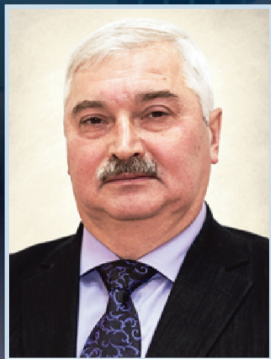


ISSN 1813-8586

НАНО-И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА

- Нанотехнологии
- Зондовая микроскопия
- Микромашины и наносистемы
- Молекулярная электроника
- Биоактивные нанотехнологии
- Элементы датчиков и биочипы
- Микроэлектромеханические системы
- Микрооптоэлектромеханические системы
- Биомикроэлектромеханические системы

Том 19. № 5. 2017



С.А. Гамкрелидзе



ИСВЧПЭ
РАН

15 лет

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук (ИСВЧПЭ РАН) был создан Постановлением Президиума РАН № 109 от 16 апреля 2002 года по инициативе члена-корреспондента РАН Владимира Григорьевича Мокерова, который и стал первым директором института. С самого начала существования института его работу поддержали ведущие ученые страны – Лауреат Нобелевской премии академик Жорес Иванович Алферов, академики Юрий Васильевич Гуляев, Александр Леонидович Асеев, Юрас Карлович Пожела. С января 2014 года учредителем ИСВЧПЭ РАН является Федеральное агентство научных организаций.

30 лет назад В.Г. Мокеров начал работу по формированию научного коллектива института: в 1983 г. – в составе отдела НИИ молекулярной электроники и завода «Микрон» (г. Зеленоград), а с 1989 г. – в составе Центра института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН. В данном научном коллективе с 1983 г. по сей день трудится заведующий лабораторией, д-р физ.-мат. наук Г.Б. Галиев. В 2002 году ИСВЧПЭ РАН стал самостоятельной организацией, которую член-корреспондент РАН В.Г. Мокеров возглавлял в 2002–2008 годах.

В 2008–2009 гг. институт возглавлял д-р физ.-мат. наук Ю.А. Матвеев, с 2010 по 2016 гг. директором Института был заслуженный деятель науки Российской Федерации, д-р техн. наук, профессор П.П. Мальцев, а с 2016 г. по настоящее время директором является д-р техн. наук, профессор С.А. Гамкрелидзе.

Деятельность института связана с проведением фундаментальных и поисковых исследований, прикладных разработок в области сверхвысокочастотной (СВЧ) и крайне высокочастотной (КВЧ) полупроводниковой электроники, в том числе по следующим направлениям:

- технология и физика квантово-размерных структур, разработка новых классов высокочастотных гетероструктурных приборов;
- расчет и моделирование гетероструктурных униполярных и биполярных приборов на частоты до 200–250 ГГц и выше;
- разработка систем на кристалле с интегрированными антеннами и усилителями для диапазона частот до 50–250 ГГц и гетероструктурных СВЧ монолитных интегральных схем для систем беспроводной связи, бортовых радаров, радиоуправляемых взрывателей, высокочувствительных радиометров и т.д.;
- микро- и нанотехнологии формирования короткоканальных гетероструктурных СВЧ приборов, создание терагерцовых устройств для частот от 300 до 900 ГГц;
- разработка технологий производства новых материалов и структур для СВЧ и КВЧ электроники.

ИСВЧПЭ РАН является лидером в стране в сфере разработки технологий изготовления изделий СВЧ электроники на основе нитридных гетероструктур. Развитие приборов на нитриде галлия является приоритетным направлением СВЧ электроники в России и в мире.

Создан дизайн-центр моделирования, проектирования и технологической разработки нано-гетероструктурных СВЧ транзисторов и СВЧ монолитных интегральных схем под руководством главного конструктора – заместителя директора по НИОКР Ю.В. Федорова.

В ИСВЧПЭ РАН проводится постоянно действующий семинар «Потенциальные возможности создания наногетероструктур для терагерцового диапазона частот (свыше 300 ГГц) телекоммуникационных систем», руководит им член-корреспондент РАН, д-р физ.-мат. наук В.И. Рыжий.

Результаты исследований по созданию твердотельных терагерцовых устройств признаны научным сообществом России.

Свое 15-летие со дня основания коллектив ИСВЧПЭ РАН встречает с оптимизмом, активно осваивая новые рубежи СВЧ электроники.



