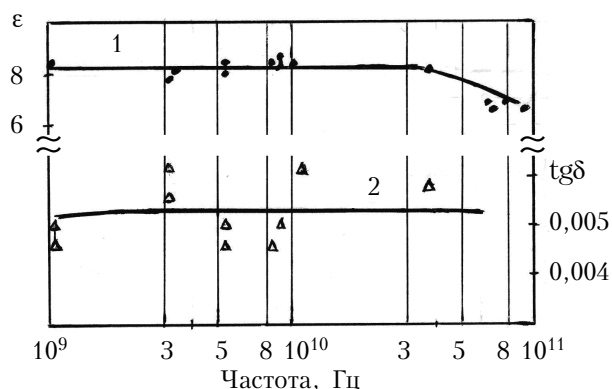


Рис. 4. Зависимость диэлектрических характеристик ϵ (1) и $\operatorname{tg}\delta$ (2) от частоты в AlN-керамике

исчезает механизм ориентационной поляризуемости диэлектрика. Для уточнения значений частоты, при которых перестает работать механизм ориентационной поляризации, на **рис. 3** приведены зависимости $\operatorname{tg}\delta$ от температуры при разных частотах, построенные на основе рис. 1, а и данных из [1, 2].

Из рисунка видно, что с повышением частоты от 10^8 до $3 \cdot 10^9$ Гц диэлектрические потери уменьшаются в несколько раз, а при частотах более $3 \cdot 10^9$ Гц они приближаются к значению $\operatorname{tg}\delta = 0,005$, затем не изменяются в интервале температур от 0 до 500°C и только при $T > 600^\circ\text{C}$ начинается постепенный рост $\operatorname{tg}\delta$ (см. кривую для частоты $8,5 \cdot 10^9$ Гц). Зависимость ϵ от температуры в том же интервале частот ведет себя аналогично, что следует из анализа хода кривых на рис. 1, б.

В **табл. 2** приведены данные по ϵ и $\operatorname{tg}\delta$ в диапазоне частот от 3 до 92,7 ГГц для керамики AlN, изготовленной в основном из порошка ПС. На основании этих данных на **рис. 4** приведены зависимости ϵ и $\operatorname{tg}\delta$ от частоты.

Как видно из рис. 4, в интервале частот от 1 до 37 ГГц значения ϵ и $\operatorname{tg}\delta$ остаются практически постоянными — $\epsilon = 8-8,5$ и $\operatorname{tg}\delta = 0,0045-0,005$. Несколько меньшие значения $\epsilon = 6,7-6,9$ на частотах выше 63,6 ГГц связаны, скорее всего, с неточностью их экспериментального определения в [4]. Для AlN-керамики, спеченной из нанодисперсного порошка ПХС, диэлектрическая проницаемость составляет 7,2–7,3 на

частоте 3,2 ГГц и 7,46 на частоте 89,6 ГГц [4], а $\operatorname{tg}\delta = 0,0043$ на частоте 3,2 ГГц. Из различия значений ϵ и $\operatorname{tg}\delta$ для AlN-керамики, спеченной из порошка ПС и из порошка ПХС, следует, что основным фактором, влияющим на величину диэлектрических характеристик в керамике из нитрида алюминия являются примеси углерода, железа и связанного алюминия, присутствующие в исходных порошках. Кроме того, образцы отличаются по цвету — те, что получены из нанодисперсного порошка, почти белые, а из порошка ПС — темно-серые или почти черные. Темный же цвет керамики тоже является свидетельством большого количества примесей.

Известно, что у диэлектриков в широком интервале частот значение $\operatorname{tg}\delta$ не зависит от частоты [10], поскольку каждому диэлектрическому веществу соответствует не одно значение времени релаксации τ , а целый ряд, и проявляются они с определенной вероятностью. Это связано с возможностью многочисленных переходов полярных молекул между квантомеханическими разрешенными ориентациями.

В структурном отношении керамика из нитрида алюминия представляет собой изотропную среду, состоящую из разноупорядоченных в пространстве зерен AlN и образованных из них кристаллитов с однонаправленными в пределах этих областей зернами AlN. В небольшом количестве в AlN-керамике присутствуют примеси кислорода, железа, углерода и связанного алюминия, а также граната иттрия $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, образующего-

Таблица 2

Диэлектрические характеристики керамики из нитрида алюминия в диапазоне частот от 3 до 92,7 ГГц

Частота, ГГц	3,0—3,23	5,5	8,5	9,0	10,0	10,5	37,0	63,6	66,4	79,1	92,7
ϵ	7,9—8,1	8,0—8,5	8,5	8,2—8,6	8,5	8,5	8,1	6,86	6,72	6,83	6,7
$\operatorname{tg}\delta$	$(5,6-6,2) \cdot 10^{-3}$	$(4,5-5,0) \cdot 10^{-3}$	0,0045	0,005	—	0,0062	0,0058	—	—	—	—
Источник	*	[1]	[2]	*	[4]	*	[4]				

* Данные авторов

ся во время спекания из активирующей добавки Y_2O_3 . Разновероятностные направления отдельных зерен AlN и кристаллитов из них обеспечивают широкий спектр возможных значений времени релаксации τ и соответствующих им частот. Однако в сантиметровом СВЧ-диапазоне волн, особенно при частотах, больших 3 ГГц, релаксационные процессы, связанные с ориентацией структурных образований в керамике, уже не успевают за изменениями электромагнитного поля высокой частоты. Именно поэтому значения ϵ и $\tan \delta$ практически не меняются во всем интервале частот от 3 до 100 ГГц. Такая особенность поведения характеристик диэлектрика AlN в СВЧ-диапазоне сохраняется и при изменении температуры от 0 до 600°C, и поэтому переход от примесной проводимости к собственной в AlN-керамике на частотах от 3 до 100 ГГц наступает при температуре, которая на 400°C выше, чем для частот $10^6 - 10^8$ Гц [3].

Таким образом, проведенные исследования показали, что высокотеплопроводная керамика из нитрида алюминия при частотах более 3 ГГц характеризуется термостабильностью в интервале температур от 0 до 600°C, а для достижения как можно меньших диэлектрических потерь необходимо стремиться к получению порошков исходного сырья из AlN с минимальным количеством примеси углерода, железа и свободного алюминия. В этом случае область применения керамики из AlN в электронике и особенно в приборах СВЧ, работающих в диапазоне 3–100 ГГц, будет намного шире, чем в настоящее время.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИСТОЧНИКИ

1. Аветиков В.Г., Бершадская М.Д., Неделько Э. Е. и др. Нитрид алюминия — новый высокотеплопроводный диэлектрик // Электронная техника. Сер. Материалы. — 1984. — Вып. 6 (191). — С. 54–57. [Avetnikov V. G., Bershadskaya M. D., Nedel'ko E. E. i dr. // Elektronnaya tekhnika. Ser. Materialy. 1984. Iss. 6 (191). P. 54]
2. Косолапова Т.Я., Андреева Т.В., Бартницкая Т.С. Неметаллические тугоплавкие соединения. — Москва: Металлургия, 1985. [Kosolapova T.YA., Andreeva T.V., Bartnitskaya T.S. Nemetallicheskie tugoplavkie soedineniya. Moskva: Metallurgiya, 1985]
3. Кабышев А.В., Лопатин В.В. О проводимости алюмонитридной керамики // Известия ВУЗов. Сер. Физика. — 1992. — №7. — С. 122–124. [Kabyshev A.V., Lopatin V.V. // Izvestiya VUZov. Ser. Fizika. 1992. N 7. P. 122]
4. Фесенко И.П. Диэлектрическая керамика с высокой теплопроводностью на основе AlN // Сверхтвердые материалы. — 2001. — №2. — С. 15–20. [Fesenko I.P. // Sverkh-tverdye materialy. 2001. N 2. P. 15]
5. Thorp J.S., Evans D., Al-Naief M., Akhtaruzzaman M. The dielectric properties of aluminium nitride substrates for microelectronics packaging // Journal of Materials Science. — 1990. — Vol. 25. — P. 4965–4971.

6. Zulfequar M., Kumar A. Dielectric Behavior of Hot-Pressed AlN Ceramic: Effect of CaO Additive // J. Electrochem. Soc. — 1989. — Vol. 136, N 4. — P. 1099–1102.

7. Hazelton C., Rice J., Snead L.L., Zinkle S.J. Effect of neutron radiation on the dielectric, mechanical and thermal properties of ceramics for RF transmission windows // Journal of Nuclear Materials. — 1998. — Vol. 253. — P. 190–195.

8. Гнесин Г.Г. Бескислородные керамические материалы. — Киев: Техника, 1987. [Gnesin G.G. Bezkslorodnye keramicheskie materialy. Kiev: Tekhnika, 1987]

9. Кабышев А.В., Лопатин В.В. Влияние активирующих добавок на диэлектрические свойства алюмонитридной керамики // Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. — 1990. — Т. 26, №2. — С. 418–422. [Kabyshev A.V., Lopatin V.V. // Izv. AN SSSR. Ser. Neorganicheskie materialy. 1990. Vol. 26, N 2. P. 418]

10. Мирдель Г. Электрофизика. — Москва: Мир, 1972. [Mirdel' G. Elektrofizika. Moskva: Mir, 1972]

11. Кингери У.Д. Введение в керамику. — Москва: Стройиздат, 1967. [Kingeri U.D. Vvedenie v keramiku. Moskva: Stroizdat, 1967]

*Дата поступления рукописи
в редакцию 16.10.2012 г.*

Chasnyk V. I., Fesenko I. P. **Dielectric characteristics of the high heat-conducting AlN-ceramics in the frequency range of 3–93 GHz.**

Keywords: ceramic, aluminum nitride, dielectric constant, dielectric loss tangent, relaxation process, polarization, thermal stability.

The article presents the results of experimental measurements. It is shown that the behavior of the dielectric constant and dielectric loss tangent in the investigated frequency range is due to the lack of relaxation processes in ceramics associated with the orientation polarization and to weak influence of ion and electron polarization.

Ukraine, Kiev, RSI "Orion", IMS of NASU.

Часник В. І., Фесенко І. П. **Діелектричні характеристики високотеплопровідної AlN-кераміки в діапазоні частот 3–93 ГГц.**

Ключові слова: кераміка, нітрид алюмінію, діелектрична проникність, тангенс кута діелектричних втрат, релаксацийний процес, поляризація, термостабільність.

Представлено результати експериментальних досліджень. Показано, що поведінку діелектричної проникності та тангенса кута діелектричних втрат в дослідженому частотному діапазоні обумовлено відсутністю в кераміці релаксацийних процесів, пов'язаних з орієнтаційною поляризацією, та слабким впливом на них іонної та електронної поляризації.

Україна, м. Київ, НДІ «Оріон»; ІСМ НАНУ.

УДК 621.372.852.1: 621.372.5

К. т. н. Э. Н. ГЛУШЕЧЕНКО

Украина, г. Киев, НПП «Сатурн»

E-mail: gen-nto@ukr.net

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ МИКРОПОЛОСКОВЫХ УСТРОЙСТВ С РЕЗОНАТОРАМИ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Рассмотрены недостатки известных СВЧ-фильтров на микрополосковых линиях, показаны преимущества использования направленных фильтров бегущей волны в микрополосковом исполнении и примеры их перспективного применения.

Ключевые слова: СВЧ-устройства, микрополосковая линия, кольцевой резонатор, бегущая волна, направленный ответвитель, фильтр.

В период экономического кризиса выделение бюджетных средств на проведение НИОКР весьма проблематично. Такое положение дел характерно не только для Украины, но и для большинства платежеспособных, экономически развитых и стабильных государств, включая страны Европы и США. Именно поэтому Европейское оборонное агентство и аналогичная структура США, понимая необходимость стимулирования научно-технической деятельности большинства оборонных предприятий в мире для обеспечения современных радиолокационных систем, ракетных комплексов, систем связи, электронной борьбы и электронной разведки, подготовили обзор наиболее перспективных направлений развития СВЧ- и ВЧ-техники [1].

Обозначенные в обзоре тенденции развития СВЧ- и ВЧ-техники для обороны отражают точку зрения широкой группы технических экспертов наиболее развитых стран (США, ЕС, Россия, Китай и Израиль) и могут рассматриваться в качестве основных тенденций развития радиоэлектронной отрасли.

В соответствии с этими тенденциями исследования, направленные на развитие новейших (упреждающих) технологий, должны быть сконцентрированы на вопросах разработки определяющих компонентов (в том числе — фильтров), и на это следует направить основные инвестиции.

Рассматриваемые в данной работе приборы — микрополосковые устройства с кольцевыми резонаторами бегущей волны, к которым относятся и микрополосковый направленный фильтр бегущей волны, представляют одно из предложенных перспективных направлений развития СВЧ-техники.

Преимущества и особенности устройств на основе МНФБВ

Применение микрополосковых линий (МПЛ) передачи для реализации направленных фильтров бегущей волны (НФБВ), позволяющее миниатюризировать НФБВ, имеет технологические ограничения. Эти проблемы подробно рассмотрены в [2], где было показано, как их успешно можно решить при использовании модифицированного направленного ответвителя типа «тандем» [3]. Структурная схема и базовая топология реализованного в [2] микрополоскового НФБВ (МНФБВ) представлены на рис. 1. Проведенный анализ показал, что характер амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) МНФБВ такой же, как и у классического фильтра, при

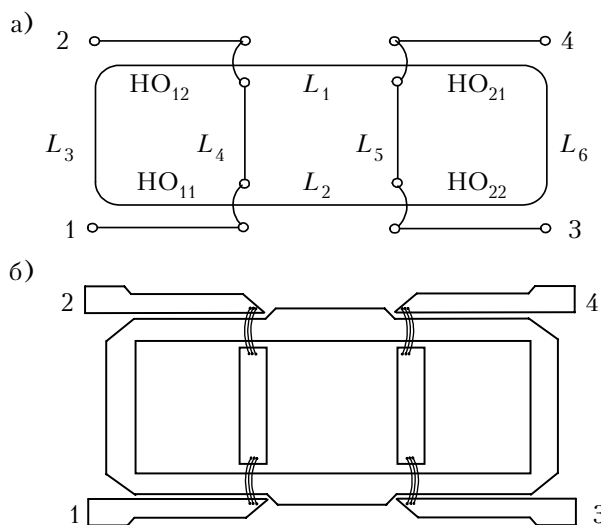


Рис. 1. Микрополосковый направленный фильтр бегущей волны:

a — структурная схема; *б* — базовая топология

практически таком же согласовании с СВЧ-трактом. Прямые потери в нем и полоса рабочих частот по уровню 3 дБ незначительно больше. Уменьшились лишь потери в полосно-пропускающем (ПП) канале за пределами рабочей полосы и уровень заграждения в полосно-заграждающем (ПЗ) канале, что является следствием неидеальности направленного ответвителя (НО) на основе МПЛ.

МНФБВ характеризуются хорошим согласованием по входу и выходу, т. е. имеют высокую — более 20 дБ — направленность, но при этом не требуют подключения на входе и выходе дополнительных развязывающих устройств (вентилей или циркуляторов).

Существенным недостатком большинства из известных фильтров СВЧ на основе МПЛ [4], которые относятся к классу зеркально отражающих устройств и основаны на отражении СВЧ-энергии вне полосы пропускания фильтра, является необходимость их согласования с основным трактом. Поскольку коэффициент стоячей волны ($K_{\text{св}}$) в полосе пропускания должен быть малым, а в полосе заграждения — достаточно большим, именно $K_{\text{св}}$ определяет условия согласования любого фильтра с основным трактом, что создает определенные проблемы.

В этом плане направленные фильтры бегущей волны имеют существенное преимущество по сравнению с другими селективными устройствами СВЧ. Принцип функционирования МНФБВ основан на возникновении во вторичных каналах всех четырех НО, объединенных отрезками МПЛ в замкнутый кольцевой резонатор, резонанса в виде бегущей волны.

Поскольку входным и выходным элементами МНФБВ являются НО, МНФБВ имеет идеальное согласование с трактом, т. к. $K_{\text{св}}$ НО теоретически равен единице как при резонансе, так и вне его, а кольцевой резонатор не вносит рассогласования в основной тракт.

Если сигнал поступает в плечо 1 (см. рис. 1), то плечо 4 будет развязанным, в плече 2 будут реализованы характеристики ПЗ-фильтра, а в плече 3 — характеристики ПП-фильтра, т. е. базовые параметры классического НФБВ.

Если частоте резонанса соответствует рабочая длина волны, то в полосе пропускания (на выходе ПП-канала) потери будут минимальными, т. е. происходит почти полная передача энергии со входа фильтра на его ПП-выход.

Кроме недостатков известных МПЛ-фильтров в отношении согласования с трактом, они к тому же не могут иметь управляемые характеристики в силу своей конструктивной реализации. Это связано с тем, что

встраивание в структуру фильтра любого нелинейного элемента создает неоднородность. В результате происходит нарушение резонанса, которое ведет не только к рассогласованию с основным трактом, но и к потере селективных свойств. У МНФБВ здесь очевидное преимущество.

При конструировании СВЧ-фильтров на микрополосковых линиях — полосовых, режекторных, фильтров нижних частот — одной из наиболее сложных задач является устранение рассогласования с основным трактом при отстройке от резонансной частоты. Избежать этой проблемы можно, особенно в многоканальных системах, применив МНФБВ [5], который к тому же позволяет в одном устройстве реализовать как полосно-пропускающий, так и режекторный фильтры.

МНФБВ имеет еще одно преимущество. Поскольку, как отмечено выше, кольцевой резонатор не вносит рассогласования в основной тракт, в него можно встроить активный (усилительный) элемент или управляемую неоднородность, не ухудшая при этом селективных свойств фильтра. В то же время включение этих элементов в резонатор позволяет на базе МНФБВ создавать новые устройства с иными функциональными свойствами.

Перспективы применения МНФБВ в СВЧ-технике

Исследования показали, что предложенная конструкция (топология) МНФБВ может являться базовой для создания других СВЧ-устройств с новыми функциями. Одно из таких устройств — разработанный на основе МНФБВ активный фильтр [6], одновременно реализующий в одном топологическом конструктиве функции фильтра и усилителя (рис. 2, а, где А — усилительный активный элемент).

Характер изменения формы и уровня СВЧ-сигнала в ППФ-канале при включении в резонатор активного элемента-усилителя показан на рис. 2, б, где α — потери.

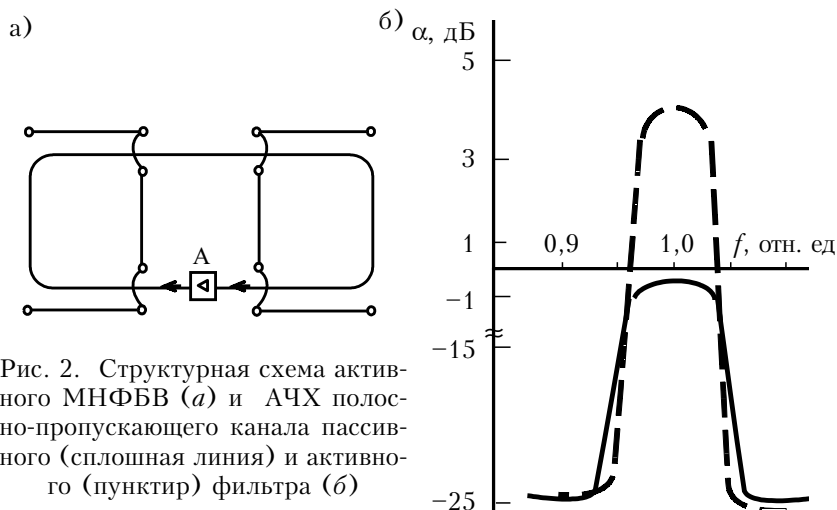


Рис. 2. Структурная схема активного МНФБВ (а) и АЧХ полосно-пропускающего канала пассивного (сплошная линия) и активного (пунктир) фильтра (б)

Частотно-селективные свойства такого фильтра не хуже, чем у базового. В то же время, потери ПП-плеча в нем не только скомпенсированы, но и получено усиление на резонансной частоте (рис. 2, б). Увеличена также крутизна фронтов и, как следствие, возросло подавление сигнала вне рабочей полосы.

Используя те же преимущества МНФБВ, можно в резонансное кольцо встроить нелинейные элементы с иными (не усилительными) свойствами и получить возможность управлять другими параметрами МНФБВ, например изменять его резонансную частоту, а нарушая гальванический контакт перемычек НО типа «тандем» — превращать МНФБВ в выключатель.

Еще одним примером реального применения МНФБВ может служить компактное частотно-разделительное устройство (**ЧРУ**), которое является неотъемлемым узлом любой многочастотной радиотехнической системы. Традиционно эта задача реализуется с помощью полосовых фильтров на требуемые частоты, подключенных к основному СВЧ-тракту посредством НО. При этом для унификации обработки сигналов выделенных частотных стволов (полос) желательно на выходах фильтров иметь равноамплитудный сигнал. Это условие определяет необходимость индивидуального расчета переходного ослабления НО для каждого частотного ствола, а избежать этой проблемы можно, реализуя микрополосковое ЧРУ с помощью предложенных МНФБВ (рис. 3) [7].

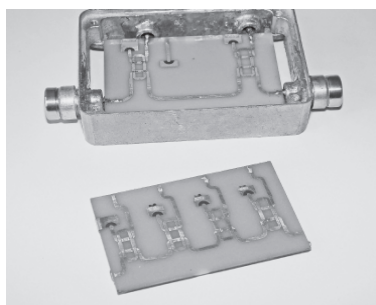


Рис. 3. Двухканальное (вверху) и четырехканальное (внизу) микрополосковое ЧРУ 3-см диапазона

Если в качестве элемента ЧРУ применить описанные выше активные МНФБВ, то путем электронной регулировки усиления каждого из них можно достаточно легко получить равноамплитудные сигналы на выходах всех фильтров.

Еще одной проблемой, которую можно решить с помощью МНФБВ, является создание монолитной интегральной схемы (**МИС**) СВЧ-генератора. Реализация такой МИС на основе низкодобротной МПЛ нецелесообразна, т. к. не позволит получить необходимую стабильность СВЧ-генератора.

Для реализации требуемой стабильности в микрополосковых генераторах применяют высокодобротные диэлектрические резонаторы,

обеспечив их электромагнитную связь с низкодобротной МПЛ. Но микрополосковый СВЧ-генератор такой конструкции по существующей технологии выполнить в одном цикле в виде МИС невозможно.

В [8] была рассмотрена перспектива применения в интегральных СВЧ-генераторах резонатора бегущей волны, но реализовать эту идею при помощи НО на двух связанных МПЛ было технологически невозможно по тем же причинам, что и МНФБВ. Из рис. 1 очевидно, что микрополосковый резонатор бегущей волны можно реализовать, исключив из МНФБВ один из НО типа «тандем». Технологически это не представляет никакой сложности.

Реализованный с таким резонатором микрополосковый СВЧ-генератор был защищен авторскими правами [9]. Его стабильность в сравнении с генератором по аналогичной схеме, но с резонатором в виде четвертьволнового отрезка МПЛ, лучше на два порядка.

* * *

Таким образом, на примере ряда устройств показано, что описанный в работе микрополосковый направленный фильтр бегущей волны может служить базовой конструкцией для создания целого ряда перспективных СВЧ-устройств с новыми функциональными свойствами.

Дальнейшие исследования свойств МНФБВ позволят значительно расширить сферу его применения и существенно дополнить ряд интегральных СВЧ-устройств. Это в свою очередь послужит основанием классифицировать устройства с микрополосковыми резонаторами бегущей волны, функционирование которых обеспечивает режим не стоячей, а бегущей волны, как самостоятельное направление в СВЧ-технике.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Siber M., Simon A. On the right wavelength: microwave and RF technology for defence // Microwave Journal. — 2010. — № 10. — P. 22–38.
2. Глушеченко Э.Н. Особенности реализации микрополосковых фильтров с кольцевыми резонаторами бегущей волны // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. — 2012. — № 6. — С. 11–15. [Glushechenko E.N. // Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature. 2012. N 6. P. 11]
3. Shelton J.P., Wolf J., Van Wagoner R. Tandem couplers and phase shifters // Microwaves. — 1965, April. — P. 14–19.
4. Влостовский Э.Г. Фильтры на параллельных связанных линиях для интегральных схем СВЧ. — Москва: НИИ ТЭИР, обзор №2/76. [Vlostovskii E.G. Fil'try na parallel'nykh svyazannykh liniyakh dlya integral'nykh skhem SVCh. Moskva: NII TEIR, obzor №2/76]
5. А.с. 1406668 СССР. Микрополосковый направленный фильтр бегущей волны / Э. Н. Глушеченко. — 1998. — Бюл. № 24. [A.s. 1406668 SSSR / E. N. Glushechenko. 1998. Bull. 24]
6. Патент Украины на корисну модель 40850. Мікросмуговий напрямлений фільтр бігучої хвилі / Е. М. Глушеченко. — 2009. — Бюл. № 8. [Patent Ukraini na korisnu model' 40850 / E. M. Glushechenko. 2009. Bull. 8]

7. Глушеченко Э.Н. Микрополосковое частотно-разделительное устройство на кольцевых резонаторах бегущей волны // Матер. 19-й Междунар. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Т. 2. — Украина, Крым, г. Севастополь. — 2009. — С. 507—508. [Glushechenko E.N. // Mater. 19-i Mezhdunar. konf. «SVCh-tekhnika i telekommunikatsionnye tekhnologii». Vol. 2. Ukraina, Krym, g. Sevastopol'. 2009. P. 507]

8. Miller S.J. Traveling wave resonator and high power testing // Microwave Journal. — 1960. — Vol. 3, № 9.

9. А.с. 159810 СССР. Микрополосковый СВЧ генератор / Э. Н. Глушеченко. — 1990. — Бюл. № 37. [A.s. 159810 SSSR / E. N. Glushechenko. 1990. Bull. 37]

*Дата поступления рукописи
в редакцию 02.07 2012 г.*

Glushechenko E. N. **Potential applications of microstrip devices with traveling wave resonators.**

Keywords: microwave devices, microstrip line, ring resonator, traveling wave, directional coupler, filter.

The shortcomings of the known microwave filters in microstrip lines are considered, the advantages of the use of directional traveling-wave filters in microstrip performance and examples of their potential applications are shown.

Ukraine, Kiev, SPE «Saturn».

Глушеченко Е. М. **Перспективи застосування мікрополоскових пристроїв з резонаторами біжучої хвилі.**

Ключові слова: СВЧ-прилади, мікрополоскова лінія, кільцевий резонатор, біжуча хвиля, спрямований відгалужувач, фільтр.

Розглянуто недоліки відомих НВЧ-фільтрів на мікросмушкових лініях, показано переваги використання спрямованих фільтрів біжучої хвилі в мікрополосковому виконанні і наведено приклади їх перспективного застосування.

Україна, м. Київ, НВП «Сатурн».

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ



Васильев А. Г. и др. СВЧ транзисторы на широкозонных полупроводниках.— Москва: Техносфера, 2011.

В учебном пособии по физическим основам и технологии транзисторов на широкозонных полупроводниках рассмотрены свойства двумерного электронного газа и физика гетеропереходов, в основном типа AlGaIn/GaN. Проведен обзор структур транзисторов на основе GaN, на алмазе и карбиде кремния. Рассмотрены свойства подложек из сапфира, карбида кремния и других материалов. Проанализированы методы изготовления гетеропереходов эпитаксией из металло-органических соединений и молекулярно-лучевой эпитаксией. Рассмотрены требования к омическим контактам и барьерам Шоттки, на основе которых создаются гетероэпитаксиальные полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов в канале (HEMT), а также технология транзисторов на алмазе. Приведен обзор методов контроля технологических процессов изготовления транзисторов, методов измерения основных параметров СВЧ-транзисторов и контроля их надежности. Книга будет полезна студентам, аспирантам, инженерам и научным работникам, специализирующимся в области разработки и применения изделий твердотельной электроники.

НОВЫЕ КНИГИ



Ефименко А. А. Проектирование межблочных электрических соединений электронных средств в базовых несущих конструкциях.— Одесса: Политехпериодика, 2013.

В монографии рассматриваются вопросы проектирования межблочных электрических соединений в электронной аппаратуре, создаваемой с использованием базовых несущих конструкций (БНК). Приводится классификация и характеристика современных типов электрических соединений и БНК, формализованы задачи их проектирования. Большое внимание уделено методам и средствам проектирования межблочных электрических соединений и БНК, а также вопросам создания моделей и алгоритмов проектирования. Отдельно рассмотрены методы проектирования электро монтажа с использованием непаяных контактных соединений. Монография предназначена для разработчиков электронных средств. Вместе с тем, она может быть полезна студентам и аспирантам соответствующих специальностей.

УДК 621.376.5

К. т. н. В. С. ГОЛУБ

Украина, г. Киев, Научно-производственная фирма «VD MAIS»

E-mail: V.Golub@vdmais.kiev.ua

СИГМА-ДЕЛЬТА МОДУЛЯТОР: ПЕТЛЕВЫЕ ФИЛЬТРЫ И ШУМ КВАНТОВАНИЯ

Проведен анализ сигма-дельта модулятора с использованием средств моделирования. В частности, исследована зависимость его шума квантования от петлевой фильтрации. Полученные результаты объясняют некоторые особенности работы модулятора и позволяют дать рекомендации по его применению.

Ключевые слова: непрерывный отсчет, сигма-дельта модулятор, петлевой фильтр, шум квантования.

В основе формирования импульсно-модулированных сигналов лежит теорема (точнее, теоремы) Котельникова, согласно которой *сигнал содержится в его мгновенных отсчетах*, следующих с постоянной частотой, и может быть полностью восстановлен из этих отсчетов [1]. Одной из существенных особенностей сказанного является то, что отсчеты сигнала — мгновенные. Однако для того чтобы последовательность отсчетов можно было использовать в качестве реального сигнала, их преобразовывают в прямоугольные импульсы конечной длительности. Наглядным примером является сигнал с амплитудно-импульсной модуляцией (**АИМ-сигнал**), длительность импульсов которого постоянна, а амплитуда пропорциональна значениям отсчетов.

При указанном преобразовании (с расширением импульсов) нарушается условие восстановления, предусмотренное теоремой, поскольку мгновенные отсчеты заменяются импульсами конечной длительности, и, соответственно, вносятся частотные искажения. Вносимые искажения характеризуются аналоговой передаточной функцией $\sin x/x$, представляющей собой знакопеременную амплитудно-частотную характеристику (**АЧХ**). Ее аргумент x пропорционален временной задержке τ , равной половине длительности импульса: $x = \Omega\tau/2$, где $\Omega = 2\pi F$, F — частота сигнала. В результате выбор частоты мгновенных отсчетов осуществляется в соответствии с теоремой Котельникова, а длительность формируемых импульсов берется такой, чтобы неравномерность АЧХ в полосе пропускания была бы допустимой.

Существуют также разновидности отсчетов, соответствующие в своей основе теореме, но имеющие некоторые отличия. Одной из разновидностей являются «длительные» (не мгновенные) отсчеты, которые определяются средними значениями аналогового сигнала, отсчитываемыми

на интервалах времени. Ими являются, например, отсчеты в сигма-дельта модуляторе (**СДМ**), обусловленные его режимом работы, известным под названием «continuous-time» [2, 3]. В результате, как показано ниже, задержка сигнала СДМ определяется суммой двух задержек, первая из которых обусловлена «длительными» отсчетами, а вторая — формируемыми выходными импульсами.

На **рис. 1, а** приведена схема простейшего, одноразрядного СДМ первого порядка, содержащего интегратор « $1/(p\tau_{\text{инт}})$ » и квантователь, а также ЦАП, через который осуществляется от-

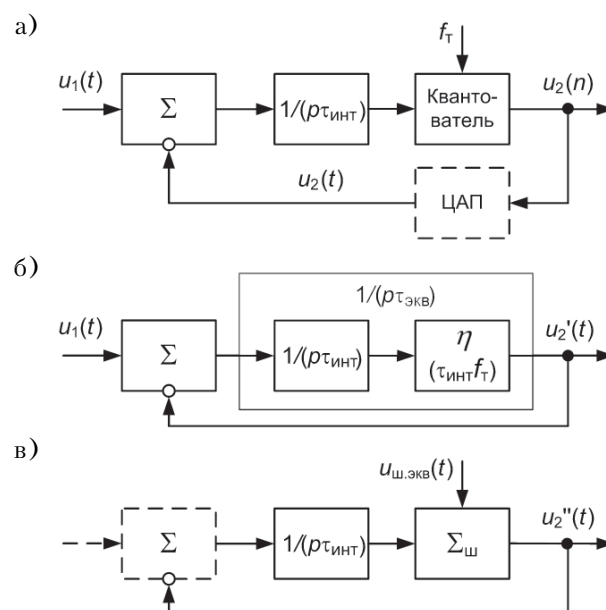


Рис. 1. Структурная схема одноразрядного СДМ первого порядка (а) и его аналоговые эквивалентные схемы для сигнала (б) и шума квантования (в)

рицательная обратная связь — с выхода СДМ на его вход. Квантователь, содержащий АЦП с компаратором, синхронизируется тактовыми импульсами, следуемыми с частотой f_T , которая определяет частоту квантования. Квантователь — в данном случае одноразрядный — формирует последовательность посылок «1» и «0» (импульсов и интервалов соответственно), длительность каждой из которых равна $1/f_T$. ЦАП преобразовывает указанную последовательность $u_2(n)$ в аналоговый сигнал обратной связи $u_2(t)$, но без фильтрации. Преобразование в ЦАП заключается в формировании посылок с квантованной (постоянной) площадью, обеспечивающей получение требуемого коэффициента передачи СДМ.

Существуют СДМ с выходным сигналом, содержащим несколько разрядов, и СДМ, которые имеют более высокий порядок (по сравнению с СДМ, показанным на рис. 1). Последние будут рассмотрены ниже, а полученные решения могут быть распространены и на многоразрядные СДМ.

СДМ является системой автоматического регулирования. Однако, в отличие, например, от аналого-импульсной системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ), СДМ имеет в своем составе цепь квантования, которая не только обеспечивает формирование сигнала, но и изменяет частотные свойства модулятора. Отметим, что интегратор с суммирующей цепью на входе СДМ эквивалентен фазовому детектору системы ФАПЧ (фаза сигнала в системе ФАПЧ определяется интегралом регулируемой частоты сигнала).

Анализ и описанию СДМ посвящено много работ, например [2–7], однако представленная в них информация зачастую противоречива, и многое еще остается неясным. Например, в одних работах СДМ характеризуется функцией $\sin x/x$, в других — функцией полиномиальной фильтрации. Одни авторы считают временную задержку равной интервалу квантования, другие — его половине, а третьи определяют ее как постоянную времени интегратора.

Еще один существенный вопрос — влияние петлевой фильтрации СДМ на подавление шума квантования. Отметим такую особенность. Обычно на входе СДМ включают фильтр нижних частот («antialias» фильтр), обеспечивающий подавление шума, частота которого находится за пределами полосы частот входного сигнала. Что же касается шума квантования, то он формируется в СДМ вместе с выходным сигналом и частично попадает в полосу частот аналогового сигнала. В задачу петлевой фильтрации входит изменение режима квантования таким образом, чтобы шум квантования был смещен

в область более высоких частот (за пределы частотного спектра сигнала) и подавлен на выходе внешним фильтром. Тут возникает вопрос: как осуществляется подавление шума квантования в СДМ с разными видами петлевой фильтрации — в однопетлевом СДМ повышенного порядка и во многопетлевом СДМ.

Цель настоящей работы — с использованием средств моделирования провести анализ, который ответил бы на отмеченные выше вопросы. Автор предлагает считать данную работу дискуссионной.

Сигнал СДМ

На рис. 2 показаны импульсные последовательности, формируемые одноразрядным СДМ первого порядка: немодулированная (несущая) последовательность (а), частота которой $f_0 = 0,5f_T$, а также последовательности с положительными (а, б) и с отрицательными (г, д) уровнями сигнала модуляции. Положительному уровню соответствует увеличение длительности импульсов при постоянных интервалах между импульсами, равных $1/f_T$, а отрицательному — увеличение длительности интервалов (при постоянной длительности импульсов, равной $1/f_T$).

На рис. 2, б, г частота переключений (она же — частота шума квантования, его первой гармоники), определяется как $f_{ш} = 0,25f_T$.

Частота шума квантования может быть близкой к нулю, если уровень модулирующего сигнала также близок к нулю (при более длительных интервалах, чем показанные на рис. 2, г), или, наоборот, близок к максимуму (при более длительных импульсах, чем показанные на рис. 2, б). Указанный шум квантования попадает в спектр сигнала. Его часто снижают тем, что ограничивают диапазон входных напряжений СДМ. Сказанное, однако, имеет отношение к простейшему случаю формирования СДМ-сиг-

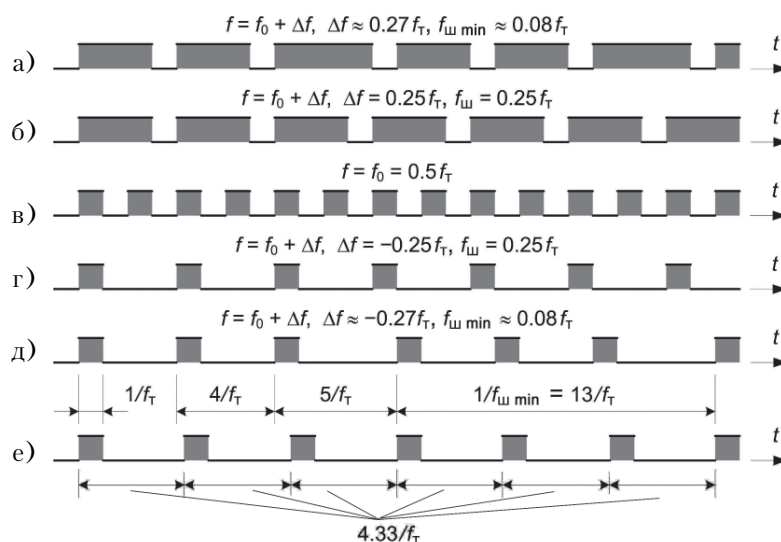


Рис. 2. Сигналы СДМ первого порядка (а–д) и частотно-импульсного модулятора (е)

нала, когда комбинационные составляющие шума квантования отсутствуют.

На рис. 2, а, д показан более сложный случай, когда составляющие шума квантования определяются не только частотами за пределами полосы частот модулирующего сигнала (в данном случае, $0,25f_T$ и $0,2f_T$), но и более низкой, комбинационной частотой $f_{\text{ш min}} \approx 0,08f_T$.

Частота $f_{\text{ш min}}$ может быть весьма низкой, вплоть до 0 Гц. Создаваемый при этом шум квантования попадает в спектр модулирующего сигнала, являясь, естественно, помехой. Он неизбежен, но с ним, как известно, можно бороться при помощи так называемой петлевой (в составе СДМ) фильтрации. Петлевая фильтрация обеспечивает преобразование шума, сопровождаемое смещением его в область более высоких частот, за пределы полосы частот сигнала.

На рис. 2, е показана для сравнения импульсная последовательность частотно-импульсного модулятора (ЧИМ), причем для того же уровня модулирующего сигнала, что и на рис. 2, д, но с частотой дискретизации $0,23f_T$ (при периоде $4,33/f_T$). ЧИМ-модулятор не синхронизируется тактовыми импульсами, поэтому частота f_T для него показана условно (для сравнения ЧИМ- и СДМ-сигналов). Согласно рис. 2, е, ЧИМ-сигнал, частота следования импульсов которого непрерывно изменяется в зависимости от входного сигнала, не сопровождается низкочастотным шумом квантования, свойственным СДМ-сигналу.

На рис. 2, а — д показаны сигналы СДМ первого порядка. Известно, что сигналы СДМ более высоких порядков будут перегруппировываться, вызывая преобразование шума, увеличивающее его частоту (шум будет смещаться за пределы полосы частот сигнала). Будет происходить переформирование шума, известное как «noise shaping». При этом будет сохраняться пропорциональная зависимость плотности следования посылок «1» (на выходе) от аналогового сигнала (на входе), определяющая коэффициент преобразования сигнала в СДМ.

СДМ первого порядка

Квантователь в СДМ первого порядка имеет два выхода — до и после ЦАП (см. $u_2(n)$ и $u_2(t)$ на рис. 1). Последовательности импульсов и интервалов обоих выходов аналогичны, но первая из них — ненормированная, а вторая нормирована по амплитуде и, соответственно, по площади импульсов (в ЦАП, без фильтра) и предназначена для сравнения с входным аналоговым сигналом (по цепи обратной связи). Нормированная последовательность может быть использована и в качестве выходной. Поскольку выходную последовательность $u_2(t)$ можно рассматривать как аналоговую, квантователь (вместе с ЦАП) оказывается удобным для построения аналоговых эквивалентных схем СДМ.

Аналоговую эквивалентную цепь квантователя обычно характеризуют эквивалентным коэффициентом передачи

$$\eta = \tau_{\text{инт}} f_T, \quad (1)$$

где $\tau_{\text{инт}}$ — постоянная времени интегратора.

Коэффициент η может быть учтен в эквивалентной постоянной времени интегратора [2, 7], которая в связи с этим становится равной интервалу квантования:

$$\tau_{\text{эkv}} = \frac{\tau_{\text{инт}}}{\eta} = \frac{1}{f_T} \ll \tau_{\text{инт}}. \quad (2)$$

Отметим, однако, что первичной является временная задержка сигнала, обусловленная квантованием и равная $1/f_T$, а вторичными, производными от нее, — η и $\tau_{\text{эkv}}$. Возникает вопрос: почему задержка сигнала равна $1/f_T$, т. е. длительности посылки СДМ, а не ее половине, как, например, для АИМ (точнее, для односторонней АИМ с прямоугольными импульсами). Причина этого заключается в следующем. Как было отмечено выше, к длительности задержки, равной половине посылки (аналогичной той, которая характерна для АИМ), добавляется еще одна, равная половине длительности предшествующего интервала (посылки), являющегося *интервалом отсчета*. Отметим, что АИМ, в отличие от СДМ, характеризуется *мгновенными отсчетами*.

На рис. 1, б, в приведены две аналоговые эквивалентные схемы, предлагаемые вместо одной, общей. Первая из них (б) характеризует прохождение сигнала $u_1(t)$, а вторая (в) — прохождение шума квантования $u_{\text{ш экv}}(t)$. Схемы отличаются между собой значениями постоянной времени интеграторов, которые составляют $\tau_{\text{эkv}} = \tau_{\text{инт}}/\eta$ и $\tau_{\text{инт}}$ соответственно. Источник $u_1(t)$ на рис. 1, в отсутствует, а $u_{\text{ш экv}}(t)$ условно считается независимым. Последнее, в части $u_{\text{ш экv}}(t)$, является общепринятым.

В соответствии с изложенным, СДМ характеризуется двумя передаточными функциями первого порядка — для сигнала и для шума.

Для сигнала — это функция типа ФНЧ (фильтра нижних частот), которая, согласно рис. 1, б, определяется как

$$K(p) \approx \frac{1}{1 + p\tau_{\text{эkv}}} = \frac{1}{1 + p/f_T}, \quad (3)$$

где $p = j\Omega$ — оператор Лапласа, и приближенно равна рассмотренной выше функции $\sin x/x$ в полосе пропускания, при $\tau_{\text{эkv}}$ — согласно (2).

Для шума квантования передаточная функция — типа ФВЧ (фильтра верхних частот), которая, согласно рис. 1, в, имеет вид

$$K_{\text{ш}}(p) = \frac{p\tau_{\text{инт}}}{1 + p\tau_{\text{инт}}}. \quad (4)$$

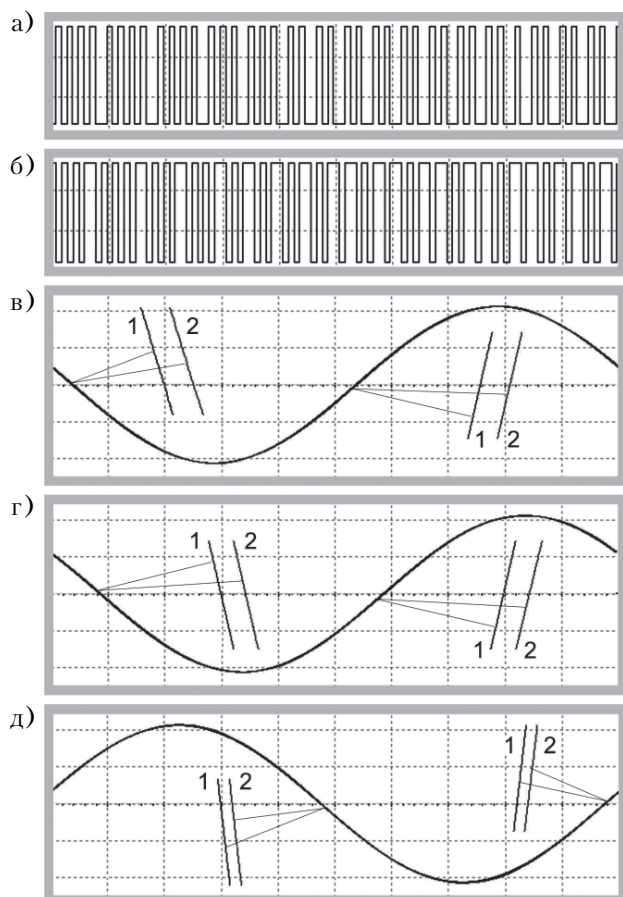


Рис. 3. Сигналы одноразрядного однопетлевого СДМ: выходной импульсный (а, б), входной аналоговый (1) и аналоговая составляющая выходного сигнала (2) первого (в), второго (з) и третьего (д) порядков (петлевой фильтр — типа ПИ)

Начальная временная задержка сигнала на «нулевой» частоте, согласно (3), равна $\tau_{\text{зад}} = \tau_{\text{экв}} = 1/f_T$.

Рассмотрим результаты моделирования рассматриваемого СДМ. Фрагменты импульсного (квантованного) выходного сигнала СДМ, показанные на рис. 3, а, б, соответствуют отрицательному (а) и положительному (б) уровням входного аналогового сигнала и отличаются, соответственно, длительностями интервалов и импульсов. На рис. 3, в видно, что входной сигнал и отфильтрованная аналоговая составляющая выходного сигнала практически совпадают (в используемом масштабе времени), поэтому там же дополнительно показаны фрагменты этих сигналов в увеличенном масштабе, обозначенные 1 и 2.

В рассматриваемом случае между сигналами существует временная задержка, которая при частоте сигнала 5 кГц и тактовой частоте $f_T = 2$ МГц близка к начальной, равной 0,5 мкс (на «нулевой» частоте). Постоянная времени интегратора равна $\tau_{\text{инт}} = 20$ мкс, но она, как видно из формулы (3), не влияет на величину задержки. Выходной импульсный сигнал (рис. 3, а, б) и его

аналоговые составляющие (рис. 3, в, з, д) здесь и ниже показаны в разных масштабах времени.

Для моделирования СДМ применена модель, описанная в [7]. При сравнении сигналов 1 и 2 использовались два одинаковых фильтра: один — для получения отфильтрованного сигнала 2, другой — в цепи сигнала 1 — для внесения компенсирующих частотных искажений.

Однопетлевые СДМ второго и третьего порядков

СДМ второго и более высоких порядков имеют две разновидности, отличающиеся схемами петлевой фильтрации. Первая из них — с дополнительной цепью фильтрации в основной петле (однопетлевой СДМ), другая — с дополнительной петлей (петлями) на входе СДМ.

Схема однопетлевого СДМ повышенного (выше первого) порядка приведена на рис. 4, а. Петлевой фильтр такого СДМ, как и фильтр на рис. 1, а, содержит интегратор « $1/(p\tau_{\text{инт}})$ », но, кроме того, еще и дополнительную цепь фильтрации с передаточной функцией $K_{\Phi}(p)$.

Рассмотрим две разновидности дополнительной цепи — ФНЧ и пропорционально-интегрирующую (ПИ), передаточные функции которых для СДМ второго порядка имеют вид

$$K_{\Phi}(p) = \frac{1}{1 + p\tau_{\Phi}}; \quad (5)$$

$$K_{\Phi}(p) = 1 + \frac{1}{p\tau_{\Phi}}. \quad (6)$$

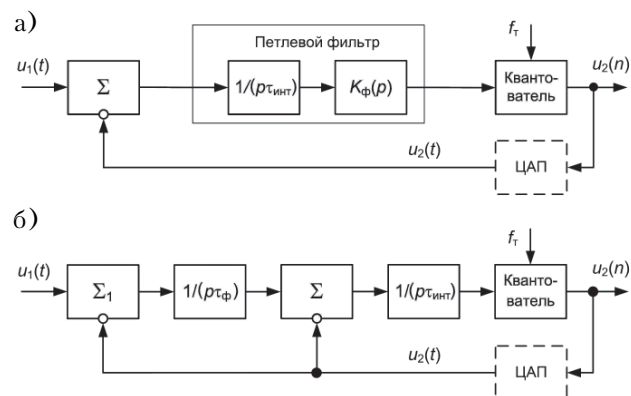


Рис. 4. Структурные схемы одноразрядных СДМ: а — однопетлевого второго и более высоких порядков; б — двухпетлевого второго порядка

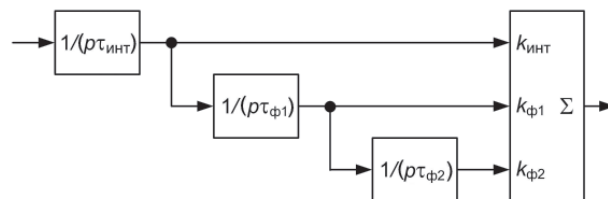


Рис. 5. Схема петлевого фильтра третьего порядка с интегратором (на входе) и ПИ-цепью второго порядка

На рис. 5 приведена схема петлевого фильтра третьего порядка с интегратором на входе и ПИ-цепью второго порядка (петлевой фильтр второго порядка — его частный случай при отсутствии ветви с $1/(p\tau_{\phi 2})$). Выражению (6) соответствуют, в частности, параметры: $k_{\text{инт}} = k_{\phi 1} = 1$, $k_{\phi 2} = 0$, $\tau_{\phi 1} = \tau_{\phi}$, где τ_{ϕ} — постоянная времени в (6).

Вернемся к рис. 3. На рис. 3, г показаны входной сигнал и отфильтрованная составляющая выходного сигнала СДМ второго порядка с ПИ, а также их фрагменты в увеличенном масштабе. Применение петлевого фильтра второго порядка с ПИ-цепью реализует в СДМ астатический режим автоматического регулирования, в связи с чем временная задержка сигнала уменьшается — 0,4 мкс вместо 0,5 мкс ($\tau_{\text{инт}} = 10$ мкс, $\tau_{\phi 1} = 20$ мкс).

На рис. 3, д показаны сигналы для СДМ третьего порядка (с ПИ). Дальнейшее увеличение астатизма, обусловленное более высоким порядком, привело к уменьшению задержки — она стала равной 0,2 мкс ($\tau_{\text{инт}} = 5$ мкс, $\tau_{\phi 1} = 10$ мкс, $\tau_{\phi 2} = 20$ мкс). Отметим, что изменение астати-

зма и, соответственно, задержки сигнала может достигаться не только изменением порядка цепи, но и изменением ее параметров (рис. 5). Пределы возможной задержки, в зависимости от порядка и параметров ПИ-цепи, составляют $0 < \tau_{\text{зад}} \leq 1/f_T$.

Помимо рассмотренных выше относительно простых цепей с ПИ, в практических схемах СДМ используются и другие, более сложные цепи петлевой фильтрации, в том числе более высоких порядков.

На рис. 6, а, б показан пример, характерный для неправильно выбираемой цепи петлевой фильтрации. Применена цепь с ФНЧ, характеризующимся функцией (5). Выходной импульсный сигнал СДМ (рис. 6, а) имеет пониженную частоту (при неизменной тактовой частоте f_T), а остаточные пульсации, обусловленные ею, видны в составе отфильтрованного сигнала (кривая 2), показанного вместе с входным сигналом (кривая 1) на рис. 6, б. Понижение частоты импульсного выходного сигнала связано с рассмотренным ниже расширением полосы пропускания эквивалентного ФВЧ.

Согласно формулам (5) и (6), для однопетлевого СДМ второго порядка с цепями ФНЧ и ПИ передаточными функциями, соответственно, будут

$$K(p) = \frac{1}{1 + p\tau_{\text{экв}} + p^2\tau_{\text{экв}}\tau_{\phi \text{ экв}}}; \quad (7)$$

$$K(p) = \frac{1 + p\tau_{\phi \text{ экв}}}{1 + p\tau_{\phi \text{ экв}} + p^2\tau_{\text{экв}}\tau_{\phi \text{ экв}}}. \quad (8)$$

Эквивалентная постоянная времени $\tau_{\text{экв}}$ в (7) и (8) та же, что и в (2) и (3), а уменьшенной постоянной времени $\tau_{\phi \text{ экв}}$ соответствует τ_{ϕ} в (5) и (6), деленная на η . Функция (7), описывающая СДМ с цепью ФНЧ, имеет вид обычной функции ФНЧ. Функция (8) для СДМ с ПИ имеет два отличия от функции (7). Прежде всего, в числителе содержится дополнительный член $p\tau_{\phi \text{ экв}}$, характеризующий ее как функцию астатической системы. Кроме того, в качестве коэффициента второго члена используется не постоянная времени $\tau_{\text{экв}}$ интегратора на входе петлевого фильтра, а $\tau_{\phi \text{ экв}}$, соответствующая $\tau_{\phi 1}$ на рис. 5 (в варианте без третьего интегратора).

Рассмотрим также передаточную функцию СДМ с ПИ третьего порядка, которая является развитием функции (8):

$$K(p) = (1 + p\tau_{\phi 2 \text{ экв}} + p^2\tau_{\phi 1 \text{ экв}}\tau_{\phi 2 \text{ экв}}) / (1 + p\tau_{\phi 2 \text{ экв}} + p^2\tau_{\phi 1 \text{ экв}}\tau_{\phi 2 \text{ экв}} + p^3\tau_{\text{экв}}\tau_{\phi 1 \text{ экв}}\tau_{\phi 2 \text{ экв}}), \quad (9)$$

где $\tau_{\text{экв}}$, $\tau_{\phi 1 \text{ экв}}$, $\tau_{\phi 2 \text{ экв}}$ соответствуют $\tau_{\text{инт}}$, $\tau_{\phi 1}$, $\tau_{\phi 2}$ на рис. 5.

Астатизм СДМ, приводящий, в частности, к уменьшению временной задержки, подтверждает-

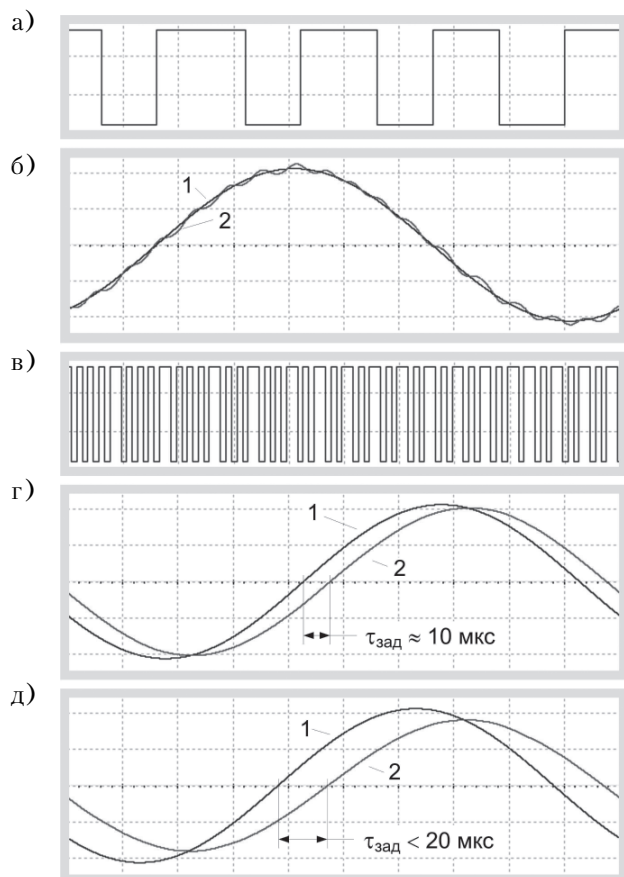


Рис. 6. Сигналы одноразрядных СДМ: импульсный (а) и аналоговые (б) однопетлевого СДМ с дополнительной цепью ФНЧ, импульсный (в) и аналоговые (г, д) двухпетлевого СДМ с различными постоянными времени интеграторов в дополнительной петле (1 — входной сигнал, 2 — аналоговая составляющая выходного сигнала)

ся наличием второго и третьего членов в числителе функции (9).

Здесь и ниже используются выражения передаточных функций полиномиальных фильтров, с которыми более подробно можно ознакомиться в [9]. Отметим также, что в рассматриваемых здесь и ниже примерах учтены вопросы устойчивости СДМ, однако в данной работе они не являются предметом рассмотрения.

Многопетлевые СДМ второго и третьего порядков

Рассмотрим вторую разновидность СДМ второго (в общем случае — более высокого) порядка — с дополнительной петлей (петлями) на входе. Простейшая из них — второго порядка — показана на рис. 4, б. Ее передаточная функция имеет вид

$$K(p) = \frac{1}{1 + p\tau_\phi + p^2\tau_\phi\tau_{\text{экв}}} \approx \frac{1}{1 + p\tau_\phi}, \quad (10)$$

где $\tau_\phi \gg \tau_{\text{экв}}$.

Функция $K(p)$ (10) для СДМ второго порядка приближенно равна функции ФНЧ первого порядка с постоянной времени τ_ϕ интегратора в дополнительной (внешней) петле.

Отметим, что в данном случае τ_ϕ определяет относительно узкую полосу частот и, в целях обеспечения входной фильтрации, может выбираться исходя из ширины спектра сигнала. А постоянная времени $\tau_{\text{экв}}$ в функции (8), которая значительно меньше τ_ϕ , таким свойством не обладает. Поэтому в случае однопетлевых СДМ дополнительно требуется применение на входе внешних фильтров, рассмотренных выше (anti-alias-фильтров). Желательны они и для многопетлевых СДМ, чтобы исключить попадание внешних шумов в цепь СДМ.

На рис. 6, в показан выходной импульсный сигнал СДМ, а на рис. 6, з, д — входной аналоговый сигнал (кривая 1) и отфильтрованные аналоговые составляющие выходного сигнала (кривые 2) для двух значений постоянной времени интегратора во внешней петле: $\tau_\phi = 10$ мкс (з) и $\tau_\phi = 20$ мкс (д) — согласно функции (10), при частоте аналогового сигнала 5 кГц и временных задержках около 10 мкс и менее 20 мкс соответственно.

Отметим, что квантователь не вызывает эквивалентного изменения параметров элементов во внешней петле (в составе передаточной функции), подобно эквивалентному изменению параметров в основной петле.

Шум квантования СДМ

Для анализа шума квантования СДМ предназначены эквивалентные схемы, одна из которых, для СДМ первого порядка, приведена на рис. 1, в, а другие, для СДМ более высоких порядков, имеют аналогичное построение.

В указанных схемах используется эквивалентный источник шума $u_{\text{ш экв}}(t)$ с равномерным спектром в полосе частот от 0 до $f_T/2$. Но так как шум формируется в квантователе, повторно учитывать коэффициент η в схеме на рис. 1, в не следует.

Соответственно, передаточные функции СДМ для шума квантования (по отношению к $u_{\text{ш экв}}(t)$) будут иметь вид:

— для СДМ первого порядка, рис. 1, в, — согласно (4);

— для однопетлевого СДМ второго порядка с цепью ФНЧ, согласно (5), рис. 4, а:

$$K_{\text{ш}}(p) = \frac{p\tau_{\text{инт}} + p^2\tau_{\text{инт}}\tau_\phi}{1 + p\tau_{\text{инт}} + p^2\tau_{\text{инт}}\tau_\phi}; \quad (11)$$

— для однопетлевого СДМ второго порядка с цепью ПИ, согласно (6), рис. 4, а с учетом рис. 5 (при $k_{\text{инт}}=k_{\phi 1}=1$, $k_{\phi 2}=0$):

$$K_{\text{ш}}(p) = \frac{p^2\tau_{\text{инт}}\tau_\phi}{1 + p\tau_\phi + p^2\tau_{\text{инт}}\tau_\phi}; \quad (12)$$

— для однопетлевого СДМ третьего порядка с цепью ПИ, рис. 4, а с учетом рис. 5 (при $k_{\text{инт}}=k_{\phi 1}=k_{\phi 2}=1$):

$$K_{\text{ш}}(p) = \frac{p^3\tau_{\text{инт}}\tau_{\phi 1}\tau_{\phi 2}}{1 + p\tau_{\phi 2} + p^2\tau_{\phi 1}\tau_{\phi 2} + p^3\tau_{\text{инт}}\tau_{\phi 1}\tau_{\phi 2}}; \quad (13)$$

— для двухпетлевого СДМ второго порядка, рис. 4, б:

$$K_{\text{ш}}(p) = \frac{p^2\tau_{\text{инт}}\tau_\phi}{1 + p\tau_\phi + p^2\tau_{\text{инт}}\tau_\phi}. \quad (14)$$

Функции (4), (11) — (14) являются функциями ФВЧ с полосой пропускания для шума квантования и полосой непропускания (подавления), соответствующей спектру сигнала. Как уже сказано, они не связаны с коэффициентом η . И, наконец, одна из них, (11), характеризующая однопетлевого СДМ второго порядка с цепью ФНЧ, дополнительно содержит в числителе член $p\tau_{\text{инт}}$ полосовой фильтрации, расширяющий полосу пропускания шума квантования. Расширение полосы сопровождается снижением частоты следования импульсов, показанным на рис. 6, а и на рис. 7, б, е, а также прониканием шума квантования в полосу сигнала.

Для рассмотрения зависимостей шума квантования было проведено моделирование СДМ четырех видов:

- СДМ первого порядка (рис. 7, а, д);
- однопетлевого СДМ второго порядка с дополнительной цепью ФНЧ (рис. 7, б, е);

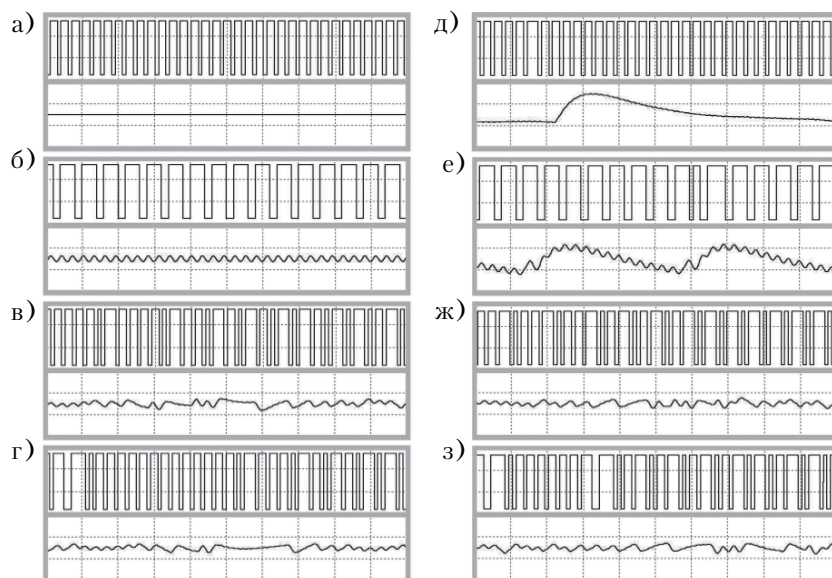


Рис. 7. Выходные сигналы и шум квантования СДМ первого порядка (а, д), однопетлевых СДМ второго порядка с цепями ФНЧ (б, е) и ПИ (в, ж) и двухпетлевого СДМ (г, з) при уровне сигнала «2/3» (а–г) и превышающем «2/3» (д–з) (частота квантования $f_T = 1$ МГц, цена деления для графиков шума квантования — 20 мкс)

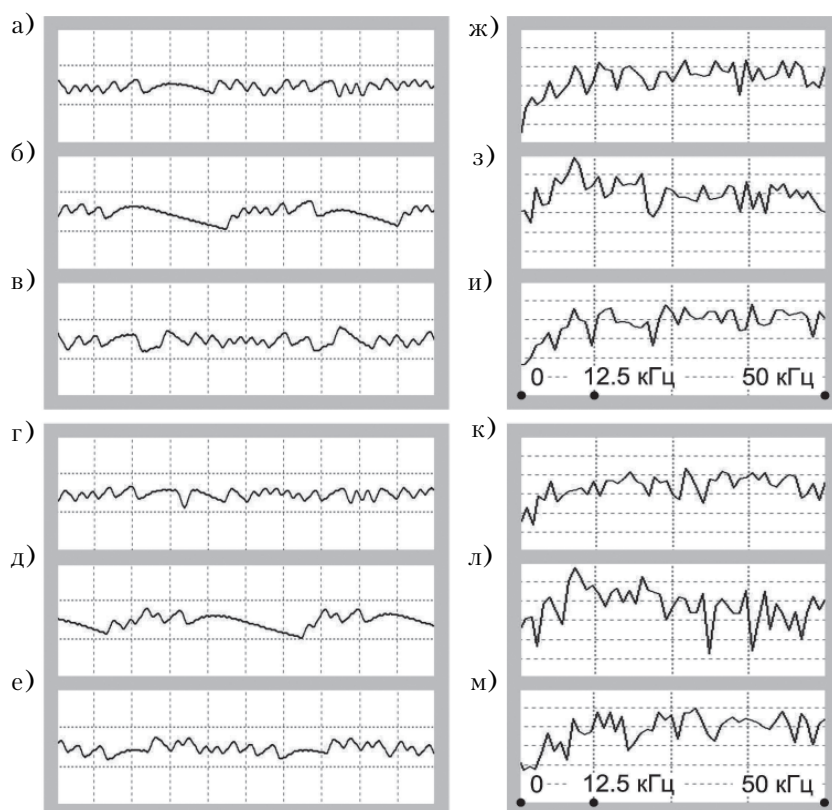


Рис. 8. Шум квантования (а–е) и его спектральная плотность (ж–м) однопетлевого (а–в) и двухпетлевого (г–е) СДМ второго (а, б, г, д) и третьего (в, е) порядков с параметрами цепей, показанными в тексте (цена деления для графиков шума квантования — 20 мкс)

— однопетлевого СДМ второго порядка с дополнительной цепью ПИ (рис. 7, в, ж);
— двухпетлевого СДМ второго порядка (рис. 7, г, з).

На рис. 7, а–г показаны выходные сигналы и шум квантования каждого из указанных СДМ для постоянного уровня входного сигнала «2/3» — аналогично сигналу, показанному на рис. 2, б с уровнем «3/4». Наиболее «чистым» (в части остаточного шума) для уровня сигнала «2/3» является выход СДМ первого порядка (а), затем — выход однопетлевого СДМ с цепью ФНЧ (б) и, наконец, выходы остальных видов СДМ (в, г).

На рис. 7, д–з показаны аналогичные выходные сигналы и шум квантования для тех же СДМ, но для уровня входного сигнала, несколько превышающего уровень «2/3». Данный сигнал более близок к реальному, он аналогичен показанному на рис. 2, а (с уровнем выше чем «3/4»). На рис. 7, д виден один из импульсов шума квантования, следующих с низкой частотой и попадающих в спектр выходного сигнала. Он обусловлен расширением импульса в составе выходного импульсного напряжения СДМ, показанного на рис. 7, д.

На рис. 7, е видно частичное преобразование шума, сопровождаемое снижением уровня и повышением частоты следования импульсов шума, а также дроблением их передних фронтов. И, наконец, на рис. 7, ж, з показан шум для двух последних видов СДМ, без указанных импульсов, являющийся результатом высокочастотного дробления. Он аналогичен шуму для уровня сигнала «2/3», показанному на рис. 7, в, г.

Шум на рис. 7, в, г больше шума, показанного на рис. 7, а, б, и является примерно таким же, как и на рис. 7, ж, з. Это, можно сказать, «обычный» шум низкого уровня, причем высокочастотный (цифровые

Передаточные функции СДМ 1-го и 2-го порядка

Тип СДМ	Передаточные функции	
	Аналоговый сигнал	Шум квантования
1-го порядка	$1 / (1 + p\tau_{\text{эКВ}})$	$p\tau_{\text{инт}} / (1 + p\tau_{\text{инт}})$
2-го порядка, однопетлевой, с ФНЧ	$1 / (1 + p\tau_{\text{эКВ}} + p^2\tau_{\text{эКВ}}\tau_{\text{ф экв}})$	$(p\tau_{\text{инт}} + p^2\tau_{\text{инт}}\tau_{\text{ф}}) / (1 + p\tau_{\text{инт}} + p^2\tau_{\text{инт}}\tau_{\text{ф}})$
2-го порядка, однопетлевой, с ПИ	$(1 + p\tau_{\text{ф экв}}) / (1 + p\tau_{\text{ф экв}} + p^2\tau_{\text{эКВ}}\tau_{\text{ф экв}})$	$p^2\tau_{\text{инт}}\tau_{\text{ф}} / (1 + p\tau_{\text{ф}} + p^2\tau_{\text{инт}}\tau_{\text{ф}})$
2-го порядка, двухпетлевой	$1 / (1 + p\tau_{\text{ф}} + p^2\tau_{\text{эКВ}}\tau_{\text{ф}}) \approx 1 / (1 + p\tau_{\text{ф}})$	$p^2\tau_{\text{инт}}\tau_{\text{ф}} / (1 + p\tau_{\text{ф}} + p^2\tau_{\text{инт}}\tau_{\text{ф}})$

Примечание: $\tau_{\text{эКВ}} = 1/f_T \ll \tau_{\text{инт}}$

данные не фиксировались). Он не содержит импульсов, показанных на рис. 7, *д*, *е*. Шум может быть дополнительно снижен применением СДМ более высокого порядка, а также оптимизацией формы АЧХ (ее аппроксимации) для выбранного порядка СДМ. На рис. 7 для СДМ второго порядка шум показан для постоянных времени 1 и 2 мкс (2 мкс — при члене первой степени полинома передаточных функций СДМ).

В результате шум квантования, обусловленный близким к реальному сигналом, существенно снижается в СДМ второго порядка — однопетлевом с ПИ (рис. 7, *ж*) и двухпетлевом (рис. 7, *з*). Увеличение порядка СДМ, как уже сказано, приводит к дальнейшему снижению шума.

На рис. 8 показаны шум квантования (*а—е*) и его спектральная плотность (*ж—м*) для разных СДМ:

- однопетлевой СДМ второго порядка с ПИ и $\tau_{\text{ф}} = 2$ мкс, $\tau_{\text{инт}} = 1$ мкс (*а*, *ж*);
- то же, но с $\tau_{\text{ф}} = 8$ мкс, $\tau_{\text{инт}} = 4$ мкс (*б*, *з*);
- то же, но третьего порядка с $\tau_{\text{ф}2} = 8$ мкс, $\tau_{\text{ф}1} = 4$ мкс, $\tau_{\text{инт}} = 2$ мкс (*в*, *и*);
- для двухпетлевого СДМ (второго порядка), с $\tau_{\text{ф}} = 2$ мкс, $\tau_{\text{инт}} = 1$ мкс (*г*, *к*);
- то же, но с $\tau_{\text{ф}} = 8$ мкс, $\tau_{\text{инт}} = 4$ мкс (*д*, *л*);
- то же, но третьего порядка, с $\tau_{\text{ф}2} = 8$ мкс, $\tau_{\text{ф}1} = 4$ мкс, $\tau_{\text{инт}} = 2$ мкс (*е*, *м*).

Шум на рис. 8, *а*, *г* аналогичен шуму, показанному на рис. 7 (при тех же параметрах петлевой фильтрации). Шум на рис. 8, *б*, *д* увеличен из-за снижения частоты среза, обусловленного увеличением постоянных времени. И, наконец, шум на рис. 8, *в*, *е* (при тех же сниженных частотах среза) снова уменьшен, но уже за счет увеличения порядка СДМ. Здесь наглядно видно влияние на шум квантования частот среза АЧХ (границы между полосами пропускания и подавления шума в эквивалентных ФВЧ), а также порядка СДМ, влияющего на форму АЧХ, крутизну ее среза и уровень подавления. На форму АЧХ будет влиять также соотношение

указанных постоянных времени, определяющее ее аппроксимацию.

На рис. 8, *ж—м* показаны спектральные плотности шума — для СДМ и их постоянных времени, соответствующих рис. 8, *а—е*, и в диапазоне указанных на рисунке частот. На рис. 8, *з*, *л* видно уплотнение шума в области 10 кГц, соответствующее его увеличению на рис. 8, *б*, *д*.

К сказанному нужно добавить, что смещению преобразуемого шума в область более высоких частот будет способствовать увеличение не только частоты среза, но и частоты квантования.