В.Г. Мокеров



Ж.И. Алферов



Ю.В. Гуляев



Ю.К. Пожела

Директор ИСВЧПЭ РАН д-р техн. наук, профессор **С.А. Гамкрелидзе**

Постоянно действующий семинар «Потенциальные возможности создания наногетероструктур для терагерцового диапазона частот (свыше 300 ГГц) телекоммуникационных систем»



Руководитель семинара:
главный научный сотрудник ИСВЧПЭ РАН, чл.-корр. РАН, Рыжий В.И.
Зам. руководителя: зам. директора по научной работе ИСВЧПЭ РАН,
к.ф.-м.н. Д.С. Пономарев, e-mail: ponomarev_dmitr@mail.ru

Семинар был организован в 2011 г. по инициативе академика РАН Ю.К. Пожелы – почетного члена Ученого совета ИСВЧПЭ РАН, ведущего научного сотрудника Центра физических и технологических наук Института физики полупроводников в г. Вильнюсе (Литва), в ходе выполнения НИР «Исследование возможностей создания наногетероструктур для терагерцового диапазона частот (свыше 300 ГГц) телекоммуникационных систем» (государственный контракт между ИСВЧПЭ РАН и Министерством образования и науки РФ № 14.740.11.0869 от «29» апреля 2011 г.), руководителем которой он являлся.

Изначально семинар был посвящен исследованию воздействия электромагнитных волн терагерцового диапазона (ТГц) в гетероструктурах на основе полярных полупроводников. Ю.К. Пожелой вместе с сотрудниками ИСВЧПЭ РАН были предложены методы определения дрейфовой скорости носителей тока в транзисторных (HEMT) гетероструктурах, а в лаборатории д.ф.-м.н. Г.Б. Галиева были разработаны такие структуры с составной квантовой ямой, что позволило увеличить дрейфовую скорость электронов в канале HEMT в несколько раз. Также в ходе обсуждений на семинаре были предложены структуры с профилем легирования в виде нанонитей из атомов олова, которые впоследствии были экспериментально реализованы в лаборатории А.С. Бугаева.



На фотографии изображены сотрудники ИСВЧПЭ РАН вместе с Ю.К. Пожелой на одном из семинаров в 2013 г. К сожалению, в 2014 году Юрас Карлович скоропостижно скончался и семинар пришлось прервать на некоторое время.

С 2015 года руководителем семинара является чл.-корр. РАН В.И. Рыжий, профессор emeritus университета Айзу и профессор университета Тохоку (Япония).

Важно отметить, что семинар приобрел международный статус. Еще в 2013 году среди приглашенных докладчиков были профессор Кэмбриджа (Hitachi Cambridge Laboratory) Андрей Алексеев, а также заведующий лабораторией и научный сотрудник Института технической физики и материаловедения в г. Будапеште (MTA TTK MFA, Budapest, Hungary), профессора Ж. Золнаи и Н. Наги.

В настоящий момент на семинаре обсуждаются следующие актуальные вопросы, связанные с освоением ТГц диапазона частот:

1. Разработка первого в России ТГц квантово-каскадного лазера.
2. Разработка материалов и фотопроводящих антенн на их основе для генерации и детектирования ТГц излучения.
3. Разработка источников ТГц излучения на основе графена и т.д.

С 2015 года на семинаре неоднократно выступают участники ежегодной Международной терагерцовой конференции RJUSE (Russian-Japan-USA-European symposium), одним из организаторов которой является В.И. Рыжий.

ИСВЧПЭ РАН при поддержке ООО «ОПТЭК» с 2012 года проводит ежегодный международный научно-практический семинар пользователей оборудования Raith: «Электронно-лучевая литография на оборудовании Raith: от идеи до реализации».



В этом году 6-й семинар состоится 9 июня 2017 г. по адресу:

г. Москва, пр. Нагорный, д.7, корпус 1, Малый зал, (начало в 10:00).

Информация на сайте isvch.ru и по тел. 8 (499) 123-44-64.