Для наглядности в **таблице** сведены основные передаточные функции рассмотренных СДМ — для сигнала и шума квантования.

Заключение

Таким образом, проведенный в данной работе анализ сигма-дельта модулятора с использованием двух предложенных разновидностей аналоговой эквивалентной схемы (с учетом коэффициента η и без него — для сигнала и шума квантования соответственно) позволил объяснить некоторые особенности работы модулятора.

Временная задержка выходного сигнала СДМ первого порядка, определяющая его передаточную функцию типа $\sin x/x$, является суммой двух равных составляющих, одна из которых обусловлена отсчетами сигнала, которые являются не мгновенными, а «длительными» (на интервалах квантования), другая — формированием квантованных выходных импульсов конечной длительности. Соответственно, отсчеты входного и формирование выходного сигналов производятся непрерывно со сдвигом на один период квантования, которому равна суммарная временная задержка.

Временная задержка выходного сигнала однопетлевого СДМ второго и более высоких порядков, обусловленная применением пропорционально-интегрирующего петлевого фильтра, приводящего к астатизму СДМ, меньше (вплоть до нуля), чем в СДМ первого порядка.

Временная задержка выходного сигнала многопетлевого СДМ второго и более высоких порядков определяется постоянными времени интеграторов в петлях обратной связи на входе СДМ.

Однопетлевые СДМ характеризуются расширенной полосой пропускания, обусловленной частотой квантования, а многопетлевые — суженной полосой, обусловленной постоянными времени петель обратной связи на входе СДМ.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Котельников В. А. О пропускной способности «эффира» и проволоки в электросвязи // В сб.: Материалы к I Всесоюзному съезду по вопросам технической реконструкции дела связи и развития слаботочной промышленности. — Москва: Упр. связи РККА, 1933. — С. 1–19 (Копия в журнале: УФН. — 2006. — Т. 176, № 7. — С. 762–770). [Kotel'nikov V. A. // V sb.: Materialy k I Vsesoyuznomu sezdru po voprosam tekhnicheskoi rekonstruktsii dela svyazi i razvitiya slabotochnoi promyshlennosti. Moskva: Upr. svyazi RKKA, 1933. P. 1]
2. Голуб В. DTSD и CTSD модуляторы и АЦП с дискретным и непрерывным сигналами на входе // CHIP NEWS Украина. — 2011. — № 2. — С. 68–76. [Golub V. // CHIP NEWS Ukraine. 2011. N 2. P. 68]
3. Schreier R. Understanding Continuous-Time, Discrete-Time Sigma-Delta ADCs and Nyquist ADCs // Electronic Design. — February 20, 2009 (<http://electronicdesign.com>).
4. Kester W., Bryant J. Sigma-Delta Converters // In book: Analog-Digital Conversion. — Analog Devices, 2004. — P. 3.109–3.140 (www.analog.com).
5. Шахов Э. К. $\Sigma\Delta$ -АЦП: Классификация и математические модели // Датчики и системы. — 2006. — № 12. — С. 69–76. [Shakhov E. K. $\Sigma\Delta$ -ATsP: Klassifikatsiya i matematicheskie modeli // Datchiki i sistemy. 2006. N 12. P. 69]
6. Диденко В. И., Тепловодский А. В., Иванов А. В. Точность моделирования измерительных устройств // Датчики и системы. — 2009. — № 7. — С. 56–62. [Didenko V. I., Teplovodskii A. V., Ivanov A. V. // Datchiki i sistemy. 2009. N 7. P. 56]
7. Голуб В. С. Сигма-дельта модулятор: уточнение эквивалентной схемы и передаточной функции // Известия вузов. Радиоэлектроника. — 2010. — Т. 53, № 6. — С. 48–57. (V. S. Golub, Sigma-Delta Modulator: Refinement of Equivalent

Circuit and Transfer Function // Radioelectronics and Communications Systems. — 2010. — Vol. 53, No. 6. — P. 324–332)

8. Макаренко В. Моделирование радиоэлектронных устройств с помощью программы NI Multisim // Электронные компоненты и системы. — 2008. — №№ 1–4, 6–9, 12. [Makarenko V. // Elektronnyye komponenty i sistemy. 2008. NN 1–4, 6–9, 12]

9. Голуб В. С. Аперидические аналоговые фильтры // Электронные компоненты — 2011. — № 7/8. — С. 11–21. [Golub V. // Elektronnyye komponenty. 2011. N 7/8. P. 11]

*Дата поступления рукописи
в редакцию 23.08 2012 г.*

Golub V. S. Sigma-delta modulator: loop filters and quantization noise.

Keywords: continuous sample, sigma-delta modulator, loop filter, quantization noise.

In this paper the sigma-delta modulator was analyzed with the use of simulation. In particular, the author studied dependence of the quantization noise on the loop filtration. The obtained results explain certain operation features of the modulator and make it possible to give advice as to its application.

Ukraine, Kyiv, Scientific-Production Company «VD MAIS».

Голуб В. С. Сигма-дельта модулятор: петльові фільтри й шум квантування.

Ключові слова: неперервний відлік, сигма-дельта модулятор, петльовий фільтр, шум квантування.

Проведено аналіз сигма-дельта модулятора з використанням засобів моделювання. Зокрема досліджено залежність його шуму квантування від петльової фільтрації. Одержані результати пояснюють деякі особливості роботи модулятора та дозволяють надати рекомендації щодо його використання.

Україна, м. Київ, Науково-виробнича фірма «VD MAIS».

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ

Оппенгейм А., Шафер Р. Цифровая обработка сигналов. Издание 3-е, исправленное. — Москва: Техносфера, 2012.

Предлагаемая вниманию читателя книга — третье переработанное издание всемирно известного классического учебника «Цифровая обработка сигналов», опубликованного в 1975 году. В ее основу лег развернутый курс по дискретной обработке сигналов, преподававшийся в течение ряда лет в Массачусетском технологическом институте. Учебник посвящен математическим алгоритмам, реализуемым в дискретных системах. В нем опущены сложные доказательства математических утверждений, но все приемы и методы иллюстрированы многочисленными примерами и задачами. Книга будет полезна как студентам, осваивающим предмет, так и инженерам-разработчикам и системотехникам.



УДК 621.382.3

К. ф.-м. н. М. А. ГЛАУБЕРМАН, к. т. н. В. В. ЕГОРОВ, к. ф.-м. н. Н. А. КАНИЩЕВА

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

E-mail: vyegorov@i.ua

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ ОДНОМЕРНОГО УРАВНЕНИЯ НЕПРЕРЫВНОСТИ

Рассмотрены модели магнитотранзисторов, которые не основываются на решении двумерного уравнения непрерывности для инжектированных носителей. Показано, что несоответствие этих моделей точной теории снимается при достаточно корректном решении одномерного уравнения непрерывности.

Ключевые слова: магнитотранзистор, моделирование, уравнение непрерывности.

Магнитотранзисторы (МТ) и, главным образом, их балансная модификация — двухколлекторные магнитотранзисторы (ДМТ) — в настоящее время представляются наиболее перспективными базовыми элементами магнитных датчиков широкого применения. Однако при их техническом проектировании сталкиваются с отсутствием достаточно адекватной и простой теории. Точная теория таких структур, основанная на решении двумерного уравнения непрерывности для инжектированных носителей, оказывается непригодной для практического использования, поскольку теоретические соотношения получаются в виде либо спецфункций [1], либо бесконечных рядов [2, 3]. В то же время практика требует соотношений пусть даже приближенных, но выраженных элементарными (по возможности — алгебраическими) функциями. Этим обстоятельством обусловлен интерес к приближенным простым моделям, основанным на теории обычных одномерных транзисторов [4]. Однако теория одномерных транзисторов, примененная к МТ «в чистом виде», без учета их специфики, может оказаться принципиально неадекватной. В настоящей работе показано, как корректное использование этой теории с учетом исходных допущений приводит к решению проблемы.

Методы моделирования МТ и условия адекватности моделей

На рис. 1 показаны две возможные конструкции магнитотранзисторов (для определенности — типа $p-n-p$). В зависимости от ориентации регистрируемой компоненты вектора магнитной индукции B относительно поверхности образца они подразделяются на структуры с продольной и поперечной магнитной осью.

В обоих случаях инжектированные эмиттером Э неосновные носители (дырки) дрейфуют в электрическом поле E_0 , созданном приложенным между омическими базовыми контактами B_1 и B_2 внешним напряжением V , и одновременно диффундируют к коллекторам K_1 и K_2 .

При достаточно совершенной геометрии структуры токи коллекторов I_{C1} и I_{C2} равны, а возникающий в магнитном поле их дисбаланс, обусловленный действием сил Лоренца и холловского поля E_H на ток неосновных носителей J , несет информацию о величине и знаке магнитной индукции. В [5] показана эквивалентность обоих типов ДМТ как в физическом аспекте, так и в смысле методики моделирования, поэтому все дальнейшие рассуждения относятся к обоим типам ДМТ.

Очевидно, что главной задачей исследования МТ является определение зависимости коллекторного тока I_C от индукции магнитного поля B или, что существеннее, зависимости коэффициента передачи эмиттерного тока $\alpha \equiv I_C/I_E$ от индукции.

Пренебрегая также несущественными в данном случае процессами в эмиттерном переходе, под α будем понимать коэффициент переноса заряда.

Известны точные решения уравнения непрерывности для инжектированных носителей в случаях неограниченной [1], полуограниченной [2] и ограниченной [3] базы. Как уже отмечалось, эти решения не выражаются в элементарных функциях, что не позволяет непосредственно использовать их в практических целях. Однако для одного параметра МТ, притом важнейшего — эффективности преобразования

$$S_R \equiv \alpha^{-1}(0) \frac{d\alpha}{dB} \Big|_{B=0}, \quad (1)$$

все эти решения дают одинаковый точный результат:

$$S_R = \frac{\mu^* b E_0}{\Phi_T}, \quad (2)$$

где b — характерный геометрический параметр МТ (для структуры на рис. 1, b — половина межколлекторного расстояния);

Φ_T — температурный потенциал, $\Phi_T \equiv kT/e$;

μ^* — холловская подвижность неосновных носителей (в общем случае — эффективная [5]).

Учитывая, что выражение (2) справедливо для любых граничных условий, его можно считать универсальным и использовать в качестве условия для проверки на адекватность всевозможных моделей МТ.

В альтернативных, упрощенных моделях МТ, основанных на теории одномерных транзисторов, так или иначе вводится понятие эффективной длины базы W , и магниточувствительность связывается с изменением этой длины в магнитном поле:

$$\alpha = \alpha[W(B)], \quad (3)$$

так что

$$S_R \equiv \alpha^{-1}(W_0) \frac{d\alpha}{dW} \bigg|_{W=W_0} \frac{dW}{dB} \bigg|_{B=0}, \quad (4)$$

где $W_0 = W(0)$ — эффективная длина базы при отсутствии магнитного поля.

В [5] обоснована принципиальная правомочность представления (3). Таким образом, адекватное моделирование МТ на основе теории одномерных транзисторов сводится к правильному определению зависимостей $\alpha(W)$ и $W(B)$.

Как показано в [5], точное определение указанных зависимостей требует использования специальных криволинейных координат и представляет собой неразрешимую в общем виде задачу. Поэтому на практике реальный двумерный МТ аппроксимируется, явно или неявно, транзистором с базой специальной прямолинейной псевдодвумерной конфигурации. Известны такие конфигурации базы двух видов — Г-образная [6], состоящая из двух следующих друг за другом линейных частей, каждая из которых ориентирована вдоль одной из координатных осей, и чисто линейная [7], ориентированная под определенным углом к этим осям.

На основе модели [6] получается выражение, связывающее S_R исключительно с геометрическими параметрами и не содержащее E_0 , так что

такую модель, согласно (2), следует признать недопустимо грубой. На основе модели [7] получается выражение вида

$$\alpha = 1 - (C_1 + C_2 B) / \tau,$$

где τ — время жизни инжектированных носителей в базе;

C_1, C_2 — величины, зависящие от геометрии МТ, подвижности этих носителей и E_0 .

Отсюда, согласно (1), получаем

$$S_R = \frac{C_2}{C_1 - \tau}.$$

Здесь имеется зависимость S_R от E_0 , но обнаруживается и зависимость от τ , что не должно иметь места в соответствии с (2). Важно отметить, что зависимости C_1 и C_2 от E_0 — монотонно убывающие, так что зависимость S_R от τ в сильных полях (а именно при таком условии строится модель [7]) не может считаться пренебрежимой.

Более близкое к (2) выражение получено в [8], где конфигурация линейного транзистора определялась усредненной траекторией инжектированного носителя [9]. Результат [8] можно записать в виде

$$S_R = f(W/L) \mu E_0 / b,$$

где $f(W/L)$ — монотонно возрастающая функция;

L — диффузионная длина инжектированных носителей, также зависящая от τ .

Таким образом, известные применения теории одномерных транзисторов к МТ дают результаты, противоречащие универсальному условию (2). С другой стороны, такое применение в принципе корректно [5]. Это наводит на мысль о неправомочности допущений, положенных в основу моделей, и о том, что теорию одномерных транзисторов нельзя, вероятно, в готовом виде распространять на МТ. Попробуем построить модель МТ, применяя лишь принципы, положенные в основу теории одномерных

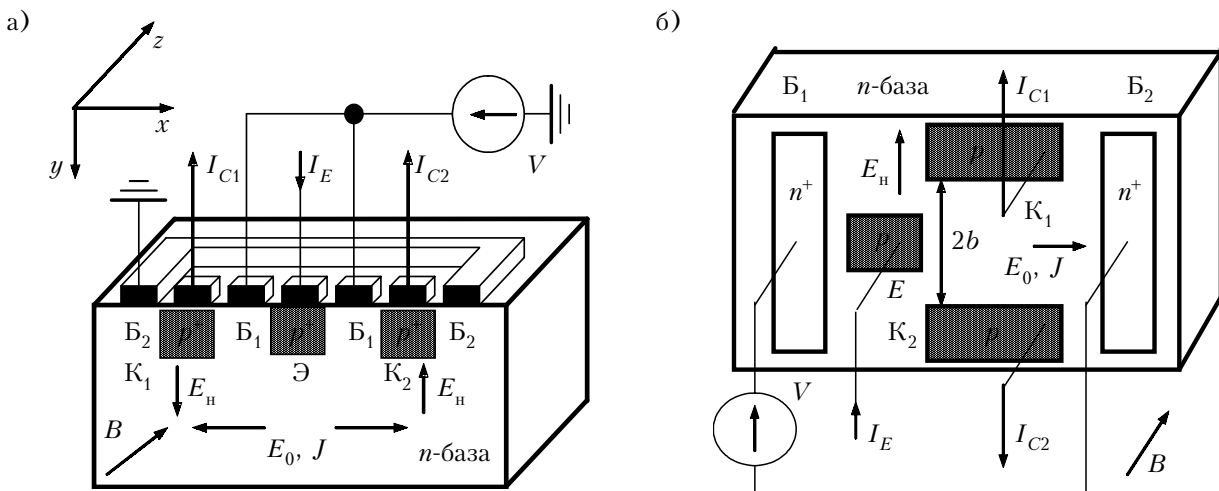


Рис. 1. Базовые конструкции ДМТ с продольной (а) и поперечной (б) магнитной осью

транзисторов, а не готовые результаты этой теории, как это делалось в ранних работах.

Теоретическая модель МТ на основе одномерного уравнения непрерывности

Следуя [7–9], выберем ориентацию базы модельного линейного транзистора в соответствии с линеаризованной усредненной траекторией инжектированного носителя (рис. 2). Для упрощения размерами эмиттера будем пренебрегать.

Проекции скорости носителей определяются как

$$v_x = \frac{J_x}{ep}; v_y = \frac{J_y}{ep}, \quad (7)$$

где J_x, J_y — проекции плотности тока;

e — элементарный заряд;

p — концентрация инжектированных носителей в данной точке.

Примем предположение о сильном ускоряющем поле E_0 , ввиду чего будем пренебрегать скоростью диффузии вдоль оси x , малой по сравнению со скоростью дрейфа:

$$\eta \gg 1, \quad (8)$$

где $\eta \equiv E_0 L / (2\phi_T)$ — коэффициент поля.

Тогда

$$v_x = \mu E_0,$$

где μ — дрейфовая подвижность.

Для перемещения вдоль оси x при отсутствии магнитного поля имеем

$$J_y = -eD \partial p / \partial y,$$

где D — коэффициент диффузии.

Ясно, что точное значение составляющей градиента концентрации $\partial p / \partial y$ (к тому же зависящее от обеих координат) может быть получено лишь из решения уравнения непрерывности. Поэтому, отказываясь от такого решения, необходимо сделать разумную оценку этой величины, приняв некоторое усредненное по координате y значение. То же касается и значения концентрации в (7). Нетрудно показать, что выполнение (8) влечет за собой пренебрежимо малое изменение концентрации по координате x , так что в качестве $p(y)$ можно принять $p \approx p_0/2$,

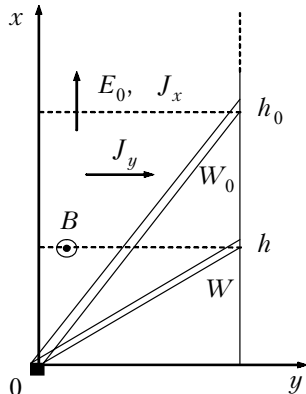


Рис. 2. Усредненная траектория инжектированного носителя в одной половине базы ДМТ, определяющая конфигурацию базы эквивалентного линейного транзистора, без магнитного поля (W_0) и в магнитном поле (W)

а в качестве $\partial p / \partial y$ — величину

$$\Delta p / \Delta y \approx p_0 / \lambda, \quad (9)$$

где p_0 — концентрация на оси симметрии структуры — оси x (с учетом того, что на коллекторе $p(b) = 0$), $p_0 = p(0)$;

λ — геометрический параметр, определяющий распределение концентрации.

Роль λ будет рассмотрена ниже, пока же отметим, что в пренебрежении рекомбинациями, т. е. при $L \gg b$, следует принять $\lambda = b$, а в противоположном случае — $\lambda = L$.

Тогда

$$v_y = D(p_0 / \lambda) / (p_0 / 2) = 2\mu\phi_T / \lambda.$$

При этом от эмиттера к коллектору носитель продиффундирует за время

$$t = b / v_y = \lambda b / (2\mu\phi_T)$$

и сместится за это время вдоль оси x на расстояние

$$h_0 = v_x t = \lambda b E_0 / (2\phi_T).$$

Длина траектории носителя, она же — длина базы эквивалентного линейного транзистора, в этом случае (при $B = 0$) составит

$$W_0 = \sqrt{b^2 + h_0^2} = b \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda E_0}{2\phi_T} \right)^2} = b \sqrt{1 + \left(\frac{\eta \lambda}{L} \right)^2}.$$

При включении магнитного поля имеем

$$J_y = eD \partial p / \partial y + epE_y \approx e\mu p_0 (\phi_T / \lambda + \mu^* BE_0 / 2),$$

где μ^* — эффективная холловская подвижность [5].

Тогда

$$v_y = \mu (2\phi_T / \lambda + \mu^* BE_0);$$

$$h = v_x b / v_y = b E_0 / (2\phi_T / \lambda + \mu^* BE_0);$$

$$W(B) = \sqrt{b^2 + h^2} = b \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda E_0}{2\phi_T + \mu^* B \lambda E_0} \right)^2}.$$

Таким образом, зависимость (6) получена в явном виде. Отметим, что это выражение не содержит времени жизни. Отсюда

$$\left. \frac{dW}{dB} \right|_{B=0} = - \frac{b\mu^* \left(\frac{\lambda E_0}{2\phi_T} \right)^3}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda E_0}{2\phi_T} \right)^2}} = - \frac{b\mu^* \left(\frac{\lambda E_0}{2\phi_T} \right)^2}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda E_0}{2\phi_T} \right)^2}}.$$

Пренебрегая вторым слагаемым под корнем, так как оно мало по сравнению с единицей для сильных ускоряющих полей E_0 , получим

$$\left. \frac{dW}{dB} \right|_{B=0} = -b\mu^* \left(\frac{\lambda E_0}{2\phi_T} \right)^2. \quad (10)$$

Для получения зависимости (5) рассмотрим хорошо известное общее решение одномерного уравнения непрерывности для инжектированных носителей с учетом диффузии и дрейфа:

$$p(l) = \exp\left(\frac{\eta l}{L}\right) \left[A \exp\left(\sqrt{\eta^2 + 1} \frac{l}{L}\right) + B \exp\left(-\sqrt{\eta^2 + 1} \frac{l}{L}\right) \right],$$

где l — отсчитываемая от эмиттера координата в базе эквивалентного транзистора (вдоль траектории инжектированного носителя).

Подчиним его таким граничным условиям:

$$p(W) = 0;$$

$$-eD \frac{dp}{dl} \Big|_{l=0} + ep(0)\mu E_l = J_E.$$

Здесь E_l — проекция поля E_0 на направление траектории инжектированного носителя; J_E — плотность тока эмиттера. Во втором граничном условии, в силу (8), можно пренебречь диффузионной составляющей тока и принять условие Дирихле, положив при этом $E_l \approx E_0$:

$$ep(0)\mu E_0 = J_E \Rightarrow p(0) = J_E / (e\mu E_0) \equiv p_E.$$

Отметим, что повсеместное пренебрежение диффузией здесь будет некорректным, поскольку в приколлекторной области базы концентрация в силу первого граничного условия приближается к нулю и дрейфовая составляющая тока становится меньше диффузионной.

Удовлетворяющее записанным условиям решение имеет вид

$$p(l) = p_E \exp\left(\frac{\eta l}{L}\right) \frac{\text{sh}\gamma(W-l)}{\text{sh}\gamma W},$$

$$\text{где } \gamma \equiv \frac{\sqrt{\eta^2 + 1}}{L}.$$

Тогда плотность тока инжектированных носителей в произвольной точке эквивалентного транзистора определяется следующими выражениями:

$$J(l) = e\mu E_0 p(l) - eD dp/dl = \frac{p_E \exp\left(\frac{\eta l}{L}\right)}{2\text{sh}\gamma W} \times$$

$$\times \left(\text{sh}\gamma(W-l) + \sqrt{1+1/\eta^2} \text{ch}\gamma(W-l) \right);$$

$$J(W) = \frac{p_E \exp\left(\frac{\eta W}{L}\right)}{2\text{sh}\gamma W} \sqrt{1+1/\eta^2};$$

$$J(0) = \frac{p_E \exp\left(\frac{\eta l}{L}\right)}{2\text{sh}\gamma W} \left(\text{sh}\gamma W + \sqrt{1+1/\eta^2} \text{ch}\gamma W \right).$$

Теперь можно записать зависимость (5) в явном виде:

$$A(W) \equiv \frac{J(W)}{J(0)} = \frac{\sqrt{1+1/\eta^2} \exp\left(\frac{\eta W}{L}\right)}{\text{sh}\gamma W + \sqrt{1+1/\eta^2} \text{ch}\gamma W},$$

откуда

$$\frac{d\alpha}{dW} = - \frac{\sqrt{1+1/\eta^2} \exp\left(\frac{\eta W}{L}\right) \text{sh}\gamma W}{\eta L \left(\text{sh}\gamma W + \sqrt{1+1/\eta^2} \text{ch}\gamma W \right)^2};$$

$$\alpha^{-1}(W) \cdot \frac{d\alpha}{dW} = - \frac{\text{sh}\gamma W}{\eta L \left(\text{sh}\gamma W + \sqrt{1+1/\eta^2} \text{ch}\gamma W \right)}.$$

Наконец, в соответствии с (8), примем

$$\sqrt{1+1/\eta^2} \approx 1;$$

$$\text{sh}\gamma W \approx \text{ch}\gamma W \approx \frac{\exp(\gamma W)}{2}.$$

Тогда

$$\alpha^{-1}(W) \cdot \frac{d\alpha}{dW} = - \frac{1}{2\eta L} = - \frac{\Phi_T}{E_0 L^2}.$$

Подстановка полученного выражения вместе с (10) в (4) дает

$$S_R = \frac{\mu^* b E_0}{\Phi_T} \left(\frac{\lambda}{2L} \right)^2. \quad (11)$$

Как видно, этот результат отличается от (2) лишь присутствием множителя, зависящего от геометрии структуры и свойств материала, в частности от времени жизни, которое входит в выражение диффузионной длины. Обсудим роль этого множителя.

Прежде всего отметим, что при отсутствии рекомбинаций ($L = \infty$) диффузионная составляющая тока инжектированных носителей определяется расстоянием до коллектора и что при этом, как уже отмечалось, следует принять $\lambda = b$. Тогда формула (11) предсказывает обращение чувствительности в нуль. Это естественно в том случае, если чувствительность в нуль связывать *только* с изменением эффективной длины базы эквивалентного транзистора: все инжектированные носители попадают в коллектор при любой длине базы, так что $\alpha=1=\text{const} \Rightarrow d\alpha/dW=0$. Тот факт, что выражение (2) показывает, в отличие от (11), чувствительность и в этом случае, объясняется тем, что модель эквивалентного одномерного транзистора в представленном виде не учитывает эффект перераспределения потока инжектированных носителей в магнитном поле между коллекторами и базовыми электродами, что учитывается уравнением непрерывности. Таким образом, рассматриваемая модель адекватна при не очень больших значениях диффузионной дли-

ны. В случае же $L \ll b$ диффузионная составляющая тока будет определяться диффузионной длиной, так что следует принять $\lambda = L$. Тогда (11) примет вид

$$S_R = \frac{\mu^* b E_0}{4\phi_T}. \quad (12)$$

Полученное выражение показывает, что рассматриваемый механизм модуляции эффективной длины базы допускает, как и рассмотренные в [5] прочие механизмы чувствительности, единое обобщенное теоретическое представление. Зависимость (12), как и (2), обнаруживает пропорциональность между S_R и E_0 и независимость S_R от времени жизни в пределах своей применимости. Вчетверо меньшую чувствительность МТ, предсказываемую формулой (12), естественно связывать с двумя обстоятельствами:

- недостаточно корректным определением модельных параметров эквивалентного транзистора в данном случае;
- неучетом эффекта перераспределения потока инжектированных носителей в магнитном поле.

Тем самым обозначены пути совершенствования модели эквивалентного транзистора.

Таким образом, установлено, что неадекватность простых моделей магнитотранзистора, которая проявляется, прежде всего, в выводе о зависимости эффективности преобразования от времени жизни инжектированных носителей, является следствием недостаточно корректного применения теории одномерных транзисторов к двумерным магнитотранзисторным структурам. Корректное же ее использование с учетом границ применимости дает вполне адекватные результаты, и соответствующий такой теории механизм модуляции эффективной длины базы качественно не отличается от других механизмов магниточувствительности.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Davies L. W., Wells M. S. Magneto-transistor incorporated in an integrated circuit // Proceedings I.R.E.E. Australia. — 1971. — June. — P. 235—238.
2. Викулин И. М., Глауберман М. А., Егоров В. В. Расчет чувствительности двухколлекторных магнитотранзисторов // Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. — 1990. — Вып. 1 (204). — С. 9—14. [Vikulin I. M., Glauberman M. A., Egorov V. V. // Elektronnaya tekhnika. Ser. 2. Poluprovodnikovye pribory. 1990. Iss. 1 (204). P. 9]
3. Викулин И. М., Глауберман М. А., Канищева Н. А. К вопросу о распределении потока неосновных носителей заряда в базе двухколлекторного магнитотранзистора // Физика и техника полупроводников. — 1977. — Т. 11, № 4. — С. 645—650. [Vikulin I. M., Glauberman M. A., Kanishcheva N. A. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 1977. Vol. 11, N 4. P. 645]
4. Викулин И. М., Викулина Л. Ф., Стафеев В. И. Магниточувствительные транзисторы // Физика и техника полупроводников. — 2001. — Т. 35, № 1. — С. 3—10. [Vikulin

I. M., Vikulina L. F., Stafeyev V. I. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 2001. Vol. 35, N 1. S. 3]

5. Глауберман М. А., Егоров В. В., Козел В. В., Канищева Н. А. О едином физическом и модельном представлении магниточувствительных свойств биполярных транзисторных структур // Известия вузов. Физика. — 2009. — №. 1. — С. 58—66. [Glauberman M. A., Egorov V. V., Kozel V. V., Kanishcheva N. A. // Izvestiya vuzov. Fizika. 2009. N. 1. S. 58]

6. Ristic Lj., Smy T., Baltes H.P. A lateral magnetotransistor structure with a linear response to the magnetic field // IEEE Transactions on Electron Devices. — 1989. — Vol. 36, N 6. — P. 1076—1086.

7. Викулина Л. Ф., Кладива Э. Магниточувствительные свойства латеральных магнитотранзисторов // Радиотехника и электроника. — 1985. — Т. 30, № 8. — С. 1668—1670. [Vikulina L. F., Kladiva E. // Radiotekhnika i elektronika. 1985. Vol. 30, N 8. S. 1668]

8. Глауберман М. А., Егоров В. В., Канищева Н. А., Козел В. В. Зависимость эффективности преобразования магнитотранзистора от времени жизни инжектированных носителей // Тези доповідей МНТК «Сенсорна електроніка та мікросистемні технології». — Україна, Одеса. — 2010. — С. 194. [Glauberman M. A., Egorov V. V., Kanishcheva N. A., Kozel V. V. // Tezi dopovidei MNTK «Sensorna elektronika ta mikrosistemni tekhnologii». Ukrayina, Odesa. 2010. P. 194]

9. Викулина Л. Ф., Козел В. В. Чувствительность двухколлекторных магнитотранзисторов // Радиотехника и электроника. — 1985. — Т. 30, № 4. — С. 824—826. [Vikulina L. F., Kozel V. V. // Radiotekhnika i elektronika. 1985. Vol. 30, N 4. P. 824]

Дата поступления рукописи
в редакцию 18.12 2012 г.

Glauberman M. A., Yegorov V. V., Kanishcheva N. A.
The magnetotransistor simulation based on the one-dimension continuity equation.

Keywords: magnetotransistor, modelling, continuity equation.

The magnetotransistor models which are not based on the resolution of two-dimension continuity equation are examined. It is shown that a contradiction between results of these models and results of exact theory vanishes when the resolution of one-dimension continuity equation is applied correctly.

Ukraine, Odessa I. I. Mechnikov National University.

Глауберман М. А., Егоров В. В., Канищева Н. А.
Моделювання магнітотранзисторів на основі одно-вимірного рівняння безперервності.

Ключові слова: магнітотранзистор, моделювання, рівняння безперервності.

Розглянуто моделі магнітотранзисторів, які не ґрунтовані на вирішенні двовимірного рівняння безперервності для інжектіваних носіїв. Показано, що протиріччя між результатами цих моделей та результатами точної теорії зникає при досить коректному використанні рішення одновимірного рівняння безперервності.

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

УДК 536.24

М. Ю. СПОКОЙНЫЙ, к. т. н. В. Е. ТРОФИМОВ, М. В. ШЕВЧУК

Украина, Одесский национальный политехнический университет
E-mail: vovic@ukr.net

CFD-МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В ПРЯМОУГОЛЬНОМ КАНАЛЕ С КАВЕРНА-ШТЫРЕВЫМ ОРЕБРЕНИЕМ

Методом CFD-моделирования проведено исследование сопряженного теплообмена в прямоугольном канале с каверна-штыревым оребрением при изменении высоты штырей, глубины каверн и значений числа Рейнольдса в диапазонах, характерных для теплообменников, которые предназначены для жидкостного охлаждения таких микроэлектронных устройств, как микропроцессоры. Получены критериальные зависимости для расчета теплоотдачи в указанных условиях.

Ключевые слова: теплообмен, CFD-моделирование, теплоотдача, критериальные зависимости.

Продолжающаяся тенденция роста плотности мощности рассеяния в изделиях микроэлектронной техники требует интенсивного охлаждения для обеспечения их рабочих температур в заданных пределах. В настоящее время традиционным решением этой задачи является использование теплообменников, в которых теплоотдающая поверхность контактирует с потоком охлаждающей жидкости и имеет оребрение того или иного типа.

С точки зрения взаимодействия с охлаждающей жидкостью все разнообразие оребрений в теплообменниках можно разделить на две группы.

К первой группе следует отнести такое развитие теплоотдающей поверхности, при котором поверхность проникает в поток. Здесь типичным методом реализации является использование штыревого оребрения, позволяющего интенсифицировать охлаждение за счет увеличения поверхности теплоотдачи, искривления или разрыва пограничного слоя. В настоящее время опубликовано значительное количество работ, в которых средствами компьютерного моделирования Computational Fluid Dynamics (CFD) и экспериментально исследованы и установлены качественные и количественные закономерности, позволяющие проектировать теплообменники с оптимальными характеристиками штыревого оребрения. Так, например, в [1] представлены результаты теплового анализа теплообменника со штыревым оребрением для жидкостного охлаждения мощного биполярного транзисторного чипа, получены зависимости теплового сопротивления от числа Рейнольдса в широком диапазоне изменения размеров штырей, их количества и расстояния между штырями. В [2]

установлены зависимости $Nu=f(Re)$ для случая охлаждения потоком жидкости расположенных на пластине в виде прямоугольного массива цилиндрических штырей, а в [3] — эллиптических. В [4] получены аналитические и эмпирические зависимости для прогнозирования теплового сопротивления жидкостных теплообменников со штыревым оребрением различного типа при ламинарном течении охлаждающей жидкости. Многие результаты этих и других аналогичных исследований внедрены в промышленно изготавливаемых теплообменниках, которые выпускаются серийно [5].

Ко второй группе относятся такие оребрения, в которых развитие теплоотдающей поверхности происходит внутрь самой поверхности. Здесь эффективным решением является использование углублений в виде каверн преимущественно сферической формы. В них, расположенных, например, на плоской поверхности прямоугольного канала, могут формироваться пульсирующие вихри, которые с высокой частотой выбрасываются в основной поток охлаждающей жидкости, разрушают пограничный слой и обеспечивают рост теплоотдачи. В настоящее время изучены и установлены качественные и количественные закономерности процессов, протекающих на поверхностях с кавернами [см., например, 6–11]. В частности, в [9] показано, что в прямоугольных каналах наибольшая эффективность от применения каверна-оребрения достигается в диапазоне значений числа Рейнольдса $4000 \leq Re \leq 100000$ (определяющий размер — высота канала), когда каверны становятся поверхностными вихревыми генераторами, обеспечивая рост теплоотдачи в два-три раза. С уменьшением числа Re эффектив-

ность каверн падает, однако и в этом случае применение каверн дает положительный эффект. Так, в [10] показано, что в диапазоне $500 \leq Re \leq 1650$ также можно получить существенный рост теплоотдачи.

Стремление к дальнейшей интенсификации теплоотдачи делает актуальным рассмотрение каверна- и штыревых оребрений во взаимодействии между собой, т. е. в одной комбинированной теплообменной структуре. Так, например, в [9, 11] проведено исследование теплообмена в прямоугольном канале, на одной стороне которого расположены только каверны, а на другой — только штыри в виде выступов при условии, что форма и размеры выступов в точности повторяют форму и размеры каверн. Проведенные нами в [12] экспериментальные исследования с классическими штырями в форме параллелепипедов и сферическими кавернами, которые располагались на обеих сторонах прямоугольного канала, показали перспективность их применения. Поэтому в развитие этих результатов в настоящей работе было проведено CFD-моделирование сопряженного теплообмена в прямоугольном канале с таким оребрением в зависимости от изменения высоты штырей H_p и глубины каверн H_d относительно диаметра каверн D в пределах $0,31 \leq H_p/D \leq 0,94$ и $0 \leq H_d/D \leq 0,5$. Исследование проведено в диапазоне значений числа Рейнольдса $68 \leq Re \leq 370$, при которых каверны еще не выступают в качестве поверхностных вихревых генераторов, но являются типичными для теплообменников с жидкостным охлаждением мощных микропроцессоров [5].

Варианты расчетной области и граничные условия

Исследовались три варианта расчетной области, образованной основанием и крышкой, со штырями, имеющими форму, близкую к параллелепипеду.

Вариант 1. Штыри расположены на основании в шахматном порядке (рис. 1, а).

Вариант 2. Штыри расположены на основании и на крышке в шахматном порядке таким образом, как это показано на рис. 1, б.

Вариант 3. Аналогичен предыдущему с тем отличием, что на основании и на крышке в промежутках между штырями выполнены каверны (рис. 1, в, рис. 2). Можно сказать, что второй вариант является частным случаем третьего, когда глубина каверн равна нулю.

Для всех трех вариантов расчетной области одинаковыми принимались размеры основания и крышки ($5,2 \times 5,0 \times 89,8$ мм), диаметр каверн ($D = 8$ мм) и размеры поперечного сечения штырей ($2,97 \times 2,97$ мм). Изменяемыми геометрическими параметрами были высота штырей H_p и глубина каверн H_d при условии, что расстояние

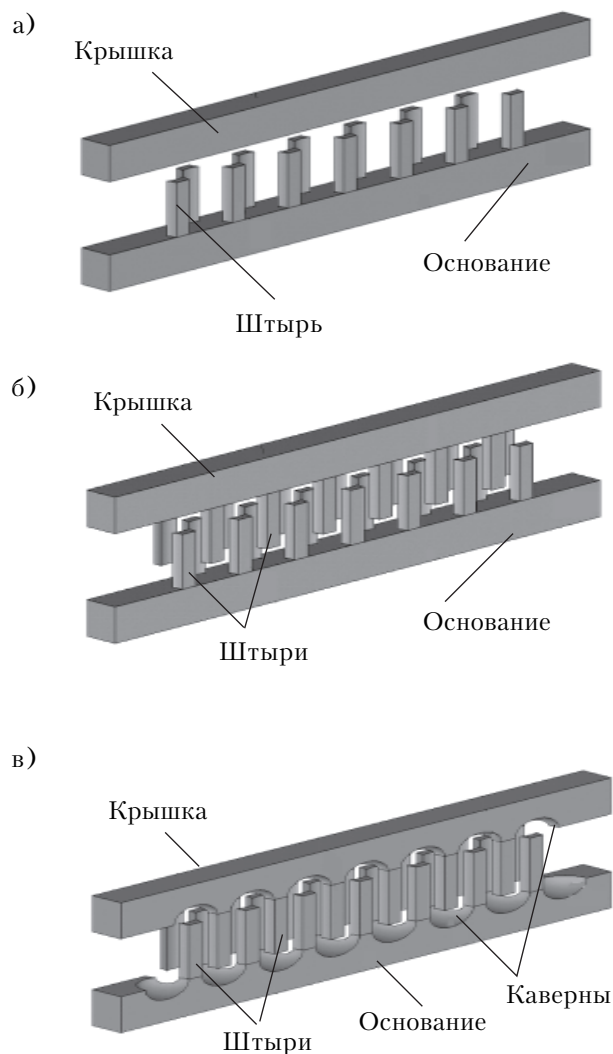


Рис. 1. Варианты расчетной области

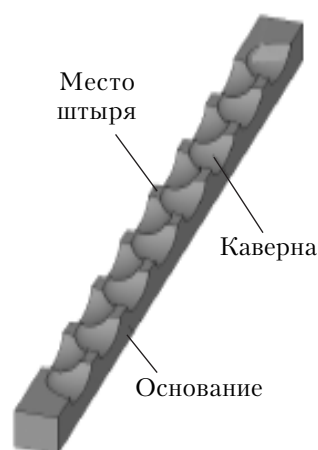


Рис. 2. Расположение каверн на основании (на крышке — аналогично)

между торцом штыря и дном каверны b оставалось неизменным и равным расстоянию a между двумя соседними штырями от основания и от крышки (рис. 3).

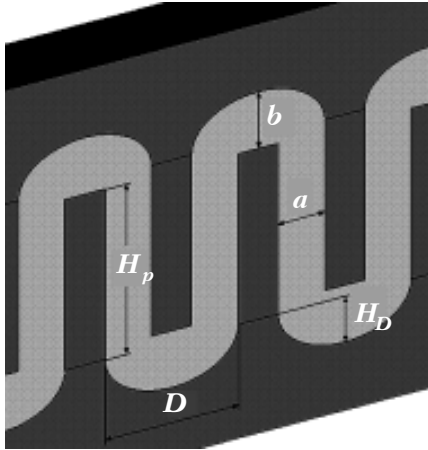


Рис. 3. Геометрия расчетной области

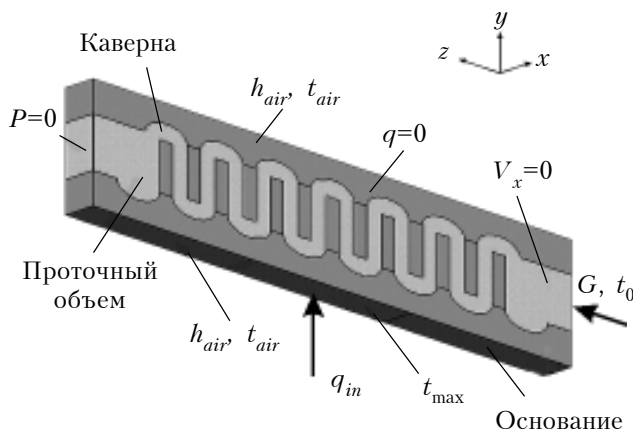


Рис. 4. Граничные условия в расчетной области

Расчетная область вместе с проточным объемом, в котором течение охлаждающей жидкости осуществлялось в направлении оси Z , показана на рис. 4.

При проведении расчетов задавались следующие граничные условия (см. рис. 4):

- плотность теплового потока q_{in} , подводимого к части нижней поверхности основания площадью S_{in} , которая имитирует реальную зону контакта полупроводникового прибора и теплообменника;
- на боковых поверхностях основания, крышки и штырей, параллельных плоскости ZOY , условия считались адиабатическими: $q=0$;
- на наружных поверхностях основания и крышки задавалась естественная конвекция к воздуху с коэффициентом теплоотдачи h_{air} при температуре воздуха t_{air} ;
- расход охлаждающей жидкости G и ее температура t_0 на входе в проточный объем;
- избыточное давление на выходе из проточного объема задавалось равным нулю: $P=0$;
- на боковых поверхностях проточного объема, параллельных плоскости ZOY , задавались условия симметрии, где проекция скорости

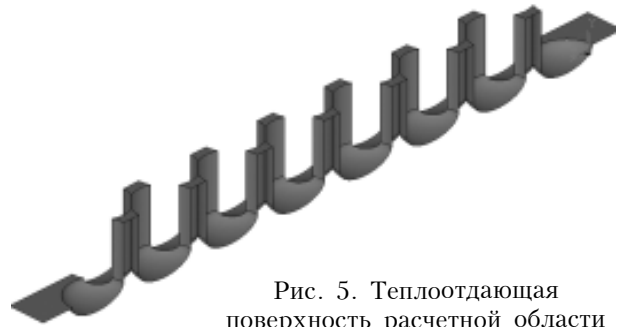


Рис. 5. Теплоотдающая поверхность расчетной области

охлаждающей жидкости на ось X принималась равной нулю: $V_x=0$.

При проведении моделирования теплоотдающей поверхностью считалась контактирующая с охлаждающей жидкостью поверхность основания вместе с поверхностью штырей и каверн (рис. 5), в качестве охлаждающей жидкости рассматривалась вода, материалом основания, крышки и штырей считалась медь.

Алгоритм проведения моделирования и обработка результатов

Алгоритм состоял из следующих этапов:

- построение геометрической модели расчетной области и задание граничных условий в системе численного моделирования Salome;
- разбиение геометрической модели расчетной области на конечные элементы (меширование) в системе численного моделирования Salome и сохранение результата в формате unv;
- преобразование данных меширования из формата unv в формат FOAM системы численного моделирования задач механики сплошных сред OpenFOAM с помощью конвертора ideasUnvToFoam;
- распараллеливание данных в формате FOAM по процессорам многопроцессорной рабочей станции при помощи утилиты DecomposePar;
- решение нестационарной трехмерной системы уравнений Навье—Стокса и уравнений энергии в расчетной области при помощи утилиты параллельных вычислений mpirun и решателей icoFoam и chtMultiRegionFoam для определения, соответственно, распределения скорости течения охлаждающей жидкости и температуры в основании, крышке и проточном объеме;
- объединение результатов вычислений отдельных процессоров в единое решение при помощи утилиты reconstructPar;
- визуализация полученного решения в системе параллельной визуализации ParaView.

Обработка результатов моделирования заключалась в определении коэффициента теплоотдачи, критериев Рейнольдса и Нуссельта.

Коэффициент теплоотдачи h определялся по формуле

$$h = \frac{q_{in} S_{in}}{(t_{max} - t_0) S}, \quad (1)$$

где t_{max} — максимальная температура основания;
 S — площадь теплоотдающей поверхности.

При определении значений Re и Nu важным вопросом является выбор определяющего размера и определяющей скорости течения. Во всех упомянутых выше работах в качестве определяющего размера использовалась высота канала. В настоящем исследовании за определяющий размер был принят эквивалентный диаметр канала D_c , который учитывает расположение в канале как штырей, так и каверн (рис. 6). Пло-

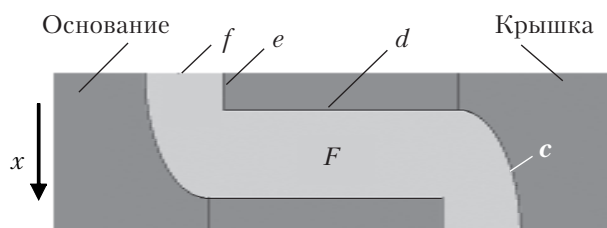


Рис. 6. Геометрия поперечного сечения проточного объема

щадь сечения F учитывается также при вычислении определяющей скорости течения охлаждающей жидкости V_z . Исходя из этого эквивалентный диаметр канала D_c , критерии Re и Nu определялись по формулам

$$D_c = \frac{4F}{l}; \quad (2)$$

$$V_z = G / F; \quad (3)$$

$$Re = \frac{V_z D_c}{\nu}; \quad (4)$$

$$Nu = \frac{h D_c}{k}, \quad (5)$$

где F — площадь поперечного сечения проточного объема;

l — длина смоченного периметра, $l=2(c+d+e+f)$ (см. рис. 6);

ν, k — кинематическая вязкость и теплопроводность охлаждающей жидкости соответственно.

Результаты моделирования и их анализ

Анализ результатов моделирования, представленных на рис. 7 — 11, позволяет сделать следующие выводы.

Как видно из приведенных на рис. 7 распределений скорости потока, добавление в канал штырей при переходе от 1-го варианта ко 2-му приводит к возникновению волнообразного движения охлаждающей жидкости между горячим основанием и холодной крышкой (см. рис. 8). В результате этого в канале происходит рост теплоотдачи, величина которой существенно зависит от высоты штырей (рис. 9): в исследованном диапазоне изменения числа Re при высоте штырей $H_p/D=0,31$ увеличение числа Nu достигает 29% (см. кривые 1 и 2), однако при $H_p/D=0,94$ добавление штырей практически не влияет на значение Nu (кривые 3 и 4). То есть очевидно, что в канале с оребрением по варианту 2 при увеличении относительной высоты штырей от 0,31 до 0,94 и выше преобладающей причиной роста интенсивности охлаждения становится не гидродинамика течения охлаждающей жидкости в канале, а обычное увеличение теплоотдающей поверхности.

Добавление каверн в канал с оребрением по варианту 2, т. е. переход к варианту 3, может

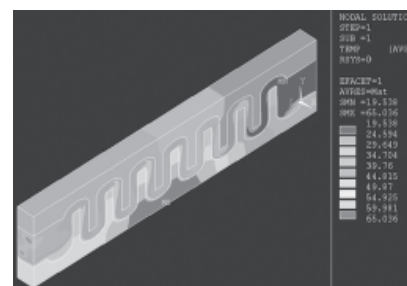
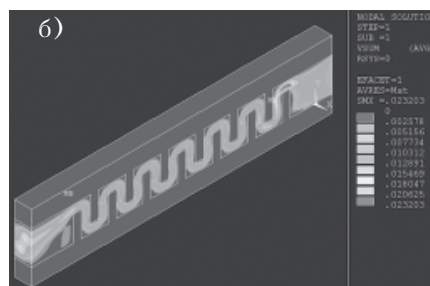
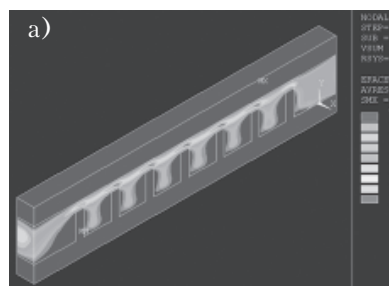


Рис. 7. Распределение скорости потока в расчетной области для 1-го (а), 2-го (б) и 3-го (в) вариантов

Рис. 8. Типичное распределение температуры в расчетной области

см. рис. 7 и 8 в цвете на 3-й стр. обложки

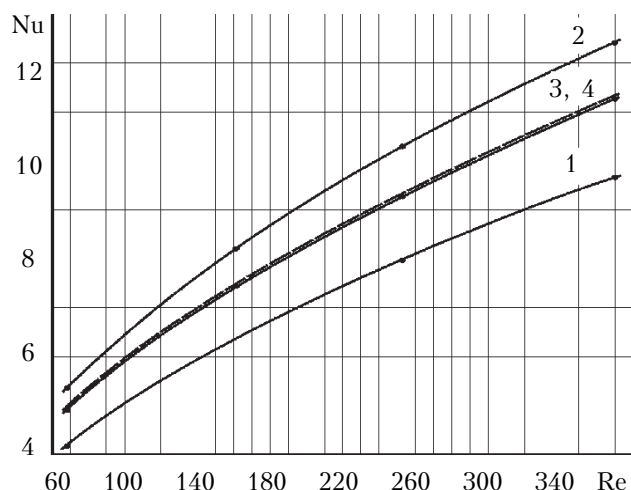


Рис. 9. Зависимость $Nu=f(Re)$ для варианта 1 (1, 3) и варианта 2 (2, 4) расчетной области при различных значениях высоты штырей H_p/D :
1, 3 – 0,31; 2, 4 – 0,9

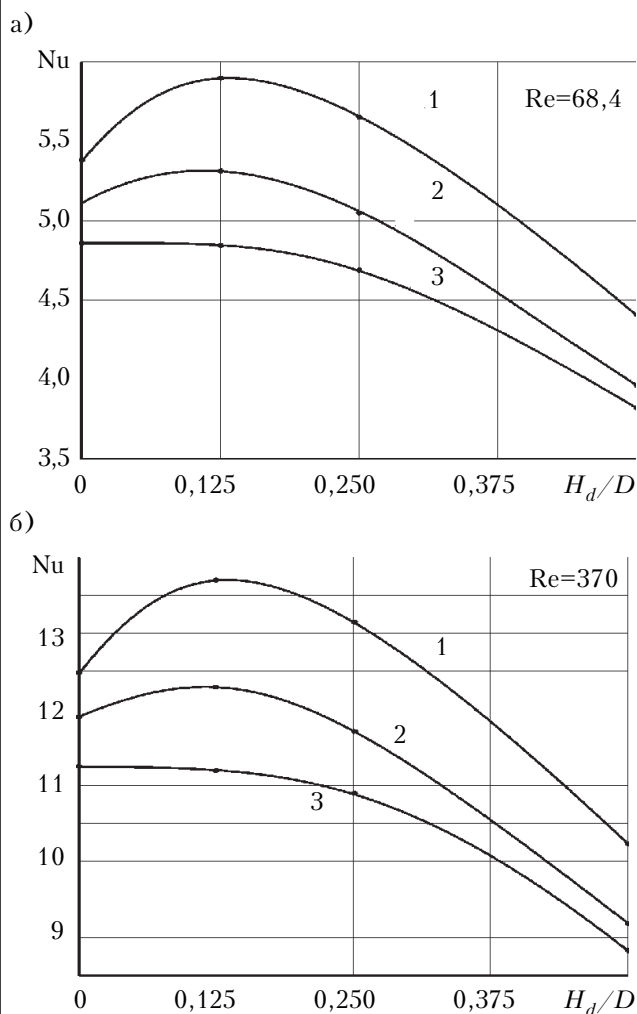


Рис. 10. Зависимость числа Nu от глубины каверн при $Re=68,4$ (а) и $Re=370$ (б) для различных значений высоты штырей H_p/D :
1 – 0,31; 2 – 0,625; 3 – 0,94

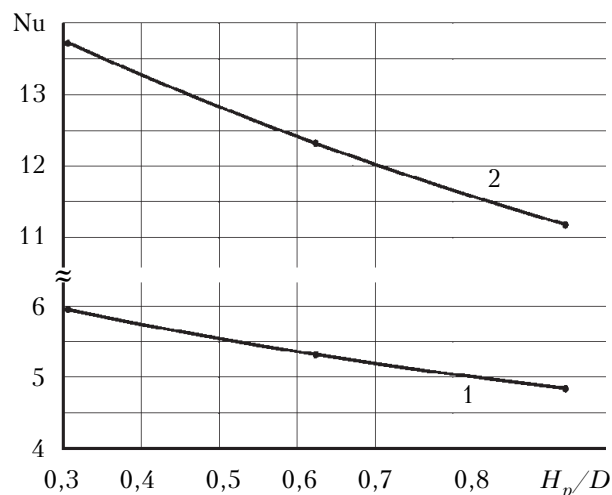


Рис. 11. Зависимость числа Nu от высоты штырей для $Re=68,4$ (1) и $Re=370$ (2) при постоянном значении глубины каверн ($H_d/D=0,125$)

привести как к усилению, так и к ослаблению теплоотдачи независимо от значения Re в исследованном диапазоне его изменения (рис. 10). Влияющим фактором здесь становится соотношение между высотой штырей и глубиной каверн. Так, при высоте штырей $H_p/D=0,31$ увеличение относительной глубины каверн от 0 до 0,125 приводит к росту числа Nu на 10%, а далее значение Nu начинает монотонно снижаться, становясь в результате меньшим, чем при отсутствии каверн. При $H_d/D=0,5$ это снижение составляет 18%. Аналогичное поведение числа Нуссельта наблюдается при $H_p/D=0,625$, однако в этом случае его максимальное возрастание не превышает 3,7%. При высоте штырей $H_p/D=0,94$ увеличения Nu не происходит ни при какой глубине каверн. То есть, при переходе от варианта 2 к варианту 3 максимальный рост числа Нуссельта происходит при глубине каверн $H_d/D=0,125$, однако при этом увеличение относительной высоты штырей от 0,31 до 0,94 приводит к уменьшению числа Нуссельта независимо от числа Рейнольдса в исследованном диапазоне его изменения (рис. 11).

Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными для аналогичных моделей из [12] показало их хорошее согласование. Максимальное расхождение значений температуры не превысило 15%, что является вполне удовлетворительным для оценки теплопередающих характеристик теплообменников с комбинированной каверна-штыревой структурой.

Таким образом, в результате проведенного исследования установлено, что в прямоугольном канале со штыревым оребрением добавление каверн и создание комбинированной каверна-штыревой теплообменной структуры может привести как к положительному эффекту, так и к от-

рицательному. Для интенсификации теплоотдачи при малых числах Рейнольдса, когда каверны еще не выступают в качестве поверхностных вихревых генераторов, относительная высота штырей должна находиться в пределах от 0,31 до 0,625, а относительная глубина каверн не должна превышать 0,125.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Moores K. A., Joshi Y. K., Schiroky G. H. Thermal characterization of a liquid cooled AlSiC base plate with integral pin fins // IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies. — 2001. — Vol. 24, N 2. — P. 213–219.
2. Zheng N., Wirtz R. A. Cylindrical pin-fin fan-sink heat transfer and pressure drop correlations // Proc. 5th ASME/JSME Joint Thermal Engineering Conference. — San Diego, CA. — March 1999. — P. 1–6.
3. Chapman C. L., Lee S. Thermal performance of an elliptical pin fin heat sink // Proc. 10th Annu. IEEE Semiconductor Thermal and Temperature Measurements Symposium. — 1994. — P. 24–31.
4. Khan W. A., Culham J. R., Yovanovich M. M. Performance of shrouded pin-fin heat sinks for electronic cooling // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. — 2006. — Vol. 20, N 3. — P. 408–418.
5. Jeffers N., Punch J., Walsh E. An experimental characterization of miniature scale cold plates for electronics cooling applications // Proc. 2007 ASME-JSME Thermal Engineering Summer Heat Transfer Conference. — Vancouver, British Columbia, Canada. — 2007. — P. 1–8.
6. Patrick W. V. Computations of flow structures and heat transfer in a dimpled channel at low to moderate Reynolds number // Master Thesis. Mechanical Engineering Dept., Virginia Polytechnic Institute and State Univ. — Blacksburg, Virginia. — 2005.
7. Afanasyev V. N., Chudnovsky Ya. P., Leontiev A. I., Roganov P. S. Turbulent flow friction and heat transfer characteristics for spherical cavities on a flat plate // Experimental Thermal and Fluid Science. — 1993. — Vol. 7, N 1. — P. 1–8.
8. Isaev S. A., Leontiev A. I., Baranov P. A., Pyshnyi I. A. Numerical analysis of the influence of the depth of a spherical hole on a plane wall on turbulent heat exchanger // J. Engi. Phys. and Thermophys. — 2003. — Vol. 76, N 1. — P. 61–69.
9. Khalatov A. A., Onishchenko V. N., Borisov I. I. Impulse and heat transfer analogy in channels with surface vortex generators // Reports of the National Academy of Sciences of Ukraine. — 2007. — N 6. — P. 70–75.
10. Park D., Silva C., Marotta E. E., Fletcher L. S. Study of laminar forced convection heat transfer for dimpled heat sinks // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. — 2008. — Vol. 22. — N 2. — P. 262–267.
11. Mahmood G. I., Sabbagh M. Z., Ligrani Ph. M. Heat transfer in a channel with dimples and protrusions on opposite walls // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. — 2001. — Vol. 15, N 3. — P. 275–283.
12. Spokoyny M., Trofimov V., Qiu X., Kerner J. M. Enhanced heat transfer in a channel with combined structure of pins and dimples // Proc. 9th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference. — San Francisco, CA. — 2006. — P. 1–21.

*Дата поступления рукописи
в редакцию 19.12 2012 г.*

Spokoyny M. Yu., Trofimov V. E., Shevchuk M. V.
CFD modeling of heat transfer in a rectangular channel with dimple-pin finning.

Keywords: heat transfer, CFD modeling, heat emission, criterion dependencies.

Using the CFD modeling method, the authors have investigated conjugate heat transfer in a rectangular channel with dimple-pin finning with height of pins, depth of cavities and Reynolds number values varying in the range, characteristic for heat exchangers designed for liquid cooling of microelectronic devices, such as microprocessors. Criterion dependencies for calculation of heat transfer under these conditions have been obtained.

Ukraine, Odessa National Polytechnic University.

Спокойний М. Ю., Трофімов В. Є., Шевчук М. В.
CFD-моделювання теплообміну в прямокутному каналі з каверна-штирьовим оребренням.

Ключові слова: теплообмін, CFD-моделювання, тепловіддача, критеріальні залежності.

Методом CFD-моделювання проведено дослідження спряженого теплообміну в прямокутному каналі з каверна-штирьовим оребренням при зміні висоти штирів, глибини каверн і значень числа Рейнольдса в діапазонах, характерних для теплообмінників, які призначені для рідинного охолодження таких мікроелектронних пристроїв, як мікропроцесори. Отримано критеріальні залежності для розрахунку тепловіддачі в зазначених умовах.

Україна, Одеський нац. політехнічний університет.

УДК 621.362.2

Д. ф.-м. н. В. Я. МИХАЙЛОВСКИЙ, В. Р. БИЛИНСКИЙ-СЛОТЫЛО

Украина, г. Черновцы, Институт термоэлектричества НАН и МОН Украины

E-mail: slotulo@mail.ru

ДВУХКАСКАДНЫЕ МОДУЛИ НА ОСНОВЕ Bi_2Te_3 И SiGe ДЛЯ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ

Спроектированы и исследованы каскадные модули для прямого преобразования в электрическую энергию отходов высокопотенциального тепла промышленного происхождения, двигателей внутреннего сгорания, а также тепла сгорания органического топлива. Определены тепловые и геометрические параметры ветвей в каскадных модулях на основе Bi_2Te_3 и SiGe . Описаны конструкции двухкаскадных модулей электрической мощностью 30 и 60 Вт, а также представлены результаты экспериментальных исследований их параметров.

Ключевые слова: термоэлектричество, термоэлемент, теория оптимального управления, каскадные термоэлектрические модули, коммутация.

В последнее время возрастает интерес к термоэлектрическому генерированию электрической энергии [1, 2], особенно от источников тепла с большой тепловой мощностью ($500\text{--}800^\circ\text{C}$), в связи с большим количеством таких источников. В первую очередь, это различные энергетические установки (двигатели внутреннего сгорания, газовые турбины) и промышленное производство (сталелитейная промышленность, производство цемента, тепло сгорания органического топлива и др.).

Термоэлектрические модули для генераторов изготавливаются многими компаниями мира: Hi-Z Technology, Inc, Global Thermoelectrics, Биопос, Криотерм [3–5]. Это однокаскадные модули, работающие при относительно небольших перепадах температуры, и КПД их не превышает 5,8% [3, 6].

Вместе с тем, термогенераторы для указанных выше применений должны быть адаптированы для гораздо больших перепадов температур и в результате могут иметь более высокий КПД. Поэтому рациональным здесь видится использование каскадных модулей, изготовленных из разных материалов и оптимизированных на необходимые уровни рабочих температур.

Целью данной работы является исследование и разработка каскадных генераторных модулей, рассчитанных на уровень температур до 800°C , для расширения возможности практического использования термоэлектрических генераторов.

В настоящее время для широких практических применений преимущественно используются традиционные материалы Bi_2Te_3 , PbTe , SiGe ,

поскольку новых материалов с высоким КПД и пригодных для практического использования пока еще нет. Поэтому в качестве материалов для ветвей каскадов были выбраны Bi_2Te_3 и SiGe .

Проектирование двухкаскадного модуля проводилось с помощью методов теории оптимального управления, описанных в [7], при условии последовательного соединения холодного и горячего каскадов, а также электрической и тепловой согласованности каскадов. Задача оптимального управления состоит в определении оптимальных материалов, которые обеспечивают заданные значения электрической мощности каскадов, при которых достигается максимальная эффективность модуля.

В расчетах использовались экспериментально измеренные температурные зависимости термоэлектрических параметров α , σ , κ материалов n - и p - Bi_2Te_3 для холодного каскада [8], а также n - и p - SiGe — для горячего каскада [9].

Основные параметры разработанных двухкаскадных модулей электрической мощностью 30 Вт для температуры горячей стороны модуля $T_h = 800^\circ\text{C}$ и его холодной стороны $T_c = 50^\circ\text{C}$ приведены в табл. 1.

Из приведенных в табл. 1 данных следует, что выбором конструкции двухкаскадного модуля достигается различная сила тока и напряжения при одинаковой мощности (порядка 30 Вт) и эффективности (порядка 11,5%). При этом для создания двухкаскадного модуля мощностью 30 Вт на данный уровень рабочих температур предпочтение следует отдать конструкции модуля № 1. В этом случае количество материа-

Таблица 1

Расчетные параметры двухкаскадных генераторных модулей различных конструкций при $T_h = 800^\circ\text{C}$, $T_c = 50^\circ\text{C}$

Параметр	Значение параметра	
	Модуль № 1	Модуль № 2
Тип соединения ветвей холодного каскада	последовательно-параллельное	последовательно-параллельное
Тип соединения ветвей горячего каскада	последовательное	последовательно-параллельное
Размеры сечения ветвей холодного каскада, мм	4×4	4×4
Размеры сечения ветвей горячего каскада, мм	8×8	4×4
Высота ветви холодного каскада, мм	3	5,6
Высота ветви горячего каскада, мм	5,6	5,6
Количество пар ветвей холодного каскада	32	32
Количество пар ветвей горячего каскада	8	32
Электрическая мощность P , Вт	33	30
Напряжение на согласованной нагрузке U , В	1,26	2,2
Сила тока I , А	26,2	13,6
КПД η , %	11,5	11,7

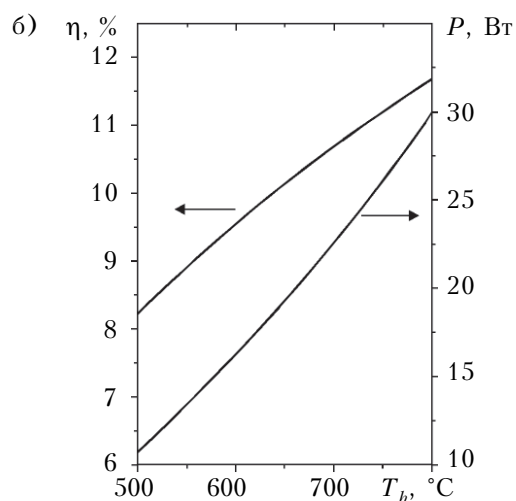
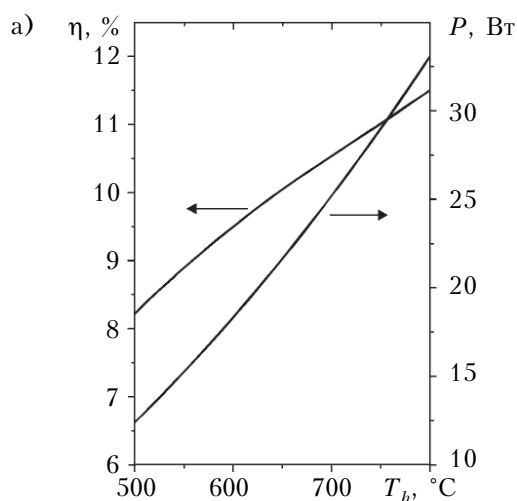


Рис. 1. Зависимости КПД и электрической мощности двухкаскадных модулей № 1 (а) и № 2 (б) от температуры горячей стороны при $T_c = 50^\circ\text{C}$

ла, необходимое для создания холодного каскада, в 1,85 раза меньше по сравнению с модулем № 2.

Зависимости эффективности и электрической мощности исследуемых двухкаскадных модулей от температуры горячей стороны приведены на рис. 1.

Как видно из рис. 1, а, в диапазоне T_h от 700 до 800°C электрическая мощность растет от 25 до 33 Вт, КПД увеличивается от 10,5 до 11,5 %. При таких условиях межкаскадная температура модуля находится в пределах $285 - 255^\circ\text{C}$.

С использованием полученных результатов разработаны и оптимизированы конструкции двухкаскадных модулей электрической мощно-

стью 60 и 30 Вт для рабочих температур горячей стороны до 800°C .

Высокотемпературные каскады модулей изготовлены из материала SiGe, низкотемпературные — из материалов на основе Bi_2Te_3 . Каскады соединены последовательно. Холодная сторона низкотемпературного каскада изолирована керамикой Rubalit 7089, а горячая сторона высокотемпературного каскада — керамикой на основе оксида бериллия. Между горячим и холодным каскадами размещена медная теплопроводная пластина. Каскады размещены в герметичном корпусе из жаропрочной стали, объем которого заполнен инертным газом. Схема двухкаскадного модуля номинальной мощностью

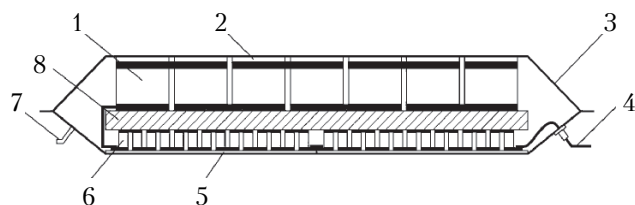


Рис. 2. Схема двухкаскадного модуля на уровень температур горячей стороны 750–800°C:

1, 6 – ветви высокотемпературного и низкотемпературного каскадов соответственно; 2, 5 – горячая и холодная керамика соответственно; 3 – герметичный корпус; 4 – электрический вывод; 7 – штенгель; 8 – теплопереход

60 Вт приведена на **рис. 2**. Габаритные размеры модуля составляют 106×106×20 мм. Результаты его экспериментальных исследований приведены на **рис. 3, а** и в **табл. 2**.

Как видно, в диапазоне температур горячей стороны 700–800°C электрическая мощность растет от 45 до 64 Вт, КПД увеличивается от 7,5 до 10,2%. При таких условиях межкаскадная температура модуля находится в пределах 270–290°C. Дальнейшее повышение температуры горячей стороны мало влияет на увеличение КПД модуля вследствие быстрого роста межкаскадной температуры. Это приводит к уменьшению перепада температур на горячем каскаде.

Результаты экспериментальных исследований параметров модуля электрической мощностью

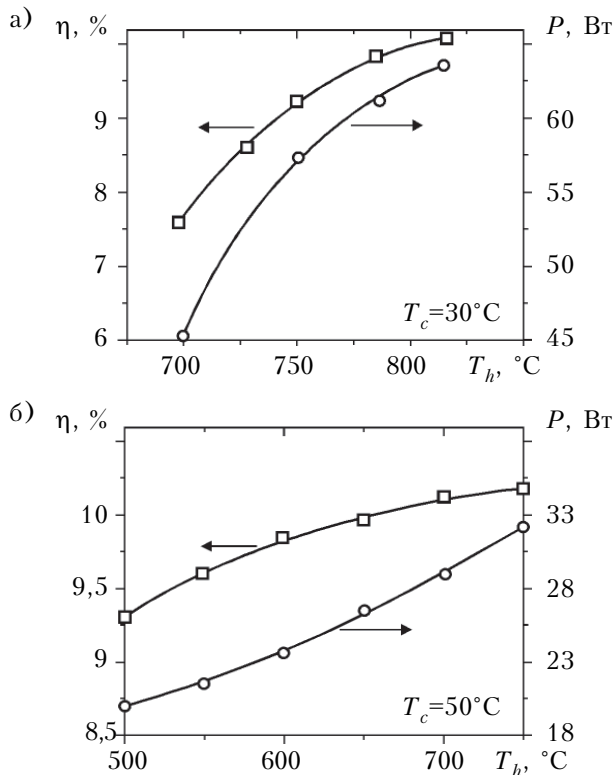


Рис. 3. Зависимости КПД и электрической мощности каскадных модулей номинальной мощностью 60 Вт (а) и 30 Вт (б) от температуры горячей стороны

Таблица 2

Параметры двухкаскадного генераторного модуля при $T_h = 800^\circ\text{C}$, $T_c = 30^\circ\text{C}$

Параметр	Значение параметра
Электрическая мощность на согласованной нагрузке, Вт	64,5
Напряжение на согласованной нагрузке, В	3,4
Сила тока, А	19
Тепловой поток на горячей стороне, Вт	633
КПД, %	10,2

30 Вт приведены на **рис. 3, б**. Его максимальная эффективность при $T_h = 750^\circ\text{C}$, $T_c = 50^\circ\text{C}$ составляет 10,1%, электрическая мощность 31 Вт, напряжение на согласованной нагрузке 2,2 В.

Таким образом, в процессе экспериментальных исследований показано, что оптимизация конструкции каскадных модулей из традиционных материалов на основе Bi_2Te_3 и SiGe позволяет обеспечить превращение тепловой энергии в интервале температур горячей стороны 750–800°C с эффективностью 9,5–10%. Учитывая, что технологии получения термоэлектрических материалов Bi_2Te_3 и SiGe , а также создание надежной коммутации ветвей из этих материалов хорошо отработаны, полученная величина эффективности позволяет надеяться на существенное расширение практического использования разработанных модулей.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

- Анатычук Л.И., Михайловский В.Я. Развитие исследований и разработок термогенераторов на органическом топливе // Термоэлектричество. — 2004. — №4. — С. 5–36. [Anatyshuk L. I., Mikhailovskii V.YA. // Termoelektrichestvo. 2004. N 4. P. 5–36.]
- Михайловский В.Я. Физические модели термогенераторов на органическом топливе. Основные пути повышения их эффективности и расширения практического применения // Термоэлектричество. — 2005. — № 2. — С. 7–43. [Mikhailovskii V.YA. // Termoelektrichestvo. 2005. N 2. P. 7–43.]
- Pustovalov A.A., Gusev V.V., Nebera L.P. CATEG based power sources for autonomous automated systems and technical facilities controlling the state of gas mains and the work of gas wells // J. of Thermoelectricity. — 1998. — No.4. — P. 65–71.
- Thermoelectrics Handbook. Macro to Nano / Edited by D.M. Rowe. — CRC Press, 2006.
- Kushch A.S., Bass J.C., Elsner N.B., Berestrand R.A. Thermoelectric development at Hi-Z technology // Proc. of the XX International Conference on Thermoelectrics. — Beijing (China). — 2001. — P. 422–430.
- Pustovalov A. A., Gusev V. V., Rubkin N. N. Catalytic thermoelectric generators operating on gas fuel // J. of Thermoelectricity. — 1994. — N 2. — P. 90–96.
- Анатычук Л. И., Семенюк В. А. Оптимальное управление свойствами термоэлектрических материалов и прибо-

ров. — Черновцы: Прут, 1992. [Anatychuk L. I., Semenyuk V. A. Optimal'noe upravlenie svoistvami termoelektricheskikh materialov i priborov. Chernovtsy: Prut, 1992.]

8. Vikhor L. N., Anatychuk L. I. Generator modules of segmented thermoelements // Energy Conversion and Management. — 2009. — Vol. 50. — P. 2366—2372.

9. Анатичук Л. И. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник. — Киев: Наукова думка, 1979. [Anatychuk L. I. Termoelementy i termoelektricheskie ustroystva. Spravochnik. Kiev: Naukova dumka, 1979.]

*Дата поступления рукописи
в редакцию 23.08 2012 г.*

Mikhailovsky V. Ya., Bilinskiy-Slotylo V. R. Two-stage cascaded modules based on Bi_2Te_3 and SiGe for thermoelectric generators.

Keywords: thermoelectricity, thermocouple, optimal control theory, the cascade thermoelectric modules, switching.

The results of the designing and investigation of cascading modules for direct conversion of high-grade waste heat into electrical energy are presented. The heat and geometrical parameters of cascade branches of the modules based on Bi_2Te_3 and SiGe are defined.

The paper presents design of two-stage modules with electric power 30 and 60 W, as well as experimental results on such modules.

Ukraine, Chernovtsy, Institute of Thermoelectricity of NAS and MES of Ukraine.

Михайловський В. Я., Білінський-Слотило В. Р. Двокаскадні модулі на основі Bi_2Te_3 та SiGe для термоелектричних генераторів.

Ключові слова: термоелектрика, термоелемент, теорія оптимального управління, каскадні термоелектричні модулі, комутація.

Спроековано та досліджено каскадні модулі для прямого перетворення в електричну енергію відходів високопотенційного тепла промислового походження, двигунів внутрішнього згоряння, а також тепла згоряння органічного палива. Визначено теплові та геометричні параметри гілок в каскадних модулях на основі Bi_2Te_3 та SiGe. Описано конструкції двокаскадних модулів електричною потужністю 30 та 60 Вт, а також представлено результати експериментальних досліджень їх параметрів.

Україна, м. Чернівці, Інститут термоелектрики НАН та МОН України.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ



Неволин В. К. Квантовый транспорт в устройствах электроники.— Москва: Техносфера, 2012.

Описываются квантовые свойства носителей тока, в том числе в устройствах электроники, в которых в большей мере доступно наблюдение квантовых явлений и в которых они могут быть существенными. Квантовый вклад в транспорт носителей тока рассматривается с помощью волн плотности вероятности. Такой подход позволяет более детально объяснить прежние эксперименты, а также предсказать новые эффекты, ряд из которых имеют экспериментальное подтверждение. А именно — устройство для поглощения тепла на основе квантового обмена энергиями носителей тока между электродами, методика экспериментального определения энергий Ферми материалов электродов и др. Книга предназначена для студентов, изучающих квантовую механику, для аспирантов и молодых научных сотрудников, изучавших ранее квантовую механику и работающих в области нанотехнологий и наноэлектроники, стремящихся открыть новые эффекты и создать уникальные устройства.

НОВЫЕ КНИГИ



Ащеулов А. А., Романюк И. С. Анизотропные оптикотермоэлементы на основе антимонида кадмия и их применение.— Черновцы: Золотые литавры, 2012.

В книге представлены результаты исследования термоэлектрических явлений в оптических прозрачных анизотропных средах, поперечная составляющая термоЭДС которых стала основой для создания ряда оригинальных термоэлементов. Это позволило предложить новый метод регистрации лучистых потоков, названный методом «прозрачной стенки», разработать соответствующие технологии и материалы на основе антимонида кадмия и реализовать новое поколение различных приборов и устройств. Книга предназначена для научных и инженерно-технических работников в области термоэлектрического приборостроения, а также будет полезна аспирантам и студентам соответствующих специальностей.

УДК 539.2/6:539.216.1

Д. т. н. В. А. ПИЛИПЕНКО¹, В. А. ГОРУШКО¹, к. ф.-м. н. А. Н. ПЕТЛИЦКИЙ¹,
к. ф.-м. н. В. В. ПОНАРЯДОВ², д. т. н. А. С. ТУРЦЕВИЧ³, С. В. ШВЕДОВ¹

Беларусь, г. Минск, ¹Филиал «Белмикросистемы» ОАО «Интеграл»; ²БГУ; ³ОАО «Интеграл»
E-mail: office@bms.by

МЕТОДЫ И МЕХАНИЗМЫ ГЕТТЕРИРОВАНИЯ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР В ПРОИЗВОДСТВЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМ

Увеличение степени интеграции элементной базы предъявляет все более жесткие требования к уменьшению концентрации загрязняющих примесей и окислительных дефектов упаковки в исходных кремниевых пластинах с ее сохранением в технологическом цикле изготовления ИМС. Это обуславливает высокую актуальность применения геттерирования в современной технологии микроэлектроники. В статье рассмотрены существующие методы геттерирования кремниевых пластин и механизмы их протекания.

Ключевые слова: кремний, геттер, лазер, быстродиффундирующая примесь, центр геттерирования, дислокация, дефект упаковки.

Увеличение плотности размещения элементов интегральных микросхем (**ИМС**) приводит к ужесточению требований к чистоте полупроводниковых материалов, поскольку наличие дефектов кристаллической структуры и металлических загрязнений в них влияет на работоспособность элементов. Прежде всего, это относится к кремнию, который является основным материалом для изготовления ИМС. Большую роль при этом играют точечные дефекты и загрязняющие примеси, такие как медь, железо, никель, хром, натрий и др., приводящие к снижению выхода годных ИМС из-за неконтролируемого процесса дефектообразования в активных областях. Требования к чистоте пластин кремния в объеме и по поверхности постоянно ужесточаются параллельно с уменьшением критического размера элементов, достигая предела обнаружения при определении поверхностной концентрации металлов и объемной концентрации железа (см. **табл. 1**) [1]. Параметр плотности окислительных дефектов упаковки (**ОДУ**) также является критерием чистоты поверхности, и требования к его значению

достаточно жесткие. Уменьшение размеров элементов требует использования новых материалов и технологических процессов их изготовления, что приводит к расширению номенклатуры металлов и снижению критического значения их поверхностной концентрации. Так, при размере элементов 0,8 мкм критическое значение концентрации для каждого из металлов, образующих силициды (Cr, Fe, Ni, Cu), составляет $1 \cdot 10^{11}$ атом/см². При переходе к размерам менее 0,8 мкм в этот ряд добавляется Co, щелочные металлы K, Na, ионы которых являются мобильными, а также щелочноземельный элемент Ca и тяжелые металлы Pt, Ir, Ba. Критическое значение концентрации для каждого из этих элементов составляет не более $1 \cdot 10^{10}$ атом/см² [1].

Основными источниками загрязняющих примесей являются оснастка и оборудование, используемые в различных технологических процессах изготовления ИМС [2]. В принципе, загрязнение материала начинается уже в процессе выращивания монокристаллов кремния по методу Чохральского. Источниками примесей здесь яв-

Таблица 1
Требования к чистоте пластин кремния разного диаметра, предназначенных для изготовления динамического операционного запоминающего устройства

Характеристика	Диаметр пластины, мм					
	150	200	200	200	300	300
Минимальный размер элемента, мкм	0,8	0,35	0,18	0,13	0,09	0,09
Объемная концентрация железа, атом/см ³	$5 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{10}$	$\leq 1 \cdot 10^{10}$	$\leq 1 \cdot 10^{10}$	$\leq 1 \cdot 10^{10}$	$\leq 1 \cdot 10^{10}$
Поверхностная концентрация металлов, атом/см ²	$1 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{10}$	$\leq 1 \cdot 10^{10}$	$\leq 1 \cdot 10^{10}$	$\leq 1 \cdot 10^{10}$	$\leq 1 \cdot 10^{10}$
Плотность ОДУ, см ⁻²	$\leq 6 \cdot 10^1$	$\leq 2 \cdot 10^1$	$\leq 4,4 \cdot 10^0$	$\leq 2,8 \cdot 10^0$	$\leq 1,6 \cdot 10^0$	$\leq 1,6 \cdot 10^0$

ляются исходный поликристаллический кремний, кварцевый тигель и сама печь [3]. Однако при этом выращенные слитки считаются достаточно чистыми, поскольку концентрация примесей невелика: Fe, Cu и другие металлы содержатся в количествах менее 10^{14} см^{-3} [4].

Основными загрязняющими операциями при изготовлении подложек являются механическая резка и полировка. На это указывает распределение в пластинах металлических примесей — большая их часть локализуется в приповерхностном слое толщиной порядка нескольких микрометров [2].

Загрязнение неконтролируемыми примесями происходит также при многократных термообработках в диффузионных печах, которым пластина кремния подвергается в процессе создания ИМС [2]. При высокой температуре кварцевые реакторы «пропускают» атомы металлов, испаряющиеся с внутренней поверхности металлических частей печи (обычно Fe, Ni, Cr, Cu), которые затем диффундируют в объем пластины [4]. В установках эпитаксиального наращивания пластин потенциальным источником примесей является графитовый нагреватель, который в процессе нагревания испускает переходные металлы, например Fe, Ti.

Вероятность загрязнения кремниевых пластин металлическими примесями имеется также при очистке, отмывке, транспортировке пластин [5], ионной имплантации [6] и плазмохимической обработке [7]. В результате, концентрация металлических примесей в объеме кремниевой пластины в процессе термообработки может достигать 10^{18} см^{-3} , а в приповерхностной области она на один-два порядка выше [2, 7]. Поскольку при снижении температуры растворимость многих металлов в кремнии уменьшается, их концентрация при охлаждении пластины становится выше предела растворимости, и это вызывает их диффузию к поверхности пластины, преципитацию и образование комплексов металлов с легирующими примесями [8]. Образование преципитатов металлов отрицательно влияет на параметры как биполярных, так и МОП-приборов. Небольшие металлические преципитаты (от 5 до 20 нм) являются источниками тока утечки в биполярных транзисторах [9] и источником локализованного пробоя в тонких оксидных пленках [10]. В качестве центров гетерогенной нуклеации, необходимых для преципитации, могут выступать дефекты кристаллической структуры, такие как дислокации, дефекты упаковки (преимущественно на частичных дислокациях) и преципитаты кислорода. Дефекты упаковки, декорированные металлическими примесями, также вызывают повышение токов утечки и пробой тонкого оксида [10].

Влияние переходных металлов, таких как Fe, Ni, Cu, Cr, на выход годных и надежность ИМС при уровне технологии 0,5 мкм становится за-

метным при концентрации, например, ионов Fe порядка 10^{11} см^{-3} . К тому же, предполагается, что при приближении емкости оперативных запоминающих устройств к 1 Гб при толщине подзатворного оксида 7,5 нм граница допустимой концентрации железа снизится до уровня 10^{10} см^{-3} [4].

Значительно уменьшить количество неконтролируемых примесей в кремниевых пластинах, вносимых в процессе всего цикла изготовления ИМС, можно, принимая соответствующие меры. Это может быть уменьшение температуры в процессе периодических высокотемпературных очисток кварцевых труб в среде HCl, использование печей улучшенных конструкций, например двойных труб, экранов [11]. Химическая обработка пластин перед термообработкой в смесях H_2O_2 и HCl, HF и этанола позволяет уменьшать количество металлических загрязнений на их поверхности [12]. Кроме того, замена деталей установок ионной имплантации, плазмохимического травления, сделанных из нержавеющей стали, на изготовленные из алюминия, кремния или углерода значительно снижает общий уровень загрязнений [2].

Все это, однако, не позволяет избежать загрязнения кремниевых пластин неконтролируемыми примесями и генерации в них точечных дефектов в процессе изготовления полупроводниковых приборов. В связи с этим, в настоящее время большое значение для этих целей приобретают технологические методы — методы геттерирования [2, 13]. Они позволяют создать в пластине кремния чистую от структурных дефектов и загрязняющих металлических примесей приповерхностную область, в которой формируются активные и пассивные элементы областей ИМС. Согласно [1], геттерирование — это процесс растворения нежелательных примесей с их последующей диффузией и преципитацией в специально созданных зонах пластины — геттерах, где они не оказывают вредного влияния на работу прибора. Геттер обладает способностью захватывать и удерживать быстродиффундирующие примеси и точечные дефекты, а также создает условия, обеспечивающие их высокую подвижность [14].

При производстве современных микроэлектронных устройств проблема чистоты превращается в одну из наиболее глобальных, причем речь идет о чистоте на всех стадиях общего цикла их изготовления. Поэтому достаточно актуальным является поиск рекомендаций для правильного выбора метода геттерирования в различных случаях. Для этого в настоящей статье классифицированы существующие методы геттерирования и проведен анализ механизмов их протекания.

Существуют различные методы геттерирования, которые отличаются [15]:

- местом расположением геттера;
- геттерирующей фазой;
- способом создания геттера.

В зависимости от расположения геттера различают внутреннее геттерирование (геттер находится в объеме пластины) и внешнее (геттер может быть размещен вне пластины, на нерабочей стороне пластины или на рабочей стороне между элементами).

Для получения твердой геттерирующей фазы используют следующие методы:

- механическое введение нарушений поверхности

- абразивной обработкой;
- пескоструйной обработкой;
- ударной обработкой;

- формирование на поверхности пластины пленки

- пористого кремния;
- примесно-силикатного стекла;
- поликремния;
- термической и пиролитической пленки

SiO_2 ;

- облущение поверхности
 - ионное легирование;
 - лазерное облущение;
 - ионная имплантация инертных газов;
- диффузионное легирование;
- отжиг по заданной программе.

С помощью перечисленных методов можно создать внешний геттер. Для получения эффекта внутреннего геттерирования используется формирование кислородных преципитатов за счет кислорода, имеющегося в слитках кремния.

Геттерирование газообразной фазой используется при отжиге пластин в различных средах:

- в вакууме;
- в инертной среде;
- в хлорсодержащей среде.

Геттерирование жидкообразной фазой используется при применении

- аморфизированной жидкоподобной фазы;
- легкоплавкой эвтектики.

Среди методов с расположением геттера вне пластины широкое распространение получили способы, основанные на экстракции точечных дефектов в газовую фазу и в вакуум. В [16] установлено, что отжиг кремниевых пластин и слитков перед окислением влияет на генерацию дефектов упаковки. Проведение предварительного отжига пластин при температуре 800—1200°C в атмосфере аргона заметно снижает плотность дефектов упаковки в них, причем размер дефектов не зависит от времени отжига. В процессе такой обработки рассасываются ростовые дефекты, составляющие их атомы мигрируют к поверхности, являющейся для них стоком, и далее диффундируют в газовую среду. Таким образом, предокислительный высокотемпературный отжиг позволяет создавать в приповерхностной области слой, практически свободный от дефектов упаковки. Толщина этого слоя зависит от времени отжига (t), а инкубационный период ($t_{\text{и}}$) — от первоначальной длины поверхност-

ных дефектов упаковки и температуры отжига. При $t > t_{\text{и}}$ толщина области, свободной от данных дефектов (d), изменяется по закону $d \sim t^n$, где $n = 0,63 \pm 0,06$.

Эффективным методом геттерирования является введение в обратную сторону пластины механических повреждений, которые производятся преимущественно шлифовкой [17], пескоструйной обработкой [18], алмазной полировкой [19]. В этом случае геттерирование обуславливается повреждениями кристаллической решетки, которые способны устранять зародыши дефектов и адсорбировать примеси во время высокотемпературной обработки. Например, шлифовка обратной стороны подложки перед окислением уменьшает плотность дефектов упаковки на три порядка. Однако, с другой стороны, создание нарушенного слоя приводит к возникновению дислокаций в эпитаксиально наращиваемых слоях и геттерированию ими быстродиффундирующих примесей. Кроме того, геттерирующий слой вызывает значительный изгиб полупроводниковых пластин, а шероховатая обратная сторона захватывает примеси при химической обработке и тем самым загрязняет пластину. Следует также отметить, что механическая обработка обычно производится перед процессом изготовления полупроводниковых приборов, следовательно, во время высокотемпературных обработок происходит частичная рекристаллизация нарушенного слоя, приводящая к высвобождению захваченной им примеси [20].

Для исключения данных явлений в [21, с. 8] предложен следующий метод геттерирования. В обратную сторону пластины путем шлифовки вводятся нарушения кристаллической решетки на глубину 8—25 мкм. Затем пластины подвергают отжигу в инертной среде при температуре и длительности процесса, достаточных для геттерирования быстродиффундирующих примесей и снятия механических напряжений. После термообработки проводится быстрое охлаждение, и далее обе стороны пластины полируют до зеркальной поверхности. В результате, на стороне пластины, в которую были введены повреждения, под зеркальной поверхностью остается нарушенный слой, геттерирующий точечные дефекты при последующих технологических процессах.

Одним из современных методов геттерирования с использованием механически нарушенного слоя является гидроабразивное геттерирование [1]. Этот метод привлекателен тем, что легко встраивается в технологию химико-механической полировки пластин кремния, поскольку геттер создается на обратной стороне шлифовано-травленной пластины, а образование геттерирующих центров и собственно процесс геттерирования происходят одновременно с первым термическим окислением. Основными переменными параметрами процесса являются давление гидроабразивной струи на выходе из сопла, которое может варьироваться в пределах 200—500 кПа, а так-

же расстояние от сопла до поверхности пластины. Другие параметры процесса — угловая скорость перемещения стола с пластинами, частота осцилляций сопла, состав используемого абразива — являются постоянными. Данный метод достаточно эффективен — он позволяет на два порядка уменьшить плотность микродефектов (мелких ямок травления) и в два-три раза — дефектность подзатворного диэлектрика.

Еще один способ — предокислительное геттерирование [16, 22] — заключается в создании напряженного слоя путем нанесения оксида алюминия или нитрида кремния с последующим отжигом, способствующим диффузии к нему точечных дефектов. Эффективность геттерирования зависит от толщины напряженного слоя, времени и температуры отжига, и усиливается, если перед осаждением пленки в обратную сторону пластины с помощью диффузии фосфора ввести дислокации несоответствия. Для достижения максимальной эффективности толщина наносимого слоя нитрида кремния должна составлять 200–400 нм, а отжиг пластины должен проводиться в инертной среде в течение 1–4 ч при температуре 1000–1200°C. Дислокации несоответствия создаются путем диффузии фосфора при 1050–1150°C в течение 1–7 ч. Напряженный слой и дислокации несоответствия, сформированные в исходной пластине, геттерировать и уже имеющиеся в ней точечные дефекты, и вводимые при последующих обработках. Следует отметить, что для геттерирования примесных дефектов с помощью диффузии фосфора его концентрация не обязательно должна обеспечивать формирование дислокаций несоответствия, т. к. диффузионный слой без дислокаций несоответствия также обладает геттерирующим свойством [23], правда, меньшим, чем с дислокациями.

Геттерирование быстродиффундирующих примесей можно проводить тонким слоем пористого кремния, сформированным на обратной стороне пластины путем анодной обработки в плавиковой кислоте [24]. Данные пленки обладают эффектом геттерирования благодаря своей высокой удельной поверхности и высоким механическим напряжениям на границе с кремнием [25, 26]. Такими же свойствами обладают пленки поликристаллического кремния [27] и германия [28].

Известен метод геттерирования с использованием легированного фосфором диффузионного слоя [29], который создается на обратной стороне пластины перед процессом окисления. Было установлено, что эффект геттерирования в этом случае существует и без дислокаций несоответствия и зависит от концентрации фосфора [30]. Эффективность процесса становится значительной, если концентрация фосфора превышает 10^{20} см⁻³. При концентрации фосфора 10^{21} см⁻³, концентрация золота в объеме пластины уменьшается до 1000 раз за счет образования ионных

пар между золотом и фосфором [23]. Следует отметить, что возможно также геттерирование диффузионными слоями, легированными бором, однако эффективность при этом меньше, чем в случае легирования фосфором [27].

Геттерирующими свойствами обладают также слои кремния, нарушенные ионным легированием [31]. Эффективность таких слоев определяется типом имплантируемого иона и уменьшается в ряду O, P, Si, As, B [32]. Тип повреждений определяется видом ионов, дозой, энергией, существованием или отсутствием оксидной защитной пленки, температурой пластины во время ионной имплантации, ориентацией пластины и режимом отжига [33]. Во время отжига нарушенного слоя образуются дислокационные петли, дефекты упаковки, которые действуют как центры геттерирования. Так, нарушения кристаллической решетки, созданные ионным легированием, используют для геттерирования загрязняющих примесей из мишеней кремниевых. Для удовлетворительной работы мишени ток утечки одного диода не должен превышать $5 \cdot 10^{-14}$ А при напряжении 30 В (диоды с повышенными токами утечки дают темные пятна на видеоизображении). Основной причиной, приводящей к возникновению токов утечки, являлось образование некогерентных преципитатов загрязняющих примесей. Для геттерирования в обратную сторону пластины вводились ионы фосфора, мышьяка, аргона с энергией 50 кэВ и различными дозами с последующим отжигом в сухом азоте с добавкой O₂ в течение 30 мин. Сравнительный анализ эффекта геттерирования показал, что видеодефекты исчезают при дозах легирования фосфора — 10^{16} см⁻², мышьяка — 10^{15} см⁻² и аргона — $3 \cdot 10^{15}$ см⁻². Важной особенностью такого вида геттерирования является то, что он протекает с большой скоростью при сравнительно низких температурах. Так, пленка золота толщиной 0,15 мкм, нанесенная на обратную сторону пластины, за 16 ч отжига при температуре 500°C полностью растворяется, диффундирует через пластину толщиной 250 мкм и кристаллизуется в виде отдельных зерен на имплантированной аргоном (10^{16} см⁻², 250 кэВ) стороне пластины.

Ионное легирование также применяется для создания внутреннего геттерирующего слоя, располагающегося несколько глубже будущей приборной области (около 0,8 мкм для проектируемых в настоящее время ИМС). В таком случае стоками для быстродиффундирующих примесей являются структурные дефекты кремния, созданные в объеме подложки [34]. На эффективность внутреннего геттерирования влияют следующие факторы [35]:

- плотность малых дефектов в объеме подложки, играющих роль стоков для вредных примесей;

- наличие приповерхностного слоя, свободного от кристаллических дефектов, ухудшающих качество электронных приборов;

- сохранение геттерирующих центров в объеме пластины во всем процессе создания ИМС.

Одним из наиболее приемлемых способов создания такого геттерирующего слоя, обладающего высокой эффективностью (как стоковой области для примесных атомов), является имплантация в рабочую поверхность кремниевой пластины водорода либо гелия при комнатной температуре с последующим отжигом при температуре 800–900°C в течение от нескольких десятков минут до одного часа [36]. Такая процедура приводит к формированию слоя, содержащего газовые пузыри на глубине, отвечающей проективному пробегу. Это объясняется низкой растворимостью имплантированных атомов в кремнии, что способствует их сегрегации в небольшие газовакансионные комплексы уже на стадии имплантации. Последующий отжиг приводит к разрастанию таких комплексов и формированию пузырей. Имплантированные в кремний водород или гелий могут при отжиге покинуть область пузырей, пройти через поверхностный слой кремния и испариться с поверхности уже при температуре, намного меньшей точки плавления [37]. А это значит, что в зависимости от концентрации газа и условий отжига, можно получить слой, имеющий пустоты, фактически не содержащие газовой фазы. Подобные дефекты являются очень эффективными стоками (ловушками) для нежелательных примесей. Оборванные химические связи на внутренних стенках пустот захватывают примесные атомы, что приводит к возникновению градиента в распределении их концентрации возле слоя, содержащего пустоты. Этот градиент играет роль движущей силы, стимулирующей диффузию примесей из приборной области на большую глубину, к области пустот. Для некоторых типов примесей их концентрация может быть снижена на несколько порядков [37].

Другим подходом к созданию внутреннего геттера, хорошо совместимым с технологией изготовления ИМС, является создание преципитатов кислорода с кремнием в объеме пластины кремния, являющихся эффективными стоками для посторонних примесей, и создание бездефектной приповерхностной зоны (чистой зоны) для формирования активных структур ИМС. Чистая зона и слой объемных дефектов — это два важнейших параметра, управляющих эффективностью внутреннего геттерирования, которое было продемонстрировано еще в 1970–80-х годах [38, 39]. Общеизвестной схемой формирования такого геттера является определенная последовательность проведения термообработок пластин кремния [40]. Первая термообработка, высокотемпературная (1100–1200°C), предназначена для формирования в приповерх-

ностной области пластины зоны, обедненной кислородом (за счет его испарения). Вторая термообработка, низкотемпературная (600–800°C), предназначена для зарождения центров преципитации кислорода. На третьей стадии, высокотемпературной (более 900°C), на центрах преципитации кислорода происходит распад твердого раствора кислорода и рост оксидных преципитатов, служащих стоками для нежелательных примесей из рабочих областей пластины.

В последнее время нашел развитие метод создания преципитатов кислорода в кремнии, так называемой магической обедненной зоны, основанный на ускоренной преципитации кислорода в областях, обогащенных вакансиями (определенный вакансионный профиль создается с помощью быстрого термического отжига [1]). Отличия механизма формирования обедненной микродефектами приповерхностной области в этом случае от традиционного метода заключаются в следующем. В традиционном методе внутреннего геттерирования концентрация вакансий в объеме пластины мала и постоянна по толщине пластины, в то время как концентрация междоузельного кислорода велика в объеме пластины и убывает к поверхности. В методе формирования магической обедненной зоны ситуация другая: концентрация междоузельного кислорода постоянна по сечению пластины, а концентрация «закаленных» вакансий велика и постоянна в объеме пластины и убывает к поверхности. В традиционном способе внутреннего геттерирования могут быть использованы только те слитки кремния (или его части), в которых концентрация междоузельного кислорода находится в пределах $(7,5 - 9,0) \cdot 10^{17}$ атом/см³, когда устойчиво идет процесс преципитации, и объемная плотность преципитатов достигает 10^{11} см⁻³. При использовании второго способа концентрация кислорода, термическая предистория получения слитка и местоположение вырезаемой из него пластины не имеют значения. Кроме того, эффективность второго способа практически не зависит от термического цикла получения приборных структур. При создании внутреннего геттера этим способом формируется более глубокая, с резкой границей, обедненная приповерхностная область (50–60 мкм), пригодная, в отличие от традиционного метода, для создания структур со щелевой изоляцией.

Интересный метод геттерирования был предложен в [41]. В отличие от методов, когда нежелательные примеси хотя и удаляются из рабочих областей полупроводниковой пластины, но все же присутствуют в их окрестности, здесь используется способ, применяемый для зонной очистки слитков кремния от примесных веществ в твердом состоянии: под воздействием градиента температуры примесь выводится на торцевую поверхность слитка и затем стравливается. Косвенным подтверждением пригодности этой идеи

для геттерирования примеси в полупроводниковых пластинах является движение атомов кислорода под воздействием градиента температуры при формировании скрытых слоев SiO_2 с помощью неизотермического отжига ионнолегированных кислородом областей кремния. Моделирование такого процесса показало, что независимо от начального распределения примеси в приповерхностной области, под влиянием градиента температуры она концентрируется на поверхности пластины и может быть удалена при последующем стравливании поверхностного слоя.

Оригинальный подход для очистки объема кремниевых пластин от нежелательных примесей описан в [42]. Он основан на использовании ультразвуковой обработки пластин при комнатной температуре при частоте 0,4–1 МГц и длительности до 6,5 часов. Поскольку наиболее сильное влияние ультразвук оказывает на приповерхностную область пластины (глубиной около 100 мкм), в результате такой обработки происходит стимулированная ультразвуком миграция атомов щелочных металлов К, Na из объема к поверхности. Это позволяет после удаления поверхностного слоя значительно уменьшить концентрацию щелочных металлов в кремниевой пластине.

Следует отметить, однако, что методы, которые связаны с очисткой объема кремниевых пластин от нежелательных примесей путем их перевода в поверхностный слой с последующим его удалением, не могут быть применены на любом из этапов процесса изготовления ИМС. По этой причине они остались маловостребованными при создании ИМС, но находят широкое применение для изучения процессов управления дефектообразованием в полупроводниковом материале.

Но и методы внутреннего геттерирования имеют существенные ограничения и не всегда могут быть применены или же не всегда оказываются эффективными. Это имеет место, например, в случаях когда:

- используются монокристаллы с содержанием кислорода менее $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ или высоколегированные пластины кремния n -типа (легированные мышьяком или сурьмой), когда не происходит процесс преципитации;

- применяются низкотемпературные процессы или быстрая термическая обработка, когда слабодиффундирующие атомы междоузельного кислорода не могут преодолеть большие расстояния за время обработки;

- для создания приборов используется вся толщина пластины (силовые приборы).

В таких случаях необходимо применять внешнее геттерирование или использовать комбинацию внешнего и внутреннего геттерирования.

Среди используемых в настоящее время методов внешнего геттерирования наиболее интересным является хорошо контролируемый способ введения нарушений в обратную сторону пластины высокоэнергетическим лазерным излучением [43–46]. При этом происходит испаре-

ние кремния с образованием мелких углублений, расположенных близко друг к другу, что приводит к генерации нарушений кристаллической решетки и возникновению механических напряжений. После облучения пластины подвергают отжигу, достаточному для образования дислокаций вокруг нарушенных областей и диффузии к ним подвижных точечных дефектов и металлических примесей из объема пластины. Важной особенностью этого метода является возможность формирования геттера на различных этапах создания ИМС. Кроме того, при формировании геттера на исходных кремниевых пластинах его работоспособность может сохраняться на протяжении всего технологического цикла изготовления ИМС [47, 48].

Глубина нарушений, вызванных лазерной обработкой, при повышении плотности энергии до 7 и после 8 Дж/см² растет линейно, в интервале же 7–8 Дж/см² происходит резкий скачок, что связано с переходом от расплава кремния к его испарению. При лазерном облучении с энергией ниже этого диапазона происходит плавление поверхности и последующая ее эпитаксиальная рекристаллизация, не вызывающая генерации кристаллических дефектов. Лазерная обработка с энергией выше указанной приводит к испарению кремния, и дальнейшая рекристаллизация происходит уже с образованием поликристаллического кремния. Возникающие при этом дефекты состоят из дислокаций двух типов [45]. На периферии лазерного пятна наблюдается высокая концентрация скользящих дислокаций, которые хорошо аннигилируют при отжиге. Они аналогичны дислокациям, возникающим при механических способах нарушения кристаллической структуры пластины. Однако под областью, подвергнутой лазерному воздействию, с помощью электронной микроскопии были обнаружены микротрещины, которые отжигаются в процессе тепловой обработки, и связанные с ними ряды закрепленных дислокаций,

Таблица 2

Эффективность обработки пластин при лазерном облучении различной мощности [46]

E , Дж/см ²	Значения τ для части пластины, мкс	
	облученной	без облучения
9,9	280,3	—
	190,0	100,8
8,2	277,4	103,3
	606,7	3,2
6,5	35,0	8,6
	11,7	40,7
	94,5	211,7
5,3	7,4	9,4
	42,3	70,9
	79,6	9,4

являющихся термостабильными [46]. Порог энергии, при которой происходит образование микротрещин на кремнии ориентации [111], составляет приблизительно 15 Дж/см^2 при длительности импульса 100 нс. Термически стабильные дефекты решетки во время последующих термообработок действуют как стоки для точечных дефектов.

Концентрация дефектов в кремнии характеризуется временем жизни неосновных носителей заряда τ . В табл. 2 приведены значения τ , полученные после окисления десяти пластин, одна половина которых была обработана лазером. Из этих данных следует, что для получения эффекта геттерирования минимальная плотность энергии должна быть не менее 8 Дж/см^2 , чему

Таблица 3
Рентгеновские топограммы Si-пластин после их лазерной обработки

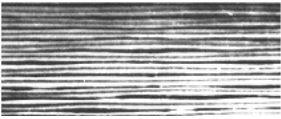
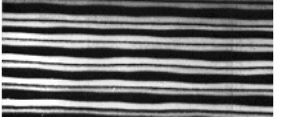
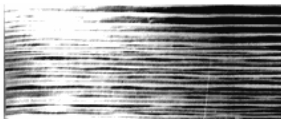

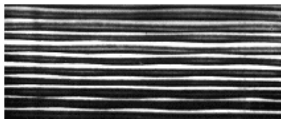
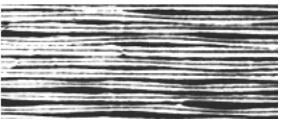
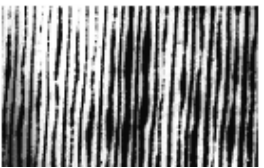
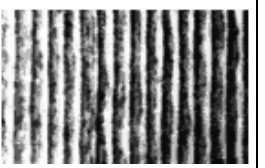
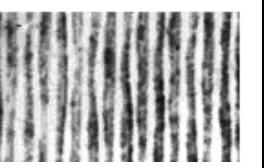
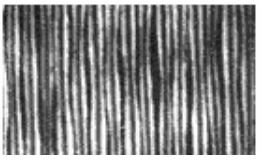
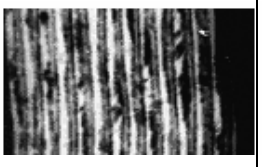
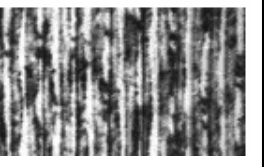
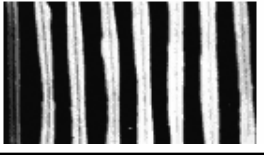
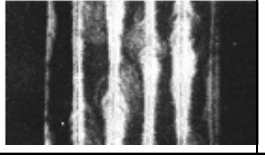
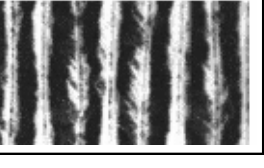
Режимы лазерной обработки	Топограммы Si-пластин, обработанных при разных режимах	
$E_{m0} = 5 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$, $V = 60 \text{ см/с}$,	$H = 200 \text{ мкм}$ 	$H = 400 \text{ мкм}$ 
	$V = 40 \text{ см/с}$ 	$V = 60 \text{ см/с}$ 
$V = 60 \text{ см/с}$, $H = 200 \text{ мкм}$	$E_{m0} = 4,5 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$ 	$E_{m0} = 5 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$ 

Таблица 4
Рентгеновские топограммы Si-пластин, прошедших термообработку при разной температуре после лазерного облучения с различной скоростью и шагом сканирования при плотности мощности $5,5 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$

Режимы лазерной обработки	Температура термообработки		
	900°C	1150°C	1220°C
$V=40 \text{ мм/с}$, $H = 200 \text{ мкм}$			
$V=60 \text{ см/с}$, $H = 200 \text{ мкм}$			
$V=60 \text{ см/с}$, $H = 400 \text{ мкм}$			

соответствует глубина нарушений $h=5$ мкм. При увеличении глубины нарушений эффективность геттерирования повышается, однако при $h=20$ мкм ($E=33,3$ Дж/см²) время жизни τ после термообработки уменьшается. Это связано со скольжением дислокаций через всю толщину пластины к ее рабочей стороне. Поэтому оптимальной для геттерирования следует считать глубину нарушений 5–10 мкм, которая достигается при $E=9–15$ Дж/см².

При этом следует отметить, что лазерное облучение наносекундной длительности приводит к выбросу кремния из области воздействия излучения, что вызывает загрязнение рабочей поверхности пластины кремниевой пылью. Поэтому для создания геттерирующей области представляет интерес лазерная обработка в режиме теплового потока (непрерывным лазерным излучением), обеспечивающая плавление кремния без его испарения.

Такой подход был реализован для создания геттерирующего слоя с нерабочей стороны кремниевой пластины при использовании АИГ:Nd⁺ лазера, работающего в непрерывном режиме. В этом случае в кремниевой пластине после такой обработки возникают напряжения растяжения, величина которых уменьшается с увеличением скорости сканирования V и уменьшением плотности мощности $E_{м0}$ лазерного излучения (табл. 3) [49, 50].

Вне геттера Над геттером

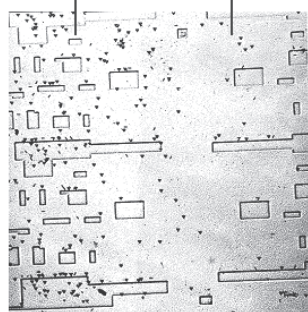


Рис. 1. Вид декорированной поверхности эпитаксиальной пленки кремния после геттерирования

В [51] на основании проведенного расчета температурных полей и экспериментальных результатов был определен требуемый, с точки зрения производительности и перекрытия напряженных областей от двух соседних линий сканирования, режим лазерной обработки для формирования геттерирующего слоя: $H = 200–240$ мкм, $V \approx 60$ см/с и $E_{м0} \approx 5,5 \cdot 10^5$ Вт/см². Последующая длительная термообработка при температуре 1100–1200°C в среде кислорода приводит к эффективному образованию в области лазерного воздействия дислокационной сетки и кислородных преципитатов, являющихся центрами геттерирования (табл. 4).

Создание такого геттерирующего слоя перед термическим окислением при температуре, превышающей температуру последующих длительных высокотемпературных процессов, позволяет в 220–440 раз снизить плотность дефектов упаковки и дислокаций (рис. 1), в 2,9 раза уменьшить коэффициент заполнения линиями скольжения в эпитаксиальных пленках, в 12 раз увеличить время жизни неосновных носителей заряда и рекомбинационное время жизни в кремнии (рис. 2), а также в 1,8 раза снизить плотность поверхностных состояний на границе раздела «кремний – термический диоксид кремния» [52, 53]. Термически выращенные на таких пластинах пленки диоксида кремния имеют улучшенную структуру, более высокую стабильность заряда и высококачественную границу раздела.

Применение геттерирования с использованием непрерывного лазерного излучения в технологии создания биполярных ИМС позволяет за счет уменьшения распространения линий скольжения, снижения плотности дислокаций в эпитаксиальной пленке и исключения возникновения проводящих шунтов в области активных и пассивных элементов устранить деградацию пробивных напряжений «коллектор – эмиттер» и токов потребления. Это обеспечивает увеличение выхода годных приборов на пластине в два раза и на 11,6% выхода годных приборов после

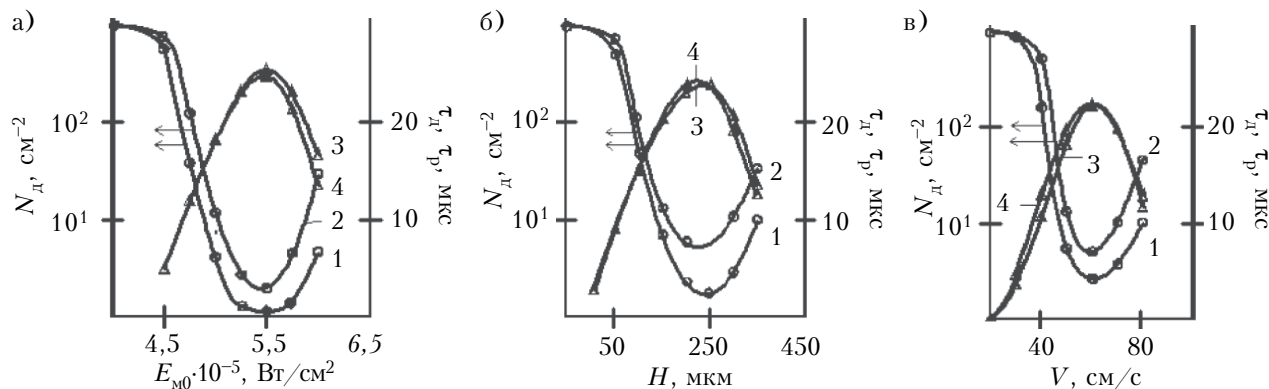


Рис. 2. Зависимости электрофизических параметров Si-пластин после геттерирования от плотности мощности непрерывного лазерного излучения (а), шага (б) и скорости (в) сканирования:

1 – плотность дефектов упаковки N_d ; 2 – плотность дислокаций; 3 – время жизни неосновных носителей заряда τ ; 4 – рекомбинационное время жизни τ_p

их сборки и измерения электрических параметров [54]. При создании МОП ИМС такой метод геттерирования позволяет за счет уменьшения порогового напряжения, обусловленного снижением заряда на границе раздела «Si — SiO₂», исключить его деградацию и, следовательно, увеличить (в 1,5 раза) выход годных приборов.

Для очистки рабочей стороны пластин кремния от примесных загрязнений представляет интерес режим обработки лазерным излучением наносекундной длительности (20–30 нс), когда происходит плавление поверхностного слоя и последующая его рекристаллизация без внесения каких-либо нарушений в кристаллическую решетку этого слоя [55–57]. Анализ поверхности таких пластин после термического окисления показывает, что после снятия оксидной пленки и травления поверхности в селективном травителе структурные дефекты, характерные для термического окисления необработанных пластин, отсутствуют. Это связано с тем, что при плавлении тонкого поверхностного слоя происходит его очистка от ионов металлов и углерода за счет их диффузии по жидкому расплаву к поверхности и последующего испарения, а также устранение нарушенного химико-механической полировкой

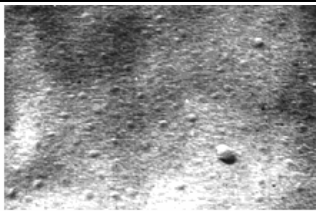
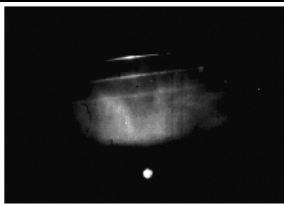
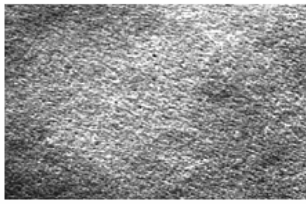

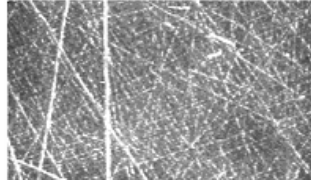
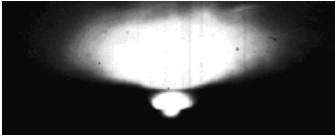


поверхностного слоя (табл. 5) [56, 57]. Это подтверждается результатами сравнительного анализа структуры диэлектрических пленок, сформированных путем термического окисления в среде сухого кислорода пластин кремния *n*-типа проводимости, до и после лазерной обработки поверхности.

Структура поверхности кремниевых пластин после обработки лазерными импульсами является более однородной, поскольку на поверхности пластины отсутствуют нарушенный слой и ионные примеси, которые приводят к повышенному порообразованию и нарушению сплошности формируемого слоя, а также создают кристаллические фазы. Об очистке поверхностного слоя от ионных загрязнений после лазерной обработки указывает снижение более чем в два раза фиксированного заряда на границе раздела «кремний — термический диоксид кремния», а также спектры быстрых поверхностных состояний, плотность которых в середине запрещенной зоны на участке с лазерной обработкой в два раза меньше, чем на необработанном [53].

Однако применяется такая очистка ограничено, поскольку она не может использоваться на различных этапах создания ИМС — ее мож-

Таблица 5

Структура поверхности кремниевых пластин, подвергнутых химико-механической (ХМП) и механической (МП) полировке, до и после лазерной обработки наносекундными импульсами

Проведенные обработки		Микрорельефы поверхностей	Картинки дифракции
ХМП	до лазерной обработки		
	после лазерной обработки		
МП	до лазерной обработки		
	после лазерной обработки		

но проводить только на исходных кремниевых пластинах, до того как на поверхности будут сформированы какие-либо функциональные слои.

Таким образом, применение лазерного излучения наносекундной длительности позволяет проводить очистку рабочей поверхности исходной пластины от ионных примесей. Для эффективной же очистки поверхностных слоев с рабочей стороны пластины от неконтролируемых примесей геттерированием наиболее перспективным является применение непрерывного лазерного излучения для управляемого формирования геттерирующих центров с нерабочей стороны пластины. Важным преимуществом такого метода является возможность его использования на различных этапах создания ИМС, а отсутствие каких-либо требований по специальной подготовке пластин указывает на его перспективность применения в технологии СБИС.

Большинство методов геттерирования было найдено эмпирическим путем и использовалось в технологии изготовления ИМС без установления механизма их протекания. Для рассмотренных выше методов геттерирования определим возможные механизмы взаимодействия примесных дефектов с точечными, являющихся для них стоками в процессе геттерирования.

Поскольку примесные дефекты вводят в окружающую их матрицу упругие напряжения, их взаимодействие с внешними напряжениями вызывает движение и скопление примесных дефектов в областях точечных дефектов.

Внешние напряжения могут иметь макро- и микронеоднородный характер. Первые, так называемые макронеоднородные внешние силы, действуют на весь слиток или пластину. В случае кремниевой пластины они возникают при нанесении на ее обратную сторону пленок Si_3N_4 и Al_2O_3 . Так, например, в пленке Si_3N_4 внутренние напряжения достигают 10^9 Н/м^2 и уравновешиваются упругими напряжениями в кремниевой пластине, которые в свою очередь вызывают направленное движение примесных дефектов.

Напряжения микронеоднородного характера в кремнии вызываются линейными, плоскими и объемными дефектами. Взаимодействие этих дефектов с примесными можно подразделить на четыре вида: вызванные разницей в размерах примесных дефектов и атомов матрицы; вызванные разницей в модулях упругости; химические; электрические. Все они приводят к неравномерному распределению и концентрированию примесных дефектов около дислокаций, границ зерен и т. д. Выделение избыточных примесных дефектов начинается на краевых, а при большом их пресыщении — на всех дислокациях, а это означает, что при малых пресыщениях зародыши на краевых дислокациях определяют всю кинетику выделения.

Высокая плотность дислокаций достигается с помощью высокотемпературной диффузии фосфора [58], ионной имплантации [59, 60], механической обработки [61 — 63], лазерного облучения [47, 48]. При этом энергия и доза ионной имплантации, а также плотность энергии лазерного излучения должны быть достаточными для их формирования.

Исследование геттерирования меди ионно-легированным слоем [61] показало, что дислокации с вектором Бюргерса $b=a/2<110>$ обладают большей способностью к геттерированию меди, чем частичные дислокации Франка с $b=a/3<111>$, что объясняется их большей энергией упругого поля. В [61] было установлено, что при дозе ионной имплантации до $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ появляются дефекты упаковки, окруженные частичной дислокацией Франка, а дефекты упаковки с дислокационными петлями превращаются в полные дислокации с $b=a/2<110>$, которые при более высокой дозе имплантации образуют дислокационную сетку. Значительное увеличение эффективности геттерирования происходит при дозе $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, когда имеет место большая плотность дислокаций. Эффективность такого геттерирования в [61] оценивалась по току утечки релаксации неравновесной МОП-емкости. Повышение токов утечки при дозах $3 \cdot 10^{15}$ и $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ по сравнению с дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ объясняется преципитацией имплантируемой примеси на дислокациях. То есть необходимым компонентом микроструктуры геттерирующего ионно-легированного слоя является наличие дислокаций с $b=a/2<110>$. Плотность этих дислокаций с высокой свободной энергией, обеспечивающая эффективное геттерирование, оценивается как $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$.

Если примесные дефекты создают заряженные центры, т. е. являются донорами или акцепторами, то на их распределение влияет концентрация электронов или дырок. Следовательно, создавая неравномерное распределение по пластине донорной или акцепторной примеси в достаточно больших концентрациях, можно ожидать неравномерного распределения по пластине и других заряженных примесных дефектов, например быстродиффундирующих металлов. Таким образом можно геттерировать нежелательные примесные дефекты из активных областей ИМС в специально легированные неактивные области. По данному механизму происходит геттерирование золота фосфором. Золото занимает в основном замещающее положение, и вакансии взаимодействуют с атомами фосфора с образованием E -центров [64]. Растворение золота в кремнии собственной проводимости происходит при взаимодействии атомов золота со свободными вакансиями, что было экспериментально подтверждено при контроле тока утечки диодов после последовательных операций термообработки пластин [58]. Рассмотренный механизм геттери-

рования справедлив не только для золота, но и для других тяжелых металлов тоже [65]. Низкотемпературное (800°C) геттерирование фосфором эффективно в том случае, если кремний не содержит преципитатов тяжелых металлов. Если такие преципитаты имеются, то для их растворения необходим отжиг при высокой температуре (1000°C). Таким образом, диффузионная область геттерирует быстродиффундирующие примеси как путем ионного взаимодействия, так и за счет механических напряжений вблизи дислокаций.

Другим механизмом геттерирования является поглощение примесных дефектов жидкой или жидкоподобной фазой. Известно, что равновесный коэффициент распределения k_0 в кремнии для большинства примесей меньше единицы [66]. Например, для меди коэффициент распределения в кремнии составляет $4 \cdot 10^{-4}$, для золота — 10^{-15} , для железа — 10^{-15} . Если в какой-либо части пластины создать жидкую фазу, то остальную ее часть можно очистить от примесей с $k_0 < 1$. Введение в кремний большого количества нарушений кристаллической решетки искусственно имитирует жидкоподобную фазу [67], и при термической обработке эта фаза геттерирует примеси с $k_0 < 1$ из остальной, ненарушенной части кремния. Такая нарушенная жидкоподобная фаза создается на обратной стороне пластины при введении в нее нарушений кристаллической решетки механическим способом (например, шлифовкой), ионной имплантацией аргона, высокотемпературной диффузией фосфора, лазерным облучением и т. д.

Геттерирование может также иметь место за счет выделения примесных дефектов в вакуум или газовую фазу. При высокотемпературном отжиге Si-пластин в нейтральной атмосфере или в вакууме происходит испарение атомов кремния и примеси с поверхности. Повышение концентрации вакансий (понижение концентрации междоузельных атомов) на поверхности по отношению к равновесной в объеме приводит к диффузии междоузельных атомов к поверхности, сокращению дефектов упаковки и образованию в поверхностном слое бездефектной области. При испарении система «кремний — примесь» теряет летучий компонент, освобождая кремний от легкоиспаряющейся примеси. Добавление HCl и трихлорэтилена в парогазовую смесь при окислении приводит к аналогичному эффекту. При высокой температуре атомы кремния вытягиваются молекулами HCl, достигающими поверхности раздела «Si — SiO₂», в слой оксида и там окисляются [68]. При этом концентрация вакансий на поверхности повышается по сравнению с равновесной. Число выведенных атомов кремния с поверхности кремния в оксид и, соответственно, поверхностная концентрация вакансий возрастают с повышением концентрации HCl и температуры окисления [69].

Механизмом геттерирования может также являться адсорбция примесных дефектов на развинутой поверхности. В этом случае поверхность твердого тела адсорбирует их, уменьшая свою свободную энергию. Увеличивая площадь поверхности в неактивных областях пластины, можно экстрагировать туда примесные дефекты. По такому механизму происходит геттерирование примесей пористым кремнием, сформированным на обратной стороне пластины [24].

Важным механизмом геттерирования, который всегда присутствует при лазерной или быстрой термической обработке, является выход примеси, распределенной в приповерхностной области полупроводниковой пластины, на ее поверхность при наличии большого градиента температуры, перпендикулярного пластине. На основании рассмотрения одномерного потока атомов примеси, связанного с градиентом температуры, в [41] показано, что при заданном градиенте значение теплоты переноса определяет величину и направление потока примеси в неоднородном температурном поле. Это означает, что на все атомы примеси действует сила, обусловленная градиентом температуры и направленная к поверхности пластины. Так как поверхность является отражающей, вблизи нее происходит накопление примеси, которая при определенных условиях может испаряться с поверхности, тем самым очищая поверхность от примесных дефектов.

Механизмом, способствующим переносу примесных дефектов к поверхности и их последующему испарению, является жидкофазная рекристаллизация рабочей поверхности кремния, под воздействием лазерного излучения наносекундной длительности. При такой обработке в течение первых 10–20 нс лазерного импульса происходит плавление кремния, и температура в расплаве достигает значений, сильно превышающих температуру плавления облучаемого материала. В таком состоянии поверхностный слой продолжает оставаться в течение приблизительно 250 нс, что значительно превышает длительность лазерного импульса. Фронт плавления быстро распространяется в кристалл на глубину порядка 1 мкм за время, лишь ненамного превышающее длительность импульса. Затем фронт расплава движется в обратном направлении к поверхности, рекристаллизуясь по мере своего движения. При этом происходит захват расплавленным слоем примесных дефектов, обусловленных такими примесями как, например, Fe, Ni, Cr, Cu, Na, K, C, а также точечных дефектов. В результате их диффузии по жидкому расплаву и оттеснения фронтом рекристаллизации они выходят на поверхность пластины и испаряются, тем самым формируя тонкий (около 1 мкм) поверхностный слой, свободный от примесных дефектов.

Важную роль при геттерировании играет такой механизм, как захват примесных дефектов кислородными преципитатами, которые могут формироваться как с использованием специальных термообработок [39, 40], так и с применением лазерного излучения [70].

Механизм образования кислородных преципитатов требует для своей реализации наличия в кремниевых пластинах концентрации кислорода выше критической и проведения их термической обработки в три стадии. Во время первой стадии при высокой температуре ($T_1=1100-1200^\circ\text{C}$) доминирует обеднение приповерхностной зоны кислородом, процесс которого описывается уравнением диффузии примеси из ограниченного источника со связывающими границами. В результате за счет испарения кислорода из пластины формируется обедненная кислородом приповерхностная область. Во время второго отжига при низкой температуре ($T_2=600-800^\circ\text{C}$) происходит гомогенная нуклеация (зарождение центров преципитации) кислорода. Во время третьей стадии при температуре $T_3>900^\circ\text{C}$ одновременно происходит испарение кислорода с поверхности пластины и рост оксидных преципитатов. Чистая зона образуется из-за того, что те зародыши, которые выросли при температуре T_2 и имели радиус меньше критического при температуре T_3 , растворяются во время третьего отжига, а зародыши, имевшие радиус больше критического, наоборот, вырастают в преципитаты кислорода, которые и выполняют роль геттерирующих центров. При этом профиль распределения кислородных преципитатов по толщине кремниевой пластины имеет такой характер, что приповерхностная зона кремниевой пластины оказывается чистой от них, а следовательно, чистой и от примесных дефектов, которые захватываются кислородными преципитатами, лежащими ниже чистой зоны [71, 72]. В описанной модели формирования внутреннего геттера характер преципитации кислорода почти полностью определяется исходной концентрацией кислорода, инкубационным временем зарождения центров преципитации, последовательно и режимами термических обработок.

При использовании непрерывного лазерного излучения процесс геттерирования протекает за счет действия двух факторов — прогиба кремниевых пластин и возникающих при этом напряжений растяжения, которые способствуют образованию преципитатов в геттерирующем слое, обеспечивающих высокую эффективность процесса очистки рабочей стороны пластины от примесных загрязнений и точечных дефектов. Основной причиной отсутствия диффузионного потока примесей из геттерирующего слоя в объем пластины при последующих высокотемпературных обработках является их захват кислородными преципитатами, возникновению которых способствует образование жидкой фазы крем-

ния при лазерной обработке и последующая длительная высокотемпературная обработка в среде кислорода [70].

На основании рассмотренных процессов, протекающих в кремниевых пластинах при их очистке от примесных дефектов различными методами, можно выделить следующие механизмы взаимодействия точечных дефектов и загрязняющих примесей, за счет которых происходит геттерирование:

- взаимодействие примесных дефектов с полем упругих напряжений;
- электрическое взаимодействие примесных дефектов между собой;
- поглощение примесных дефектов жидкой или жидкоподобной фазой;
- выделение примесных дефектов в вакуум или газовую фазу;
- адсорбция примесных дефектов на развитой поверхности твердого тела;
- диффузия примесных дефектов к поверхности под действием температурного градиента по толщине пластины;
- перенос примесных дефектов фронтом жидкофазной рекристаллизации к облучаемой поверхности;
- поглощение примесных дефектов кислородными преципитатами.

Отдельным методам геттерирования могут соответствовать как один, так и несколько механизмов, причем, чем их больше для данного метода, тем более эффективно будет протекать процесс очистки кремния от точечных дефектов и загрязняющих примесей.

Таким образом, можно заключить, что при выборе метода геттерирования кремниевых пластин необходимо учитывать следующее:

- наличие максимально возможного количества механизмов взаимодействия точечных дефектов и загрязняющих примесей, за счет которых идет процесс геттерирования;
- возможность использования метода как на различных этапах создания, так и на протяжении всего технологического цикла изготовления ИМС;
- гибкость и простоту формирования геттерирующих центров в кремнии;
- совместимость процесса геттерирования с технологическим процессом создания ИМС.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Дьячков А. М., Литвинов Ю. М., Петров С. В. и др. Процессы геттерирования в технологии производства пластин кремния // Электронная промышленность. — 2003. — Вып. 3. — С. 33-40. [D'yachkov A. M., Litvinov Yu. M., Petrov S. V. et al. // Elektronnaya promyshlennost'. 2003. Iss. 3. P. 33]
2. Pearce C. H. Defect and contamination control in VLSI fabrication process // Microelectronic Materials and Processes. —

Italy, Castelvechio Pascoli. — 1986. — Kluwer Academic Publisher, 1989. — P. 293–303.

3. Meda L., Cerofolini G. F., Queirolo G. Impurities and defects in silicon single crystal // *Progress Crystal Growth and Characterization*. — 1987. — Vol. 15, N 2. — P. 97–134.

4. Скиданов В. А. Оценка концентрации железа в пластинах монокристаллического кремния *p*-типа // *Электронная промышленность*. — 2003. — Вып. 3. — С. 135–138. [Skidanov V. A. // *Elektronnaya promyshlennost'*. 2003. Iss. 3. P. 135]

5. Mouche L., Tardif F., Derrien J. Mechanism of metallic impurity deposition on silicon substrates dipped in cleaning solution // *Journal of the Electrochemical Society*. — 1995. — Vol. 142, N 7. — P. 2395–2401.

6. Lowell J. Surface generation lifetime of MeV implanted Si // *Journal of the Vacuum Science and Technology*. B. — 1996. — Vol. 14, N 1. — P. 248–254.

7. Hasenack C. M., Mansano R. D. Metal contamination of silicon wafers induced by reactive ion etching plasmas and its behavior upon subsequent cleaning procedures // *Journal of the Vacuum Science and Technology*. B. — 1996. — Vol. 14, N 1. — P. 538–542.

8. Aragwal A. M., Dunham S. T. Consistent quantitative model for the spatial extent of point defect interactions in silicon // *Journal of Applied Physics*. — 1995. — Vol. 78, N 9. — P. 5313–5319.

9. Lunnon M. E., Allison D. F., Stacy W. T. Some sources of emitter-collector shorts in bipolar transistor // *Defects Silicon Proceedings Symposium*. — San Francisco. — 1983. — USA, New Jersey: Pennington, 1983. — P. 463–471.

10. Declerck G. J. Silicon oxidation // *Microelectronic Materials and Process Proceedings*. — Italy, Castelvechio Pascoli. — 1989. — NATO Advantage Study Institute. — Dordrecht, 1989. — P. 79–132.

11. Schmidt P. F. Contamination free high temperature treatment of silicon and other materials // *Journal of the Electrochemical Society*. — 1983. — Vol. 130, N 1. — P. 196–199.

12. Prom J. L., Castagne J., Sarabayrouse G., Munoz-Yague A. Influence of the preoxidation cleaning on the electrical properties of the SiO₂ layers // *IEEE Proceedings*. — 1988. — N 1. — P. 20–22.

13. Domenici K., Ferrero D. C., Pedrotti K. New aspects on silicon material for VLSI // *Semiconductor Europe*. — 1984. — N 1. — P. 49–85.

14. Лабунов В. А., Баранов И. Л., Бондаренко В. П., Дорофеев А. М. Современные методы геттерирования в технологии полупроводниковой электроники // *Зарубежная электронная техника*. — 1983. — № 11. — С. 3–66. [Labunov V. A., Baranov I. L., Bondarenko V. P., Dorofeev A. M. // *Zarubezhnaya elektronnaya tekhnika*. 1983. N 11. P. 3]

15. Немцев Г. З., Пекарев А. И., Чистяков Ю. Д., Бурмистров А. Н. Геттерирование точечных дефектов в производстве полупроводниковых приборов // *Обзоры зарубежной электронной техники*. — 1981. — № 11. — С. 3–63. [Nemtsev G. Z., Pekarev A. I., Chistyakov Yu. D., Burmistrov A. N. // *Obzory zarubezhnoi elektronnoi tekhniki*. 1981. N 11. P. 3]

16. Rorgonyi G. A., Petroff P. M., Read M. H. Elimination of oxidation — induced stacking faults by preoxidation gettering of silicon wafers // *Electroch. Soc.* — 1975. — Vol. 122, N 12. — P. 1725–1732.

17. Бритвин А. А., Литвинов М. Ю., Литвинов Ю. М. и др. Прогнозирование глубины приповерхностных повреждений в материалах электронной техники при их обработке свободным абразивом // *Электронная промышленность*. — 2003. — Вып. 3. — С. 97–101. [Britvin A. A., Litvinov M. Yu., Litvinov Yu. M. i dr. // *Elektronnaya promyshlennost'*. 2003. Iss. 3. P. 97]

18. Medernach J. W., Wells W. A., Witherspoon L. An evaluation of extrinsic gettering techniques // *Semiconductor*

Silicon 1986.: Proc. of the V Intern. Symp. on Silicon Mater. Sci. and Tech. / Ed. H.R.Huff, T.Abe, B.Kolbesen. — Pennington: The Electrochemical Society, 1986. — Vol. 86, N 4. — P. 915–926.

19. Pat. 5759087 USA. Method for inducing damage for gettering to single crystal silicon wafer / H. Masumura, M. Nakano, H. Kudo (Japan). — 02.06.1998.

20. Renshi S. Durability of mechanical damage gettering effect in Si wafers // *Japanese Journal of Applied Physics*. — 1984. — Vol. 23, N 8, Pt.1. — P. 959–964.

21. Анищик В. М., Горушко В. А., Пилипенко В. А. Физические основы быстрой термообработки. Геттерирование, отжиг ионнолегированных слоев, БТО в технологии СБИС. — Минск: БГУ, 2001. [Anishchik V. M., Gorushko V. A., Pilipenko V. A. *Fizicheskie osnovy bystroj termoobrabotki. Getterirowanie, otzhig ionnolegirovannykh sloev, BTO v tekhnologii SBIS*. Minsk: BGU, 2001.]

22. Rorgonyi G. A., Petroff P. M., Shing T. T. Elimination of process-induced stacking faults by preoxidation gettering of silicon wafers // *J. Electroch. Soc.* — 1976. — Vol. 123, N 4. — P. 565–571.

23. Lecrosnier D., Paugam J., Richou F. et al. Influence of phosphorus-induced point defects on a gold-gettering mechanism in silicon // *J. Appl. Phys.* — 1980. — Vol. 51, N 2. — P. 1036–1040.

24. Larrabee G. B., Keenan J. A. Neutron activation analyses of epitaxial silicon // *J. Electroch. Soc.* — 1971. — Vol. 118, N 8. — P. 1353–1358.

25. Roorda S., Morin B., Soudee E., Gujrathi S. C. Backside gettering of Cu by porous Si // *Canadian Journal of Physics*, 1995, 73(1-2). — P. 45–47.

26. Орлов А. М., Соловьев А. А., Явтушенко И. О., Скворцов А. А. О перераспределении дислокаций в монокристаллах кремния вблизи концентраторов напряжений // *Физика твердого тела*. — 2007. — Т. 49, вып. 6. — С. 1039–1043.

27. Jaworska D., Shyszko W., Tarnowska E. The efficiency of gettering Au in *n*-type and *p*-type silicon // *Semiconductor Science and Technology*. — 1988. — N 3. — P. 813–815.

28. Baginski T. A., Honkowski J. R. Germanium backside gettering of gold in silicon // *Jornal of the Electrochemical Society*. — 1986. — Vol. 133, N 1. — P. 142–147.

29. Geipel H. J., Tice W. K. Critical microstructure for ion implantation gettering effects in silicon // *Applied Physics Letters*. — 1977. — Vol. 30, N 7. — P. 325–327.

30. Meek R. L., Seidel T. E., Cullis J. BPSG gettering effects in silicon wafers // *Jornal of the Electrochemical Society*. — 1975. — Vol. 122. — P. 786–788.

31. Hsieh C.-M., Mathews J. R., Seidel H. D. Ion-implantation-damage gettering effect in silicon photodiode array camera target // *Appl. Phys. Let.* — 1973. — Vol. 22, N 5. — P. 238–240.

32. Buck T. M., Pickar K. A., Poate J. M., Hsieh C.-M. Gettering rates of various fast-diffusing metal impurities at ion-damaged layers on silicon // *Appl. Phys. Let.* — 1972. — Vol. 21, N 10. — P. 485–487.

33. Prussin S. Ion implantation gettering; a fundamental approach // *Solid State Technology*. — 1981. — N 7. — P. 52–54.

34. Ueda O., Nauka K., Lagowski J. On the mechanism of intrinsic gettering by butterflytype defects in silicon // *Hat. Issues Silicon Integr. Circ. Pross. Symp.* — 1986. — Vol. 71. — P. 21–26.

35. Peibst H., Raidt H. Nucleation of oxygen precipitations and efficiency of internal gettering centres in Czochralski silicon // *Physica Status Solidi (a)*. — 1981. — Vol. 68. — P. 253–257.

36. Kamarou A. A., Kamarou A. F., Zukowski P. Gettering of metal impurities to cavities formed by hydrogen and helium

implantation in silicon // Ion implantation and other application of ions and electrons: III Internat. Symp. — Poland, Kazimierz Dolny. — 2000. — P. 42.

37. Fichtner P. F. P., Behar M., Kaschny J. R. et al. Copper gettering at half the projected ion range induced by low-energy channeling He implantation into silicon // Appl. Phys. Lett. — 2000. — Vol. 77, N 7. — P. 972–975.

38. Tan T. Y., Gardner E. E., Tice H. K. Intrinsic gettering by oxide precipitate induced dislocations in Czochralski Si // Appl. Phys. Lett. — 1977. — Vol. 30, N 4. — P. 175–176.

39. Антонова И. В., Мисюк А., Попов В. П., Шаймеев С. С. Исследование процесса формирования кислородных преципитатов в кремнии // Физика и техника полупроводников. — 1997. — Т. 31, №. 8. — С. 998–1002. [Antonova I. V., Misjuk A., Popov V. P., Shaimeev S. S. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 1997. Vol. 31, N 8. P. 998]

40. Takeno H., Otagawa T., Kitagawara Y. Practical computer simulation technique to predict oxygen precipitation behavior in Czochralski silicon wafers for various thermal processes // Journal of the Electrochemical Society. — 1997. — Vol. 144, N 12. — P. 4340–4245.

41. Рудаков В. И., Башмаков А. В., Овчаров В. В. Моделирование процесса удаления примесей из полупроводниковых пластин в неоднородном температурном поле // Письма в журнал технической физики. — 2004. — Т. 30, вып. 5. — С. 54–59. [Rudakov V. I., Bashmakov A. V., Ovcharov V. V. // Pis'ma v zhurnal tekhnicheskoi fiziki. 2004. Vol. 30, iss. 5. P. 54]

42. Островский И. В., Надточий А. Б., Подолян А. А. Стимулированное ультразвуком низкотемпературное перераспределение примесей в кремнии // Физика и техника полупроводников. — 2002. — Т. 36, вып. 4. — С. 389–391. [Ostrovskii I. V., Nadtochii A. B., Podolyan A. A. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 2002. Vol. 36, iss. 4. P. 389]

43. Пляцко С. В. Генерация объемных дефектов в некоторых полупроводниках лазерным излучением в области прозрачности кристалла // Физика и техника полупроводников. — 2000. — Т. 34, вып. 9. — С. 1046–1052. [Plyatsko S. V. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 2000. Vol. 34, iss. 9. P. 1046]

44. Винценц С. В., Зотеев А. В., Плотников Г. С. О порогах возникновения неупругих деформаций в поверхностных слоях Si и GaAs при многократном импульсном лазерном облучении // Физика и техника полупроводников. — 2002. — Т. 36, вып. 8. — С. 902–906. [Vintsents S. V., Zoteev A. V., Plotnikov G. S. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 2002. Vol. 36, iss. 8. P. 902]

45. Коэн М. Г., Каплан Р. А., Артурс Ю. Г. Микрообработка материалов // ТИИЭР. — 1982. — Т. 70, № 6. — С. 27–35. [Koen M. G., Kaplan R. A., Arturs Yu. G. // TIIEP. 1982. Vol. 70, N 6. P. 27]

46. Hayafuji Y., Yanada T., Aoki Y. Laser damage gettering and its application to life time improvement in silicon // J. Electroch. Soc. — 1981. — Vol. 128, N 9. — P. 1975–1982.

47. Пилипенко В. А., Горушко В. А., Стержанов Н. И. и др. Лазерное геттерирование дефектов в производстве полупроводниковых приборов и ИС // Электронная техника. Сер. 3. — 1984. — Вып. 1. — С. 107–108. [Pilipenko V. A., Gorushko V. A., Sterzhanov N. I. i dr. // Elektronnaya tekhnika. Ser. 3. 1984. Iss. 1. P. 107]

48. Пилипенко В. А., Горушко В. А., Стержанов Н. И., Сухопаров А. И. Улучшение структуры полупроводниковых слоев геттерированием с использованием лазерного излучения // Электронная техника. Серия 8. — 1983. — Вып. 5. — С. 7–11. [Pilipenko V. A., Gorushko V. A., Sterzhanov N. I., Sukhoparov A. I. // Elektronnaya tekhnika. Seriya 8. 1983. Iss. 5. P. 7]

49. Пилипенко В. А., Попов Ю. П. Использование фотонных технологических процессов при изготовлении интегральных микросхем // Электронная промышленность. — 1988. — Вып. 5. — С. 3–11. [Pilipenko V. A., Popov Yu. P. // Elektronnaya promyshlennost'. 1988. Iss. 5. P. 3]

50. Пилипенко В. А., Пономарь В. Н., Горушко В. А. Управление свойствами тонкопленочных систем с применением импульсной фотонной обработки // Инженерно-физический журнал. — 2003. — Т. 76, № 4. — С. 95–98. [Pilipenko V. A., Ponomar' V. N., Gorushko V. A. // Inzhenerno-fizicheskii zhurnal. 2003. Vol. 76, N 4. P. 95]

51. Вечер Д. В., Горушко В. А., Емельянов В. А. и др. Формирование геттерирующих слоев в кремнии с применением непрерывного лазерного излучения // Доклады БГУИР. — 2006. — № 5. — С. 5–12. [Vechev D. V., Gorushko V. A., Emel'yanov V. A. i dr. // Doklady BGUIR. 2006. N 5. P. 5]

52. Пилипенко В. А., Вечер Д. В., Понарядов В. В. и др. Влияние лазерного геттерирования на структурные и электрические параметры эпитаксиальных пленок кремния // Вестник БГУ. Сер. 1. — 2007. — № 2. — С. 39–42. [Pilipenko V. A., Vechev D. V., Ponaryadov V. V. i dr. // Vestnik BGU. Ser. 1. 2007. N 2. P. 39]

53. Пилипенко В. А., Вечер Д. В., Понарядов В. В. и др. Влияние лазерного геттерирования кремниевых пластин на свойства границы раздела Si-SiO₂ // Вестник БГУ. Сер. 1. — 2008. — № 1. — С. 23–25. [Pilipenko V. A., Vechev D. V., Ponaryadov V. V. i dr. // Vestnik BGU. Ser. 1. 2008. N 1. P. 23]

54. Пилипенко В. А., Вечер Д. В., Горушко В. А. и др. Влияние лазерного геттерирования на электрические параметры биполярных ИМС // Доклады БГУИР. — 2009. — № 8. — С. 63–66. [Pilipenko V. A., Vechev D. V., Gorushko V. A. i dr. // Doklady BGUIR. 2009. N 8. P. 63]

55. Черепнин Н. В. Физические концепции механизма лазерного отжига имплантированных полупроводниковых структур // Обзоры по электронной технике. Сер. 7. — 1981. — Вып. 8. — С. 3–25. [Cherepnin N. V. // Obzory po elektronnoi tekhnike. Ser. 7. 1981. Iss. 8. P. 3]

56. Пилипенко В. А., Горушко В. А., Стержанов Н. И. и др. Лазерная обработка поверхности кремниевых пластин // Поверхность. Физика, химия, механика. — 1984. — Т. 7. — С. 113–108. [Pilipenko V. A., Gorushko V. A., Sterzhanov N. I. i dr. // Poverkhnost'. Fizika, khimiya, mekhanika. 1984. Vol. 7. P. 113]

57. Пилипенко В. А., Вечер Д. В., Горушко В. А. и др. Свойства поверхности кремния после лазерной обработки импульсами наносекундной длительности // ИФЖ. — 2008. — Т. 81, № 3. — С. 592–595. [Pilipenko V. A., Vechev D. V., Gorushko V. A. i dr. // IFZh. 2008. Vol. 81, N 3. P. 592.]

58. Lambert I. L., Reese M. The gettering of gold and copper from silicon // Solid State Electron. — 1968. — Vol. 11, N 11. — P. 1055–1060.

59. Shibayama H., Masaki H., Ishikawa H., Hashimoto H. Shrinkage effect of stacking-faults during HCl oxidation in steam // Appl. Phys. Lett. — 1976. — Vol. 29, N 3. — P. 136–138.

60. Hattori J. HCl oxidation conditions for stacking-fault nuclei gettering and for silicon etching // J. Appl. Phys. — 1977. — Vol. 49, N 5. — P. 2994–2999.

61. Seidel T. E., Haszko S. E., Maker D. M. Electron-beam-induced current and TEM studies of stacking faults formed by the oxidation of boron-implanted silicon // J. Appl. Phys. — 1977. — Vol. 48, N 12. — P. 5038–5043.

62. Pickar K. A., Poate J. M., Buck T. M. Gettering rates of various fast-diffusing metal impurities at ion-damaged layers on silicon // J. Appl. Phys. — 1975. — Vol. 46, N 2. — P. 600–604.

63. Yang K. H., Schwittke G. H. Minority carrier lifetime improvement in silicon through laser damage gettering // Phys. Stat. Sol. (a). — 1980. — Vol. 58, N 1. — P. 127–132.

64. Sigmon T. W., Cbepregi L., Mayer L. M. Ion-implantation gettering of gold in silicon // J. Electroch. Soc. — 1976. — Vol. 123, N 7. — P. 1116–1121.

65. Meek R. L., Seidel T. E., Cullis A. G. Diffusion gettering of Au and Cu in silicon // J. Electroch. Soc. — 1975. — Vol. 122, N 6. — P. 786–792.

66. Shinura F., Tsuya H., Kawanura T. Thermally induced defect behavior and effective intrinsic gettering sink in silicon wafers // J. Electroch. Soc. — 1981. — Vol. 128, N 7. — P. 1579–1586.

67. Ing S. W., Morris R. E., Alt L. L. Gettering of metallic impurities from planar silicon diodes // J. Electroch. Soc. — 1963. — Vol. 110, N 6. — P. 533–538.

68. Antonella P., Maufred R., Eurichetta S. Denuded sone stability in a SPAD diode as a function of outdiffusion parameters // IEEE Transaction Electron Devices. — 1987. — Vol. 34, N 7. — P. 1486–1500.

69. А. с. СССР 1753894. Способ очистки кремниевых пластин и слитков / В.А. Харченко, А.А. Стук, Б.В. Смирнов, и др. — 1992. — Бюл. № 46. [A. s. 1753894 SSSR / Kharchenko V. A., Stuk A. A., Smirnov B. V. et al. 1992. Bull. 46.]

70. Пилипенко В. А., Пономарь В. Н., Горушко В. А. Модель лазерного геттерирования быстродиффундирующих примесей // Инженерно-физический журнал. — 2005. — Т. 78, № 3. — С. 107–109. [Pilipenko V. A., Ponomar' V. N., Gorushko V. A. // Inzhenerno-fizicheskii zhurnal. 2005. Vol. 78, N 3. P. 107]

71. Inoue N., Watanabe K., Wada K., Osaka J. Time-lag in nucleation of oxide precipitates in silicon due to high temperature preannealing // Journal of Crystal Growth. — 1987. — Vol. 84, N 1. — P. 21–35.

72. Воронков В. В., Мильвидский М. Г., Гринштейн П. М., и др. Гомогенное зарождение преципитатов в кремнии // Кристаллография. — 1989. — Т. 34, вып. 1. — С. 199–207. [Voronkov V. V., Mil'vidskii M. G., Grinshtein P. M., i dr. / Kristallografiya. 1989. Vol. 34, iss. 1. P. 199]

Дата поступления рукописи
в редакцию 08.02 2013 г.

Pilipenko V. A., Gorushko V. A., Petlitskiy A. N., Ponaryadov V. V., Turtsevich A. S., Shvedov S. V. **Methods and mechanisms of gettering of silicon structures in the production of integrated circuits.**

Keywords: silicon, getter, laser, rapidly diffusing impurity, gettering center, dislocation, stacking fault.

Increasing the degree of integration of hardware components imposes more stringent requirements for the reduction of the concentration of contaminants and oxidation stacking faults in the original silicon wafers with its preservation in the IC manufacturing process cycle. This causes high relevance of the application of gettering in modern microelectronic technology. The existing methods of silicon wafers gettering and the mechanisms of their occurrence are considered.

Branch "Transistor" of JSC "Integral".

Пилипенко В. А., Горушко В. А., Петлицкий А. Н., Понарядов В. В., Турцевич А. С., Шведов С. В. **Методи та механізми гетерування кремнієвих структур у виробництві інтегральних мікросхем.**

Ключові слова: кремній, гетер, лазер, швидкодифундуюча домішка, центр гетерування, дислокація, дефект упаковки.

Збільшення ступеня інтеграції елементної бази перед'являє все більш жорсткі вимоги до зменшення концентрації забруднюючих домішок та окислювальних дефектів упаковки у вихідних кремнієвих пластинах за її збереження у технологічному циклі виготовлення ІМС. Це обумовлює високу актуальність застосування гетерування в сучасній технології мікроелектроніки. Розглянуто існуючі методи гетерування кремнієвих пластин та розглянуто механізми їх перебігу.

Філія «Транзистор» ВАТ «Інтеграл».

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ

Белоус А. И., Емельянов В. А., Турцевич А. С. Основы схемотехники микроэлектронных устройств.— Москва: Техносфера, 2012.

В книге представлен анализ особенностей работы, методы проектирования и основы практического применения цифровых микросхем в составе современных микроэлектронных устройств, предложен большой набор эффективных схемотехнических решений базовых элементов для реализации требований, предъявляемых к микроэлектронным устройствам, приведено детальное описание принципов работы и правил применения современных базовых элементов в составе микроэлектронных устройств.

Издание ориентировано на широкий круг инженерно-технических работников, учёных, студентов и аспирантов, специализирующихся в области разработки, организации производства и эксплуатации радиоэлектронной бытовой, промышленной и специальной техники, информационно-коммуникационных, телекоммуникационных и навигационных применений, использующих современные микроэлектронные устройства.



УДК 621.362:621.383

К. т. н. С. Н. ДРАНЧУК, к. т. н. В. А. ЗАВАДСКИЙ, д. т. н. В. А. МОКРИЦКИЙ¹

Украина, Одесская национальная морская академия,

¹Одесский национальный политехнический университет

E-mail: vaaz@ukr.net, mokrickiy@mail.ru

МЕТОД ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ ТОЛСТЫХ СЛОЕВ

На основе разработанной авторами модели массопереноса предложен новый метод эпитаксии толстых слоев. Метод предусматривает рост различных частей слоев в двухслойных системах, получаемых из раствора-расплава, и позволяет контролировать толщину подплавления подложек и толщину слоев, полученных на верхней и нижней подложках, с учетом различия механизмов переноса кристаллизующего вещества.

Ключевые слова: эпитаксия, раствор-расплав, диффузия, слой, концентрация.

С развитием микроэлектроники совершенствуются и технологические процессы жидкостной эпитаксии. В связи с этим широкое применение нашли способы эпитаксии слоев при резком изменении скорости охлаждения раствора-расплава, призванные улучшить их качество: уменьшить плотность дислокаций [1], улучшить параметры светоизлучающих приборов [2]. В то же время, актуальной остается проблема получения из жидкой фазы качественных эпитаксиальных слоев соединений A^3B^5 толщиной более 100 мкм, что связано с возникновением гомогенной кристаллизации в растворе-расплаве.

Результаты исследований кинетики эпитаксиального роста, представленные в [3], послужили предпосылкой к разработке практической методики получения толстых слоев жидкофазной эпитаксией. В настоящей статье приводится суть разработанного метода эпитаксии толстых слоев, реализованного для арсенида и фосфида галлия.

Теоретические основы метода эпитаксии

Методика эпитаксии слоя из раствора-расплава, размещенного в промежутке δ между двумя горизонтально расположенными подложками, описана нами ранее в [3]. В этом случае выполняется условие $t_p > \tau_2 = \delta^2 / (4D)$, т. е. возмущения в распределении концентрации вещества в жидкой фазе, связанные с кристаллизацией на подложках, за время роста t_p успевают распространиться по всему ограниченному объему жидкой фазы. В начальный момент времени ($t=0$) происходит контакт подложки с раствором, предварительно насыщенным до равновесной концентрации C_1 при начальной температуре эпитаксии T_1 . После этого раствор принудительно охлаждают со скоростью a_1/m в течение

времени $t = 0 \dots t_1$. При этом значение δ и скорость охлаждения a_1/m выбираются таким образом, чтобы рост первой части слоя происходил в условиях конвективно-диффузионного массопереноса, т. е. выполнялось соотношение [4]

$$\delta > \delta_K = 10,17 \sqrt{\frac{\nu_l M_l \rho_s D^2 X_1}{g(a/m) M_s (\rho_l - \rho_s)}}, \quad (1)$$

где M_l , ρ_l — молекулярный вес и плотность растворителя соответственно;

M_s , ρ_s — молекулярный вес и плотность растворенного вещества соответственно;

ν_l — кинематическая вязкость раствора;

g — ускорение свободного падения;

D — коэффициент диффузии растворенного вещества в растворителе;

$1/m$ — тангенс угла наклона кривой ликвидуса соответствующей диаграммы состояния;

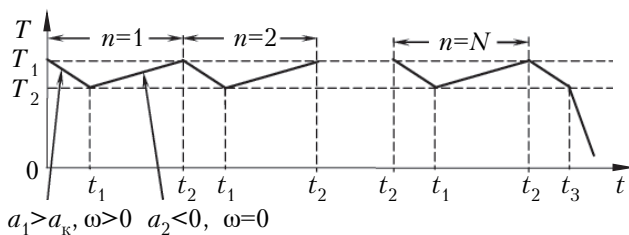
X_1 — атомная доля растворенного вещества в растворе при начальной температуре T_1 .

Как было показано в [3], рост первой части слоя достигает стационарного состояния за время $t > 0,3\delta^2/D$. При изменении скорости охлаждения системы с a_1/m на a_2/m скорость роста слоев на обеих подложках выравнивается за время $t - t_1 > 0,3\delta^2/D$ и достигает некоторого стационарного значения, которое зависит только от отношения a_2/a_1 . Чем меньше становится скорость охлаждения, тем меньше значение стационарной скорости роста второй части слоя. Если после наращивания первой части слоя охлаждение прекратит ($a_2=0$), то толщина эпитаксиального слоя достигнет максимума, обусловленного параметрами первой части слоя, и его рост прекратится.

При $a_2/a_1 < 0$ (нагрев системы) происходит растворение ранее выращенной первой части слоя на обеих подложках. Однако за счет конвективного переноса при наращивании первой части слоя толщина слоя на верхней подложке будет выше, чем на нижней, и поэтому растворение слоя на ней завершится позже. При полном растворении слоя на нижней подложке, на верхней останется часть слоя, выращенного ранее.

Практическая реализация метода эпитаксии для толстых слоев

Описанный эффект использован нами для получения эпитаксиальных слоев толщиной более 100 мкм с помощью циклического изменения скорости охлаждения от a_1/m до a_2/m в интервале значений температуры $T_1...T_2$. При этом a_1/m выбиралась больше критической скорости a_k/m , необходимой для возникновения свободной конвекции объема раствора согласно выражению (1), а a_2/m была отрицательной, чтобы вызвать растворение слоя в условиях только диффузионного массопереноса (см. рисунок, ω — характеристическая скорость процесса свободной конвекции [4]).



Циклический температурный режим проведения эпитаксии в условиях изменения механизма массопереноса от конвективно-диффузионного ($\omega > 0$) до диффузионного ($\omega = 0$)

В интервале времени от 0 до t_1 или от t_2 до t_1 при скорости охлаждения $a_1/m > 0$ рост слоя происходит в условиях диффузионно-конвективного массопереноса, и его толщина на верхней подложке больше, чем в условиях диффузионного массопереноса. В интервале времени от t_1 до t_2 и от t_2 до t_3 при скорости охлаждения $a_1/m < 0$ растворение слоя происходит одинаково как на верхней, так и на нижней подложках. Толщина растворенного слоя на обеих подложках определяется выражением [5]

$$h = \frac{a\delta}{2mC_s} \left\{ t - \frac{4\delta^2}{D\pi^4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[1 - (-1)^n]}{n^4} \times \right. \\ \left. \times \left\{ 1 - \exp \left[-D \left(\frac{n\pi}{\delta} \right)^2 t \right] \right\} \right\}, \quad (2)$$

т. е. на верхней подложке происходит неполное растворение слоя. Таким образом, за один цикл на верхней подложке нарастает слой толщиной

$$h_{1b} = \frac{a_1\delta(t_1 - t_2)}{mC_s} \left\{ \left[1 - \exp \left(-\frac{\omega\delta}{D} \right) \right]^{-1} - \frac{D}{\omega\delta} \right\} - \frac{a_2\delta(t_2 - t_1)}{2mC_s}, \quad (3)$$

где C_s — концентрация растворенного вещества в твердой фазе $C_s = \rho_s N_A / M_s$;
 N_A — число Авогадро.

За N циклов толщина слоя составит

$$h_b = h_{1b}(N + 1) - \frac{a_2\delta(t_2 - t_1)}{2mC_s}. \quad (4)$$

При этом толщина эпитаксиального слоя ограничивается только временем проведения процесса (количеством циклов N), поскольку рост происходит за счет диффузионно-конвективного массопереноса вещества с нижней подложки к верхней.

При выращивании слоев арсенида и фосфида галлия из раствора в галлии в температурных интервалах, соответственно, 750...800 и 1050...1000°С с расстоянием между подложками 2 мм, при $a_1/m = 2 \cdot 10^{-5}$ и $a_2/m = 2 \cdot 10^{-6}$ ат.доли/с толщина полученных слоев на верхней подложке за один цикл составила 3,27 мкм, а за 50 циклов — около 145 мкм. При этом время одного цикла составило 1 ч 36 мин, а 50 циклов — около 80 ч, что полностью подтвердило проведенные ранее теоретические расчеты [3, 6].

Таким образом, предложенный метод позволяет проводить эпитаксию толстых слоев полупроводниковых соединений типа A^3B^5 , пригодных для изготовления фотоэлектронных преобразователей повышенной мощности. И поскольку толщина получаемых слоев ограничивается только временем проведения процесса, а не диапазоном снижения температуры, это позволяет получать слои толщиной, значительно превышающей 100 мкм.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Saul R. H. Reduced dislocation densities in liquid-phase epitaxy layers by intermittent growth // J. Electrochem. Soc. — 1971. — V. 118, N 5. — P. 793–796.
2. Ивлева О. Н., Якубеня М. Н., Вилисова И. Д., Чернов Н. А. Рентгенографическое исследование многослойных автоэпитаксиальных слоев арсенида галлия // Электронная техника. Сер. Материалы. — 1980. — Вып. 4. — С. 71–72. [Ivleva O. N., Yakubeniya M. N., Vilisova I. D., Chernov N. A. // Elektronnaya tekhnika. Ser. Materialy. 1980. Iss. 4. P. 71]
3. Дранчук С. Н., Завадский В. А., Дранчук А. С. Кинетика роста толстых слоев полупроводников при резком изменении скорости охлаждения раствора-расплава // В сб.: Труды Одесского политехнического университета. — 2001. — Вып. 1. — С. 152–157. [Dranchuk S. N., Zavadskii V. A., Dranchuk A. S. // V sb.: Trudy Odesskogo politekhnicheskogo universiteta. 2001. Iss. 1. P. 152]
4. Дранчук С. Н., Литвин А. А., Мокрицкий В. А. Механизмы массопереноса вещества при жидкофазной эпитаксии

// Теоретические основы химической технологии. — 1987. — Вып. 2. — С. 247–250. [Dranchuk S. N., Litvin A. A., Mokritskii V. A. // Teoreticheskie osnovy khimicheskoi tekhnologii. 1987. Iss. 2. P. 247]

5. Болховитянов Ю. Б. Кинетика роста полупроводниковых пленок из раствора-расплава // В кн.: Полупроводниковые пленки для микроэлектроники. — Новосибирск: Наука, 1977. — С. 170–192. [Bolkhovityanov Yu. B. // In book: Poluprovodnikovye plenki dlya mikroelektroniki. Novosibirsk: Nauka, 1977. P. 170]

6. Дранчук С.Н., Мокрицкий В.А. Кинетика роста слоев полупроводников при резком изменении скорости охлаждения раствора-расплава // Электронная техника. Сер. Материалы. — 1985. — Вып. 2. — С. 62–65. [Dranchuk S. N., Mokritskii V. A. // Elektronnaya tekhnika. Ser. Materialy. 1985. Iss. 2. P. 62]

*Дата поступления рукописи
в редакцию 23.08 2012 г.*

Dranchuk S. N., Zavadskiy V. A., Mokritskiy V. A. **Thick layers liquid-phase epitaxy method.**

Key words: epitaxy, solution, melt, diffusion, layer, concentration.

On the basis of the authors' model of mass transfer, a new method for thick layers epitaxy has been developed. The method provides for the growth of different parts

of the layers in two-layer systems obtained from the solution-melt and allows to control the thickness of substrate submelting and the thickness of layers obtained at the upper and lower substrates, in consideration of different crystallized substance transport mechanisms.

Ukraine, Odessa National Maritime Academy, Odessa National Polytechnic University.

Дранчук С. Н., Завадський В. А., Мокрицький В. А. **Метод рідиннофазної епітаксії товстих шарів.**

Ключові слова: епітаксія, розчин, розплав, дифузія, шар, концентрація.

На основі розробленої авторами моделі масопереносу запропоновано новий метод епітаксії товстих шарів. Метод передбачає вирощування різних частин шарів в двошарових системах, одержуваних з розчину-розплаву, і дозволяє контролювати товщину підплавлення підкладок і товщину шарів, отриманих на верхній та нижній підкладках з урахуванням відмінностей механізмів перенесення речовини, що кристалізується.

Україна, Одеська національна морська академія, Одеський національний політехнічний університет.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ



Куэй Р. Электроника на основе нитрида галлия.— Москва: Техносфера, 2011.

Представленный в книге аналитический обзор охватывает свыше 1750 работ, посвященных III-N полупроводникам, которые применяются для создания транзисторов и радиоэлектронных устройств большой мощности, работающих в СВЧ-диапазоне частот. Рассмотрены материалы, приборы, их технология, моделирование, проблемы надежности и применения. Книга представляет большой интерес для студентов, аспирантов, инженеров, разработчиков приборов и соответствующей аппаратуры.

НОВЫЕ КНИГИ



Митягин А. Ю., Фещенко В. С. Фотоприемники УФ-диапазона на природных алмазах (на английском языке + CD с переводом текста на русский язык).— Одесса: Политехпериодика, 2013.

В монографии представлены результаты исследований фотоприемников на основе природных алмазов, в частности конструкции, технологии изготовления и результаты тестирования экспериментальных моделей одно- и многоэлементных УФ-фотоприемников. Показана принципиальная возможность создания на основе алмаза высокочувствительных элементов матрицы. В книге также представлены разработки двухканальных алмазных фотоприемников, работающих в ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах.

УДК 621.382.323; 621.315.592.4

К. ф.-м. н. А. Л. КУКЛА, С. В. ЛОЗОВОЙ,
А. С. ПАВЛЮЧЕНКО, к. х. н. С. Н. НАГИБИН¹

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

¹ГП «Укрметртестстандарт»

E-mail: kukla@isp.kiev.ua

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДАТЧИКОВ НА ОСНОВЕ рН-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Исследованы полупроводниковые первичные электроды на основе двойных рН-чувствительных полевых транзисторов при работе как в режиме определения величины рН исследуемых растворов, так и в дифференциальном режиме измерения сенсорных откликов. Для измерения откликов реализована упрощенная трехэлектродная конфигурация датчика. Показано, что по параметрам точности, воспроизводимости и стабильности измерений электроды удовлетворяют требованиям типовых применений.

Ключевые слова: ионоселективный полевой транзистор, рН-ПТ-электрод, рН-чувствительность, метрологические параметры.

Открытие Бергвельдом в 1970 г. ионной чувствительности структуры «электролит — диэлектрик — кремний» [1] и создание на ее базе первого твердотельного ион-чувствительного электрода положило начало развитию нового класса миниатюрных полупроводниковых датчиков на основе ионоселективных полевых транзисторов (ИСПТ). Их преимуществами являются малые размеры, высокое быстродействие и возможность массового производства по микроэлектронной технологии. Такие датчики, как полностью твердотельные первичные преобразователи ионной концентрации в электрический сигнал, можно поточно изготавливать на технологических линиях по производству МДП-транзисторов, что обеспечивает их дешевизну и незначительный разброс характеристик. Конструкция кристаллов ИСПТ формируется методом фотолитографии и при необходимости может легко варьироваться. Подобные датчики могут успешно применяться для работы в жидких и газообразных средах. В настоящее время твердотельные преобразователи на основе полупроводниковых структур, в частности рН-чувствительных полевых транзисторов (рН-ПТ) [1–3], в определенной мере являются альтернативой стеклянным ион-чувствительным электродам как в обычной рН-метрии, так и для ряда специальных применений, включая анализ активности ионов разных типов с использованием ионофоров [1]. Например, указанные выше важные преимущества рН-ПТ позволяют использовать их как первичные датчики для химических и биологических сенсорных устройств, основанных на биохимических методах анализа с использованием специфических каталитических реакций [2–5]. В ряде предыдущих работ [6, 7] нами были описаны рН-чув-

ствительные электроды, разработанные на основе двойных р-канальных кремниевых полевых транзисторов с диэлектрическим слоем оксида и нитрида кремния. Возможность использования изготовленных электродов, в том числе в дифференциальном режиме измерений, была широко опробована для экологического мониторинга [5, 6], контроля качества продуктов питания [8] и биомедицинских исследований [9].

Чаще всего в качестве измерительного преобразователя для ИСПТ-датчиков используется схема слежения с отрицательной обратной связью, которая автоматически поддерживает ток канала ИСПТ на уровне выбранного значения [6, 10–13]. Схема реализована на базе электрометрического усилителя с ИСПТ, включенным в цепь обратной связи, и интегратора со смещенной общей точкой, выходной сигнал которого непосредственно используется для управления проводимостью канала ИСПТ. Несмотря на ряд преимуществ этой схемы (прямое отслеживание потенциала затвора ИСПТ, независимость от крутизны его переходной характеристики, возможность работы на нелинейном участке ВАХ), она имеет и существенные недостатки, основными из которых являются нестабильность и ограниченный диапазон выбора рабочей точки, сложность реализации симметричных прецизионных каскадов, переход в режим необратимого насыщения или осцилляции при потере контакта с раствором или электродом сравнения [6]. Кроме того, для корректной работы с такой схемой датчик должен иметь отдельные выводы для стоков и истоков каждого транзистора. В случае двоярного (дифференциального) датчика необходимое количество выводов составляет 5 (вместе с контактом к подложке).

Указанные недостатки схемы слежения можно устранить, если заменить ее схемой прямого измерения тока в канале транзистора [7]. Такая схема для дифференциальной пары транзисторов может быть реализована с использованием лишь одного источника стабильного напряжения, который является одновременно открывающим (напряжение «затвор — исток») и токообразующим (напряжение «сток — исток»). В этом случае дифференциальный электрод может иметь только три вывода, два из которых являются стоками транзисторов, а третий — объединенным выводом двух истоков и подложки. Таким образом, взяв за основу отклик ИСПТ по току, можно получить более простую измерительную систему как с конструктивной, так и со схемотехнической точек зрения, не ухудшив при этом ее рабочие параметры. В то же время, недостатком такого подхода остается невозможность раздельного регулирования управляющего напряжения для каждого из транзисторов, поэтому к идентичности характеристик обоих элементов дифференциальной пары предъявляются более жесткие требования.

С учетом сказанного, а также того, что разработанные рН-ПТ-электроды можно использовать в качестве первичных датчиков для точных измерений величины рН исследуемых растворов (а не только для биохимических экспериментов, в которых точность количественной интерпретации результатов измерений ограничивается методическими факторами), очевидна необходимость тщательного метрологического исследования основных характеристик электродов. К таким характеристикам относятся, прежде всего, передаточная характеристика рН-ПТ-электрода (т. е. зависимость тока от величины рН), стабильность электродов (временной дрейф тока и рН-чувствительности), величина гистерезиса и пределы погрешности при измерении величины рН растворов в диапазоне от 4 до 10.

Целью данной работы являлось изучение метрологических характеристик рН-ПТ-электродов, изготовленных в упрощенной конструкции, и сравнение их с известными характеристиками существующих средств измерения рН, а также оценка пригодности разработанных твердотельных датчиков для решения типовых задач рН-метрии с учетом требований регламентирующих нормативных документов [14, 15].

Конструкция рН-чувствительного электрода

Топология полупроводникового транзисторного кристалла с двумя идентичными транзисторными элементами и конструкция собранного электрода показаны на **рис. 1**. Конструктивно-технологические особенности разработанных кристаллов и рН-ПТ-электродов на их основе подробно рассмотрены в [6, 7]. Транзисторный кристалл монтировали на печатную плату, их электрическое соединение осуществлялось с помощью

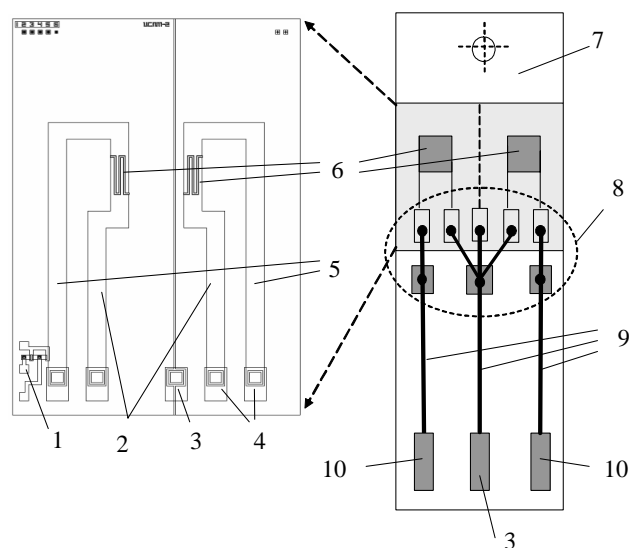


Рис. 1. Топология полупроводникового кристалла (а) и конструкция электрода (б):

1 — два тестовых МОП-транзистора с металлическими затворами; 2, 5 — p^+ -диффузионные шины от областей истоков и стоков транзисторов соответственно; 3 — контакт к n -подложке (в центре), объединенный с выводами истоков транзисторов; 4 — алюминиевые контактные площадки к выводам транзисторов, выведенные на край кристалла; 6 — зигзагообразные области затворов; 7 — монтажная плата; 8 — область герметизации; 9 — печатные проводники; 10 — контакты к стокам транзисторов

ультразвуковой сварки, после чего области контактирования герметизировали изолирующим компаундом (рис. 1, б). Полученный электрод рассчитан на установку в специально изготовленную измерительную кювету. Как уже указывалось, была предложена конструкция электродов с тремя выводами для упрощения коммутации с вторичными измерительными преобразователями, построенными на базе схемы прямого измерения токов в каналах транзисторов.

Эксперимент

Для измерения характеристик датчиков использовали поверенные приборы с известными метрологическими параметрами, собранные в измерительную установку, блок-схема которой показана на **рис. 2**. Для формирования управляющих напряжений датчиков использовали лабораторный блок питания Matrix MPS 3003L-3; напряжения и токи измеряли с помощью мультиметра FLUKE 287. В качестве тестовых растворов использовали стандартные буферные растворы Hamilton DuraCal со значениями рН 4,01, 7,00, 10,01 $\pm 0,01$ и дополнительные буферы со значениями рН 5,55, 8,37 $\pm 0,02$, температура среды поддерживалась на уровне 24 $\pm 0,5^\circ\text{C}$.

Было исследовано 20 датчиков без специальной обработки поверхности и 80 датчиков после очистки чувствительной поверхности хромовой смесью (использовали 0,1 М раствор дихромата калия и 50% серной кислоты).

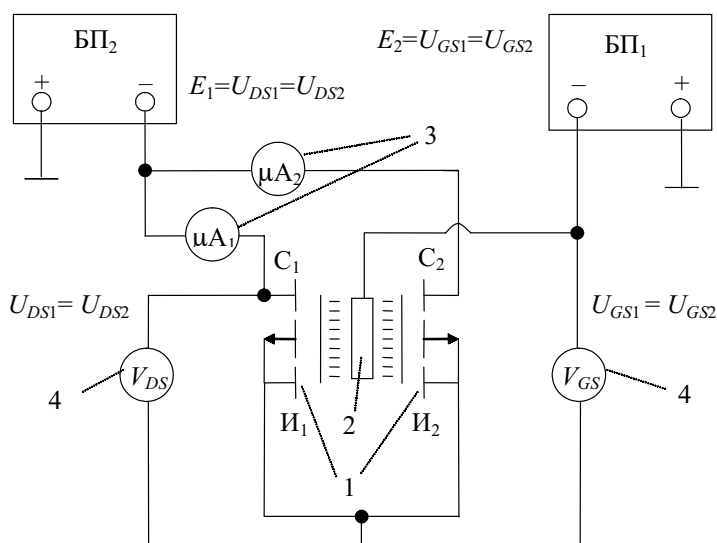


Рис. 2. Схема исследования параметров pH-ПТ-электрода: БП₁ и БП₂ — блоки питания; 1 — исследуемые транзисторные элементы; 2 — стандартный хлорсеребряный электрод сравнения; 3 — микроамперметры; 4 — вольтметры

Переходные вольт-амперные характеристики (ВАХ) датчиков (зависимость тока стока I_{DS} от напряжения «затвор — исток» U_{GS}) в диапазоне $-0,5...-4$ В измерялись при фиксированном напряжении «сток — исток» U_{DS} , равном -5 В. Пороговое напряжение рассчитывалось из квадратичной аппроксимации ВАХ каждого датчика при $pH=7,00$, а проводимость канала — из ее кусочно-линейной аппроксимации в диапазоне $350-650$ мкА.

pH-чувствительность датчиков рассчитывалась из линейной аппроксимации значений токов каналов для трех буферных растворов (pH 4,01,

7,00 и 10,01) для рабочей точки $I_{DS}=500$ мкА при $pH=7,00$.

Дрейф выходного токового сигнала каждого канала датчика и разницу между ними (дифференциальный отклик) определяли в течение 1,5 часов в буферном растворе $pH=7,00$ при фиксированных управляющем и питающем напряжениях.

Значения полученных параметров датчиков приведены в **таблице**.

Отметим, что обработка поверхности электродов хромовой смесью в целом позитивно влияет на их характеристики: несколько увеличивается pH-чувствительность (на $3-7$ мкА/pH), а в ряде случаев значительно уменьшается разница токов в каналах. Это может быть объяснено двумя факторами: во-первых, химическая обработка удаляет загрязнения диэлектрической поверхности, которые могут влиять на пороговое напряжение и крутизну переходной характеристики; во-вторых, обработка в сильноокислой

среде может способствовать протонированию поверхности нитрида, что в свою очередь уменьшает время реакции датчика при резких изменениях pH, соответственно уменьшается погрешность измерения, обусловленная динамикой отклика.

Метрологическое исследование pH-ПТ-электродов включало четыре последовательных серии измерений. В процессе каждой серии выполнялись измерения тока в стандартных растворах пяти номинальных значений pH, равномерно распределенных в диапазоне 4–10. Значение тока считывали через 5 минут после начала каждого измерения для уменьшения погрешно-

Основные технические параметры pH-ПТ электродов и влияние на них начальной очистки поверхности с помощью хромовой смеси

Название параметра	Значение параметра для электродов	
	необработанных	обработанных
pH-чувствительность по напряжению, мВ/pH	32–34	36–40
pH-чувствительность по току, мкА/pH	28–31	33–35
Проводимость, мкА/В (в диапазоне рабочих токов 350–650 мкА)	867–896	877–920
Пороговое напряжение, В	1,52–1,64	1,58–1,66
Напряжение рабочей точки, В (при $I_{DS} = 500$ мкА)	2,61–2,75	2,66–2,75
Дрейф тока, мкА/ч	2–6 (2,2–6,7) мВ/ч * $\Delta pH = 0,06-0,17$ *	
Дрейф разницы токов обоих каналов, мкА/ч	0,34–1,22 (0,4–1,4) мВ/ч * $\Delta pH = 0,01-0,04$ *	

* Пересчитаны из pH-чувствительности по току

сти вследствие дрейфа рабочей точки, который обычно присутствует в ИСПТ [16–18].

Для определения величины гистерезиса измерения проводили в три прохода: последовательно в направлении от 4 до 10 рН, потом в обратном направлении и снова в прямом. Для определения долговременной стабильности электродов в последующих трех сериях через каждые две недели выполнялись троекратные измерения тока для каждой рН-точки. Было проведено также два дополнительных измерения по такой же методике по прошествии более двух месяцев после основного исследования. Между измерениями сухие электроды сохраняли на воздухе.

Начальную рабочую точку устанавливали в буферном растворе с рН=7,00, регулируя напряжение «затвор — исток» через хлорсеребряный электрод сравнения с помощью источника питания БП₁, добываясь значения тока канала на уровне 500 ± 5 мкА. Для всех исследуемых образцов управляющее напряжение находилось

в диапазоне $-2,4 \dots -2,8$ В. Напряжение «сток — исток (подложка)» источника питания БП₂ фиксировалось на уровне -5 В, тем самым обеспечивалось функционирование полевых транзисторов в режиме насыщения.

В рамках детального метрологического исследования рассматриваемые рН-ПТ-электроды было решено анализировать по таким параметрам, как:

- коэффициент преобразования (рН-чувствительность) каждого рН-ПТ-элемента в заданном диапазоне рН и его долговременная стабильность. При этом передаточная характеристика рН-ПТ-элемента, на основе которой рассчитывается рН-чувствительность, может представляться как линейной, так и квадратичной аппроксимирующей функцией;
- расхождение измеренных значений рН между обоими каналами для средней точки диапазона рН=7,00;
- неравномерность расхождения измеренных значений рН между обоими каналами в заданном диапазоне рН;
- средний и максимальный гистерезис характеристик преобразования в указанных точках диапазона;
- погрешность определения величины рН исследуемого раствора по известной передаточной характеристике электрода.

Результаты и обсуждение

Указанные выше метрологические параметры определялись по передаточным характеристикам рН-ПТ-электрода. На рис.3 представлены такие типовые характеристики для исследуемого диапазона рН вместе с аппроксимирующими кривыми квадратичного и линейного вида. Как видно, квадратичная аппроксимация достаточно точно ложится на экспериментальные точки с коэффициентом детерминации R^2 , практически равным единице. Аппроксимация же линейной функцией не очень точна, поэтому для точных измерений по линейной калибровочной зависимости необходимо ограничивать исследуемый диапазон значениями рН 4–8,5. Как видно на вставке, в этом случае величина коэффициента детерминации существенно повышается.

рН-чувствительность датчика вычислялась как производная характеристики преобразования. На рис.4 приведены такие зависимости, полученные на протяжении четырех месяцев. Исходные данные для расчета этих кривых брались как усредненные значения для набора из 10 датчиков. Долговременная стабильность датчика определялась как зависимость величины его рН-чувствительности от времени (она представлена на вставке к рис. 4).

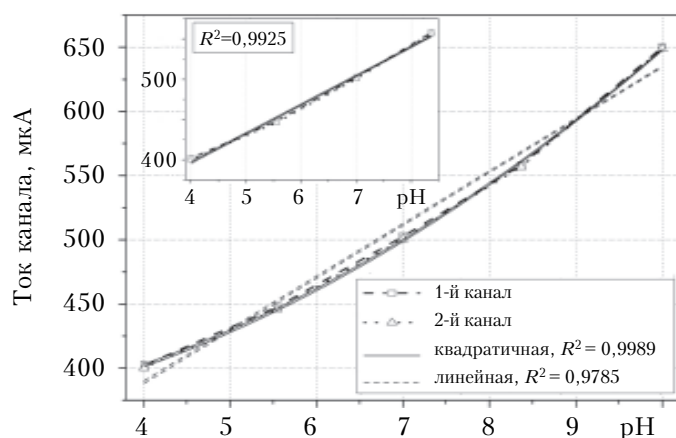


Рис. 3. Характеристики преобразования рН-ПТ-электрода и их квадратичная и линейная аппроксимации (на вставке — линейная аппроксимация в диапазоне рН 4–8,5)

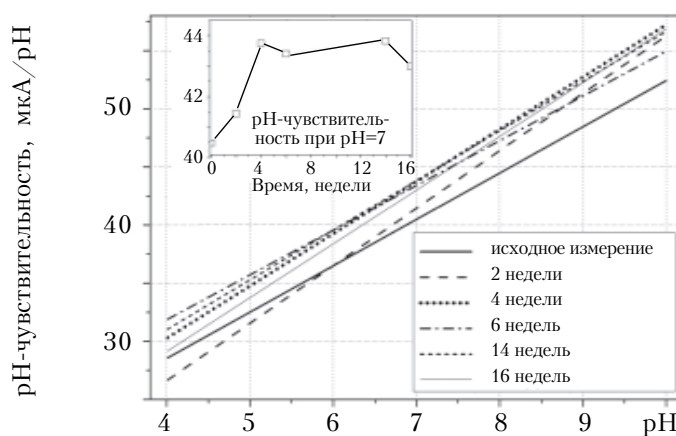


Рис. 4. рН-чувствительность датчика, рассчитанная по квадратичной аппроксимирующей функции, и ее стабильность на протяжении 16 недель слежения (на вставке)

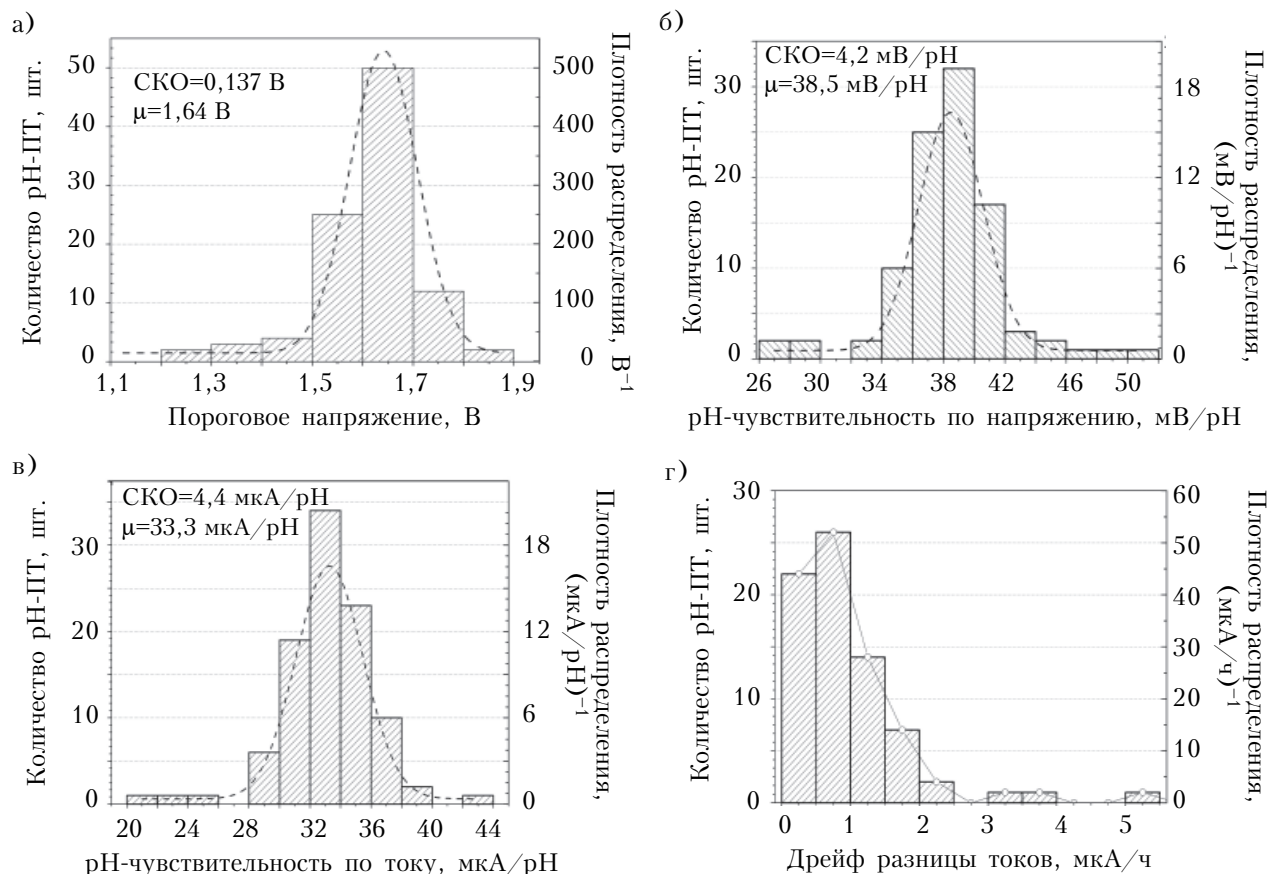


Рис. 5. Гистограммы распределения количества рН-ПТ-электродов по четырем параметрам для 100 исследованных образцов:

а — пороговое напряжение при рН=7,00; *б* — рН-чувствительность по напряжению для линейной аппроксимации передаточных характеристик в диапазоне рН=4–8,5; *в* — рН-чувствительность по току; *г* — дрейф разницы токов между обоими рН-ПТ-элементами на кристалле

По результатам измерений видно, что рН-чувствительность исследуемых датчиков за более чем 4 месяца хранения и периодических наблюдений, по крайней мере, не снижалась. Следует отметить, что до начала проведения этих измерений электроды, после первоначальной их обработки хромовой смесью, хранились около полугода в воздушной среде. Таким образом, можно говорить о возможности долговременного сохранения начальной калибровочной характеристики, которая была измерена при фиксированной температуре. При измерениях таким электродом необходима только текущая установка его начальной рабочей точки $I_{DS} = 500$ мкА на стандартном буферном растворе рН=7,00.

На рис.5 приведены распределения количества рН-ПТ по экспериментальным значениям различных параметров, полученные из измерений 100 исследованных образцов. Для каждого параметра указаны значения его математического ожидания μ и среднеквадратического отклонения (СКО).

Как видно из гистограммы на рис. 5, *а*, значения пороговых напряжений исследованных об-

разцов лежат в пределах $-1,5...-1,8$ В со средним значением 1,64 В. На этом рисунке, как и на следующих, приведена также кривая нормального распределения Гаусса, рассчитанная на основе среднего значения и среднеквадратического отклонения экспериментальных значений параметра. Следует отметить, что полученные экспериментальные распределения близки к нормальному, что типично для используемого технологического процесса изготовления транзисторных кристаллов.

На рис. 5, *б* показано распределение рН-чувствительности по напряжению (характерное для затворного диэлектрика Si_3N_4), которое было пересчитано из рН-чувствительности по току (рис. 5, *в*) и электропроводимости канала для каждого образца рН-ПТ. Среднее значение рН-чувствительности (38,5 мВ/рН), хотя и далеко от Нернстового (59,2 мВ/рН при 25°C), однако достаточно стабильно при долговременном хранении, о чем свидетельствуют данные рис. 4.

Как видно из рис. 5, *г*, дрейф разницы токов, который является весьма важным параметром в дифференциальном режиме измерений,

для большинства рН-ПТ-электродов не превышает 1 мкА/ч. Поскольку этот дрейф обычно имеет ненаправленный случайный характер, можно подсчитать среднюю неопределенность измерения откликов в дифференциальном режиме. При средней рН-чувствительности по току, равной примерно 33 мкА/рН (рис. 5, в), эта неопределенность будет равна 0,03 рН, что удовлетворяет требованиям большинства биохимических и других лабораторных исследований.

Приведенные типовые распределения порогового напряжения, рН-чувствительности по напряжению и току, а также диапазоны рабочих напряжений и значения проводимости рН-ПТ для линейного участка ВАХ (см. таблицу) характеризуют технические параметры электрода, необходимые для определения требований к характеристикам вторичного измерительного преобразователя (ВИП). С помощью этих данных можно, с одной стороны, точнее подобрать диапазон управляющих напряжений и уменьшить шаг регулирования схемы цифро-аналогового преобразования, с другой стороны, оптимизировать динамический диапазон измеряемых токов рН-ПТ по критериям увеличения разрешающей способности и уменьшения разрядности АЦП. Тем самым можно достичь высокой точности ВИП, уменьшая стоимость комплектующих.

Для многих практических приложений очень важным является режим дифференциальных измерений для симметричной пары транзисторов, один из которых используется как референсный (отсчетный), а другой выполняет роль активного чувствительного элемента (например, с нанесенной на него хемо- или биоселективной мембраной). Этот режим позволяет существенно улучшить чувствительность анализа благодаря

подавлению в разностном сигнале синфазных помех, которые возникают вследствие воздействия различных внешних факторов (освещения, температуры, электромагнитных полей) или свойств исследуемого раствора (ионной силы, буферной емкости раствора и величины его рН). В то же время, как уже было отмечено, особенностью схемы подключения дифференциального рН-ПТ-датчика (см. рис. 2) для одновременного измерения тока в обоих каналах является то, что управление напряжением U_{GS} для них совершается нераздельно [7], и поэтому характеристики обоих транзисторов должны быть максимально близкими. При значительном же разбросе этих параметров нарушается симметричность каналов, что приводит к увеличению погрешности измерений откликов в дифференциальном режиме. Поэтому в число исследуемых характеристик были внесены параметры симметричности обоих транзисторных каналов.

Более детальный перечень полученных метрологических характеристик исследованных рН-ПТ-электродов, которые важны для их практического использования в сенсорных устройствах, следующий: максимальная погрешность определения рН по линейно аппроксимированным функциям — не более 0,01 рН (в диапазоне рН 4–8,5), по квадратичным — 0,05 рН (в диапазоне рН 4–10); максимальный гистерезис параметров датчиков в полном диапазоне рН — не более 0,3 рН (в среднем он составлял 0,15–0,2 рН); максимальная относительная разность функций преобразования обоих каналов дифференциального датчика в диапазоне 4–10 рН — не более 2–3%. Таким образом, параметры разработанных электродов удовлетворяют требованиям к датчикам для сенсорных устройств и в целом

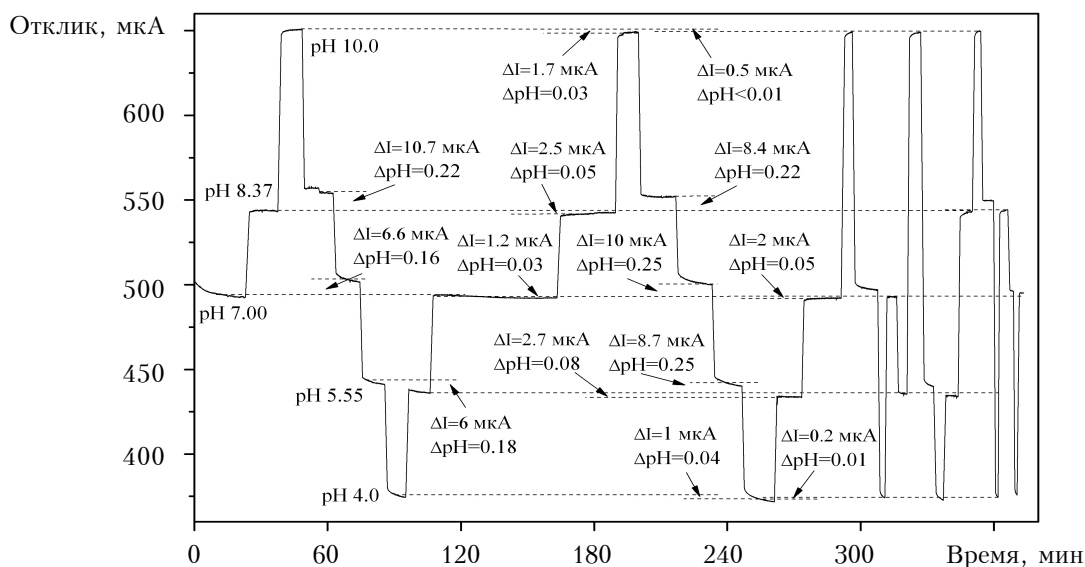


Рис. 6. Сенсограмма откликов типового рН-ПТ-электрода на изменение величины рН буферных растворов

соответствуют аналогичным параметрам существующих средств измерения на основе стандартных стеклянных рН-электродов [14, 15, 19, 20].

При тестовых измерениях откликов электродов в широком диапазоне величин рН была отмечена интересная особенность, связанная с их гистерезисным поведением. Для примера на **рис.6** показана диаграмма с откликом одного из каналов электрода на последовательное изменение величины рН раствора.

Как видно, наблюдался значительный гистерезис величиной 0,2–0,3 рН относительно исходных значений при измерениях от более высоких показателей рН к более низким. При измерениях же в обратном направлении гистерезис был намного меньшим. Этот факт можно использовать для восстановления предыдущего состояния электрода, проводя процедуру непродолжительной «промывки» в растворе с меньшим показателем рН. Исследования показали, что с помощью промывки электрода в буферном растворе с показателем рН=4 можно значительно уменьшить гистерезис до величины погрешности, близкой к 0,05 рН. Не исключено, что упомянутое улучшение характеристик датчика при обработке его сильным окислителем (хромовой смесью) и улучшение воспроизводимости отклика при обработке раствором с низким рН имеют в своей основе один и тот же физический механизм (протонирование поверхности нитрида кремния).

Выводы

Исследования метрологических параметров разработанных электродов показали, что погрешность определения рН растворов отдельными рН-чувствительными полевыми транзисторами по калибровочным характеристикам в диапазоне рН 4–10 составляла 0,05–0,07 рН, что удовлетворяет требованиям большинства типовых лабораторных применений.

Исследованные рН-ПТ-электроды показали приемлемые параметры симметричности передаточных характеристик обоих транзисторов на одном кристалле, такие как неравномерность определения рН по диапазону (менее 0,01 рН) и расхождение определения рН между обоими каналами (менее 0,04 рН), что свидетельствует о пригодности разработанных электродов к использованию в дифференциальном режиме измерений без необходимости реализации отдельных цепей управления для каждого элемента дифференциальной пары.

Способность к долговременному сохранению исходной калибровочной характеристики электрода позволяет при последующих измерениях проводить только текущую установку начальной рабочей точки электрода в стандартном буферном растворе со значением рН=7,0.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Bergveld P. ISFET, Theory and Practice // IEEE Sensor Conference. — Toronto (Canada). — 2003. — P. 1–26.
2. Тернер Э. Биосенсоры: основные приложения. — Москва: Мир, 1992. [Turner E. Biosensory: osnovnye prilozheniya. Moskva: Mir, 1992]
3. Electrochemical sensors, biosensors and their biomedical applications / Ed. by Zhang X., Ju H., Wang J. — Elsevier, Academic Press, 2008.
4. Borstlap D. High-k dielectrics as bioelectronic interface for field-effect transistors / Ph.D Thesis. — Julich, Institut fur Bio- und Nanosysteme. Bioelektronik. — 2007.
5. Dzyadevych S.V., Soldatkin A.P., El'skaya A.V. et al. Enzyme biosensors based on ion-selective field-effect transistors // Analytica Chimica Acta. — 2006. — Vol. 568. — P. 248–258.
6. Кукла О. Л., Павлюченко О. С., Голтвянский Ю. В. та ін. Сенсорні масиви на основі диференціальних ІСПТ-елементів для моніторингу токсичних речовин природного та штучного походження // Сенсорна електроніка та мікросистемні технології. — 2008. — № 2. — С. 58–68. [Kukla O. L., Pavlyuchenko O. S., Goltvyans'kii Yu. V. ta in. // Sensorna elektronika ta mikrosistemni tekhnologiyi. 2008. N 2. P. 58]
7. Павлюченко А.С., Кукла А.Л., Голтвянский Ю.В. Применение ионоселективных полевых транзисторов для ферментного анализа токсичных примесей в водных растворах // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. — 2010. — № 3. — С. 35-46. [Pavlyuchenko A.S., Kukla A.L., Goltvyanskii Yu.V. // Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoi Apparature. 2010. N 3. P. 35]
8. Архипова В. М., Шелякина М. К., Кукла О. Л. та ін. Биосенсорний аналіз глікоалкалоїдів картоплі // Біотехнологія. — 2009. — Т. 2, № 3. — С. 64–73. [Arkhipova V. M., Shelyakina M. K., Kukla O. L. ta in. // Biotekhnologiya. 2009. Vol. 2, N 3. P. 64]
9. Марченко С. В., Назаренко О. А., Кукла О. Л. та ін. Розробка креатинін-чутливого біосенсора для медичного застосування // Сенсорна електроніка та мікросистемні технології. — 2009. — № 4. — С. 55–62. [Marchenko S. V., Nazarenko O. A., Kukla O. L., ta in. // Sensorna elektronika ta mikrosistemni tekhnologiyi. 2009. N 4. P. 55]
10. Hammond P. A., Ali D., Cumming D. R. S. Design of a single-chip pH sensor using a conventional 0.6-μm CMOS process // IEEE Sensors Journal. — 2008. — Vol. 4(6). — P. 706–712.
11. Bausells J., Carrabina J., Errachid A., Merlos A. Ion-sensitive field effect transistors fabricated in a commercial CMOS technology // Sensors and actuators, B. — 1999. — Vol. 57. — P. 56–62.
12. Nakazato K. An integrated ISFET sensor array // Sensors. — 2009. — Vol. 9. — P. 8831–8851.
13. Ghallab Y. H., Badawy W., Karan K. A novel pH sensor using differential ISFET current mode read-out circuit // Proceed. of the International Conference on MEMS, NANO and Smart Systems (ICMENS). — Canada, Banff, Alberta. — 2003.
14. Springer E.K. pH measurement utilizing glass electrodes: theory and practice. — Hamilton Company, 2006.

15. De Almeida N. H, Nohama P. Proposal of methodology and test protocol for evaluating and qualifying pH measuring devices // Brazilian Archives of Biology and Technology. — 2006. — Vol. 49. — P. 25–30.

16. Cui C., Cheung P. W., Yee S. An experimental study of instability of inorganic gate ISFETs // Sensors and Actuators, B. — 1990. — Vol. 1. — P. 421–424.

17. Pavluchenko A.S., Kukla A.L., Goltvianskyi Yu.V. et al. Investigation of stability of the pH-sensitive field-effect transistor properties // Sensor Letters. — Vol. 9, N 6. — 2011. — P. 2392–2396.

18. Jamasb S., Collins S. D., Smith R. L. A physical model for drift in pH ISFETs // Sensors and Actuators, B. — 1998. — Vol. 49. — P. 146–155.

19. Dybko A. Errors in chemical sensor measurements // Sensors. — 2001. — Vol. 1. — P. 29–37.

20. Wu Y. C., Koch W. F., Durst R. A. Standardization of pH measurements. — U.S. Department of Commerce: National Bureau of Standards, 1988.

*Дата поступления рукописи
в редакцию 16.01 2013 г.*

Kukla A.L., Lozovoy S.V., Pavluchenko A.S., Nagibin S.N. **Investigation of metrological parameters of sensors based on the pH-sensitive field effect transistors.**

Keywords: ion-selective field effect transistor, pH-FET electrode, pH sensitivity, metrological parameters.

Primary semiconductor electrodes based on the dual channel pH-sensitive field effect transistors were

investigated to characterize their performance both to determine pH value of test solution and to measure sensor responses in differential mode. The simplified three-lead sensor design has been implemented for these purposes. It is shown that such parameters as accuracy, repeatability and stability of developed sensors satisfy necessary requirements for typical laboratory applications.

Ukraine, Kiev, V. E. Lashkaryov Institute of semiconductor physics of NAS of Ukraine, SE «Ukrmetrteststandart».

Кукла О. Л., Лозовий С. В., Павлюченко О. С., Нагібін С. Н. **Дослідження метрологічних параметрів датчиків на основі рН-чутливих польових транзисторів.**

Ключові слова: іоноселективний польовий транзистор, рН-ПТ-електрод, рН-чутливість, метрологічні параметри.

Досліджено напівпровідникові первинні електроди на основі подвійних рН-чутливих польових транзисторів при роботі як в режимі визначення величини рН досліджуваних розчинів, так і в диференціальному режимі вимірювання сенсорних відгуків. Для вимірювання відгуків реалізовано спрощену трьох-електродну конфігурацію датчика. Показано, що за параметрами точності, відтворюваності та стабільності вимірювань електроди задовольняють вимогам типових застосувань.

Україна, Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАНУ; ДП «Укрметртестстандарт».

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ

Красников Г. Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП-транзисторов.— Москва: Техносфера, 2011.

В книге рассмотрены особенности работы субмикронных МОП-транзисторов, описаны направления развития и ограничения применения методов масштабирования транзисторов, представлены требования к подзатворным диэлектрикам, технологии их формирования, различные конструкции сток-истоковых областей МОПТ и технологические процессы создания мелкозалегающих легированных слоев. Рассмотрены проблемы влияния масштабирования размеров элементов в субмикронную область и особенности влияния технологических процессов на надежность и долговечность субмикронных МОП-транзисторов. Представлены данные о влиянии технологических процессов изготовления субмикронных СБИС (процессов плазменной обработки, ионного легирования и технологических операций переноса изображения) на деградацию подзатворного диэлектрика, а значит — на уровень выхода, надежность и долговечность годных готовых изделий. Книга предназначена для специалистов в области проектирования и разработки технологии изготовления КМОП СБИС, а также для студентов старших курсов, аспирантов и преподавателей технических вузов.



УДК 001+621.372

К. т. н. В. М. ЧМИЛЬ, к. т. н. Э. Н. ГЛУШЕЧЕНКО

Украина, г. Киев, НПП «Сатурн»

E-mail: chmil@nbi.com.ua, gen-nto@ukr.net

«САТУРН» ОСТАЕТСЯ НА ОРБИТЕ

Статья посвящена Научно-производственному предприятию "Сатурн" — от момента создания до сегодняшних дней. Описаны определяющие этапы его развития и научно-технические результаты, достигнутые коллективом на протяжении 45-летней истории предприятия.

Ключевые слова: НПП «Сатурн», СВЧ-устройства, системы спутниковой связи, арсенид-галлиевые радиоэлементы.

В 1968 году Распоряжением Совета Министров СССР № 495-рс было принято решение организовать в г. Киеве Научно-исследовательский институт криогенной электроники (НИИ КЭ) Министерства электронной промышленности для решения проблем электронной техники при охлаждении до низких температур и создания электронных приборов на их основе.

За истекшие 45 лет название предприятия трансформировалось: НИИ КЭ — НИИ «Сатурн» — ПАО «Научно-производственное предприятие «Сатурн» (ПАО «НПП «Сатурн»). Предприятие успешно преодолело три существенных этапа развития, каждый из которых отмечен как яркими успехами и значимыми достижениями, так и серьезными проблемами и

трудностями. Следует отметить, что за все время существования «Сатурн» знал лишь трех руководителей, но каждому из них довелось возглавлять коллектив на одном из определяющих этапов истории предприятия.

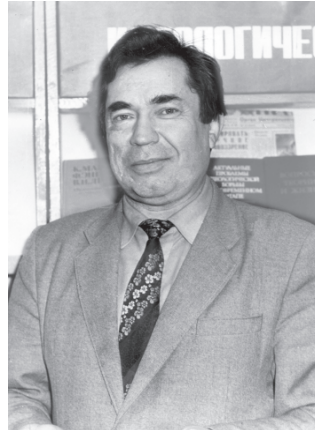
Первым директором «Сатурна» был назначен молодой доктор технических наук (позднее — Президент Академии технологических наук Российской Федерации) Владимир Николаевич Алфеев. Только благодаря его исключительной энергичности и энтузиазму был успешно и в максимально сжатые сроки завершен первый этап истории «Сатурна» — становление.

На этом этапе была создана основная материально-техническая база для реализации наукоемких высокотехнологичных СВЧ-устройств,





Владимир Николаевич
Алфеев



Лев Гассанович
Гассанов



Владимир Моисеевич
Чмиль

введена в строй гелиевая станция, сформирован коллектив специалистов, преимущественно молодых и способных творчески решать поставленные задачи, а также созданы первые образцы высокочувствительных приемных систем на основе маломощных параметрических усилителей. Именно эти результаты обусловили дальнейший прогресс предприятия.

Второй этап истории «Сатурна» — *прогресс* — коллектив реализовал под руководством второго директора — доктора технических наук, член-корреспондента Национальной академии наук Украины Льва Гассановича Гассанова. «Сатурн» превратился в целостный научно-технологический комплекс, имеющий необходимую площадь и вспомогательные технические службы. Это позволило объединить научную разработку и производство высокотехнологичного радиоэлектронного оборудования в единый цикл.

Была внедрена микроразветвленная технология, обеспечившая разработку аппаратуры в интегральном исполнении. Создан единственный в Украине модуль арсенид-галлиевой технологии с комплексом электронно-лучевой литографии, обеспечивающий достижение разрешения 0,15 мкм. Это, в свою очередь, позволило создать собственные СВЧ-диоды и транзисторы и заменить параметрические усилители транзисторными с аналогичными параметрами.

Сотрудники «Сатурна» стали пионерами создания фильтров на основе диэлектрических резонаторов и дальнейшего развития диэлектроники как перспективного научного направления.

Указанные научно-практические разработки стали базовой основой новых самостоятельных видов радиоэлектронной техники. Так, например, для обеспечения возможности приема телевизионных программ системами «Орбита» и «Экран» в среднеазиатских степях и труднодоступных районах Камчатки, Сахалина и Дальнего Востока была разработана и внедрена в массовое производство компактная интегральная спутниковая приемная система.

Разработки «Сатурна» в области радиометрии нашли свое применение в радиоастрономии, обеспечив функционирование и работоспособность такого уникального объекта как радиотелескоп РАТАН-600 в станции Зеленчукской Ставропольского края.



Свой вклад «Сатурн» внес и в развитие космонавтики, обеспечив приемно-связной аппаратурой космодром Байконур, а также проекты «Марс» и «Венера».

Среди созданных специалистами «Сатурна» комплексов аппаратуры специального назначения следует особо отметить уникальную разработку системы спутниковой связи, обеспечивающей обмен информацией в режиме ниже уровня шумов, то есть абсолютную конфиденциальность, исключаящую возможность прослушивания.

Названные, а также многие другие направления разработок (медицинское, сельскохозяйственное, товаров народного потребления и др.) сформировали ряд научных школ. На основе результа-



тов, полученных при выполнении научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ, сотрудниками предприятия было защищено пять докторских и сорок пять кандидатских диссертаций. За достигнутые результаты «Сатурн» награжден орденом Трудового Красного Знамени, его сотрудники семь раз удостоивались звания лауреата Государственной премии СССР и девять раз — звания лауреата Государственной премии УССР.

Современная технологическая база, успешный опыт выполнения сложных и важных наукоемких работ, огромный научный потенциал обеспечили «Сатурну» право занять достойное место на орбите предприятий-лидеров радиоэлектронной отрасли. Интерес к работам предприятия подтвержден многократными визитами на «Сатурн» известных политических, общественных и научных деятелей, о чем свидетельствует целая галерея памятных фотографий.

С такими достижениями, в апогее своего расцвета «Сатурн» и встретил новую эпоху, связанную с провозглашением независимости Украины. Этот период существования Украины как самостоятельного государства совпал с третьим этапом истории «Сатурна» — *либерализации и адаптации* к новым международным, внутриполитическим и экономическим реалиям. И в это сложное время груз ответственности за судьбу и будущее «Сатурна» лег на плечи третьего (нынешнего) руководителя предприятия — кандидата технических наук, лауреата Государственной премии Украины в области науки и техники Владимира Моисеевича Чмиля.

Разрыв наработанных годами контактов и связей, проблемы с кооперацией усугублялись еще и тем, что руководители отрасли не видели Украину в числе производителей высокотехнологичного наукоемкого оборудования, поставляющегося на мировой рынок.

Известно, что талант ученых «вянет», если на него нет спроса, а поскольку власть не поддерживала творческую активность «Сатурна», как, впрочем, и других аналогичных предприятий, ему пришлось заняться самостоятельными поисками потребителей, в основном — зарубежных. Пришлось искать и новые применения наработанного опыта и восстанавливать старые связи. Предприятие начало успешно сотрудничать с Китаем, Ираном, Германией и Италией.

К сожалению, чисто экономические проблемы, характерные в первые годы независимости для большинства высокотехнологичных предприятий Украины, осложнились борьбой с попытками рейдерского захвата «Сатурна». Отбившись от рейдерских претензий на десять гектаров территории в центре города, выиграв свыше 120 судебных процессов, «Сатурн» отстоял право на существование и сохранил приоритетные направления работ — разработку и внедрение в производство радиометрических, радиолокационных,

радиорелейных и радиотехнических систем спутниковой связи и телевидения, активных и пассивных арсенид-галлиевых радиоэлементов.

Не изменив курсу на создание высокотехнологической наукоемкой аппаратуры, осваивая новые диапазоны СВЧ-радиоэлектроники, НПП «Сатурн» по-прежнему остается среди лидеров отрасли. Высокочувствительная приемная криоэлектронная аппаратура «Сатурна», установленная на радиотелескопах РТ-22 (пгт. Симеиз) и РТ-70 (г. Евпатория), обеспечивает участие Украины в осуществлении международных научных программ «Радиоастрон» и «Генокод Вселенной».

Совместно с сотрудниками Института радиоэлектроники НАН Украины (г. Харьков) создан современный радиолокатор миллиметрового диапазона, в котором вместо высоковольтного вакуумного источника колебаний впервые в СНГ использован низковольтный твердотельный источник. Разработаны также новые полупроводниковые СВЧ-диоды и транзисторы (на материалах группы A_3B_5), отечественные сверхъяркие светодиоды белого спектра. «Сатурн» является одним из немногих предприятий радиоэлектронной отрасли СНГ, имеющих Сертификат соответствия систем качества производства и научных исследований международному стандарту качества ISO-9001.

Научный статус «Сатурна» подтвержден Государственным реестром научных организаций



Украины. Предприятие активно содействует внедрению и распространению результатов научных исследований, являясь соучредителем научно-технических журналов «Технология и конструирование в электронной аппаратуре» и «Техника и приборы СВЧ».

Эти производственно-экономические результаты и научно-технические достижения предприятия в последние годы вселяют уверенность в том, что нынешняя дата — 45-летие — является только очередной, но далеко не последней вехой в истории «Сатурна». И можно уверенно констатировать, что «Сатурн» по-прежнему занимает достойное и заметное место на орбите ведущих предприятий радиоэлектронной отрасли.

Chmil V. M., Glushechenko E. N. **"Saturn" remains in orbit.**

Keywords: SPE "Saturn", microwave devices, satellite communication systems, gallium arsenide radioactive elements.

The article is dedicated to scientific and production enterprise "Saturn" — since its foundation up to the present day. The authors describe the determining stages of its development and its team's scientific and technological achievements over the 45-year history of the enterprise.

Ukraine, Kiev, SPE "Saturn".

Чміль В. М., Глушеченко Е. М. **«Сатурн» залишається на орбіті.**

Ключові слова: НВП «Сатурн», СВЧ-пристрої, системи супутникового зв'язку, арсенід-галієві радіоелементи.

Статтю присвячено науково-виробничому підприємству "Сатурн" — від моменту створення до сьогоднішніх днів. Описано визначні етапи його розвитку та науково-технічні результати, досягнуті колективом впродовж 45-річної історії підприємства.

Україна, м. Київ, НВП «Сатурн».

РЕЦЕНЗЕНТЫ НОМЕРА

Белявский Евгений Данилович, докт. физ.-мат. наук, профессор НТУУ «Киевский политехнический институт»

Вакив Николай Михайлович, докт. техн. наук, генеральный директор, НВП «Карат», г. Львов

Дружинин Анатолий Александрович, докт. техн. наук, профессор, НУ «Львовская политехника»

Зайков Владимир Петрович, канд. техн. наук, г. Одесса

Каримов Абдулазиз Вахитович, докт. физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник, Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, г. Ташкент

Карушкин Николай Федорович, канд. техн. наук, начальник отдела НИИ «Орион», г. Киев

Коханов Александр Борисович, канд. техн. наук, доцент, Одесский национальный политехнический университет

Курак Владислав Владимирович, канд. техн. наук, доцент, Херсонский национальный технический университет

Мокрицкий Вадим Анатольевич, докт. техн. наук, зав. кафедрой, Одесский национальный политехнический университет

Николаенко Юрий Егорович, докт. техн. наук, ведущий научный сотрудник, НТУУ «Киевский политехнический институт»

Рыбка Александр Викторович, канд. физ.-мат. наук, Национальный научный центр Харьковского физико-технического института

Стевич Зоран, докт. техн. наук, профессор, Технический факультет Бора Белградского университета

Томашик Василий Николаевич, докт. хим. наук, ученый секретарь, Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарева НАНУ, г. Киев

Чегиль Иван Иванович, канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, директор НТЦ «Микроэлектроника» НВП «Карат», г. Львов

К статье «Модульный спектрометр для оценки качества технологии твердотельных детекторов»



К статье «CFD-моделирование теплообмена в прямоугольном канале с каверна-штыревым оребрением»

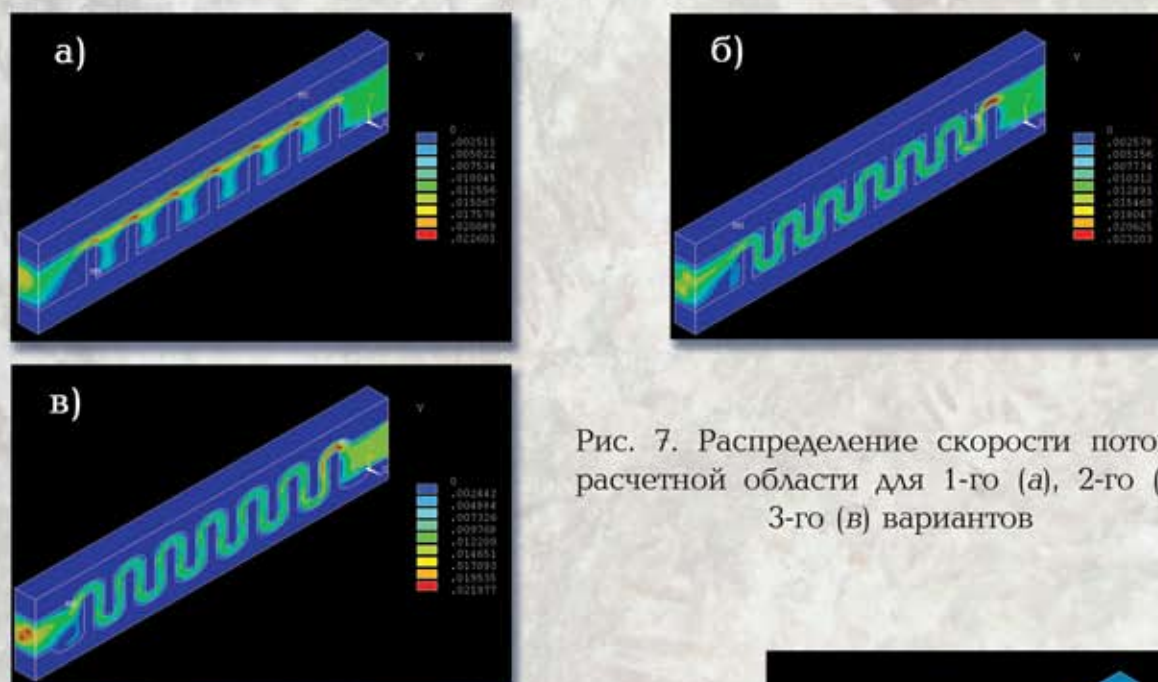
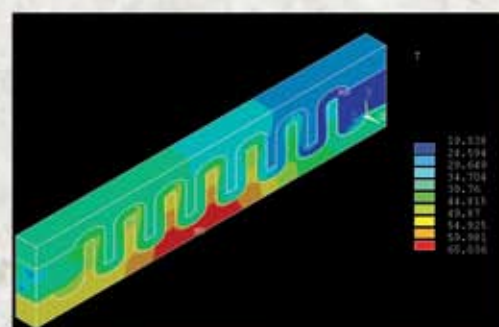


Рис. 7. Распределение скорости потока в расчетной области для 1-го (а), 2-го (б) и 3-го (в) вариантов

Рис. 8. Типичное распределение температуры в расчетной области





К статье «САТУРН» остается на орбите» (посвящена 45-летию Научно-производственного предприятия «Сатурн»)



Номер готовили
Белград, Киев, Минск, Одесса,
Ташкент, Харьков, Херсон, Черновцы



Пишите
Подписывайтесь
Читайте