Руководитель семинара главный конструктор – заместитель директора по НИОКР ИСВЧПЭ РАН Ю. В. Федоров

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук (ИСВЧПЭ РАН)

Установки электронно-лучевой литографии для изготовления монокристаллических интегральных схем СВЧ и КВЧ диапазонов в полосе 30 – 110 ГГц на НЕМТ транзисторах



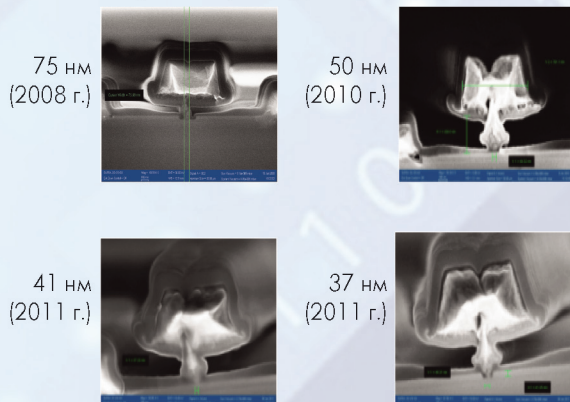
RAITH150-TWO, 2008 г.



RAITH150-TWO, 2008 г.

Основные параметры	RAITH150-TWO	VOYAGER
Ускоряющее напряжение	30 кВ	50 кВ
Минимальная ширина линии	Менее 20 нм	Менее 10 нм
Число экспонирований (проходов луча по фоторезисту), необходимых для формирования Т-образного затвора	2	1
Дрейф луча во времени	3 нм/ мин, 200 нм/ч	50 нм/за 8 ч
Точность совмещения полей	Не более 40 нм	Не более 25 нм
Частота генератора развертки – частота перехода к новому дискрету электронным лучем (определяет общую длительность экспонирования монокристаллической интегральной схемы)	20 МГц	50 МГц
Длина пятки Т-образного затвора	130, 90, 37–45 нм	22–25 нм

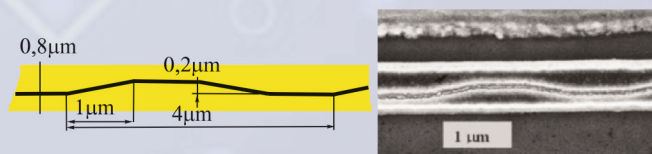
Затворы на арсениде галлия (RAITH150 TWO)



Затворы на нитриде галлия (VOYAGER)



Топология и микрофотография зигзагообразного затвора ("zig-zag"-shaped gate)



НАНО- и МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА

Том 19. № 5 ♦ 2017

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Журнал включен в международные базы данных на платформе Web of Science: Chemical Abstracts Service (CAS), которая входит в Medline, и Russian Science Citation Index (RSCI).

Журнал индексируется в системе Российского индекса научного цитирования (РИНЦ) и включен в международную базу INSPEC и в перечень научных и научно-технических изданий ВАК России по техническим, физико-математическим и химическим наукам.

Журнал выпускается при научно-методическом руководстве Отделения нанотехнологий и информационных технологий Российской академии наук

Статьи имеют DOI и печатаются в журнале на русском и английском языках

ISSN 1813-8586 DOI: 10.17587/issn1813-8586

Издается с 1999 г.

Главный редактор

Мальцев П. П., д.т.н., проф.

Зам. гл. редактора

Лучинин В. В., д.т.н., проф.

Шур М., д.ф.-м.н., проф. (США)

Редакционный совет:

Агеев О. А., д.т.н., проф., чл.-кор. РАН

Аристов В. В., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН

Асеев А. Л., д.ф.-м.н., проф., акад. РАН

Гапонов С. В., д.ф.-м.н., проф., акад. РАН

Грибов Б. Г., д.х.н., чл.-кор. РАН

Каляев И. А., д.т.н., проф., акад. РАН

Квардаков В. В., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН

Климов Д. М., д.т.н., проф., акад. РАН

Ковальчук М. В., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН

Кульчин Ю. Н., д.ф.-м.н., проф., акад. РАН

Лабунов В. А., д.ф.-м.н., проф., акад. НАНБ (Беларусь)

Нарайкин О. С., д.т.н., проф., чл.-кор. РАН

Никитов С. А., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН

Рыжий В. И., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН

Сауров А. Н., д.т.н., проф., акад. РАН

Ситов А. С., д.ф.-м.н., проф., акад. РАН

Чаплыгин Ю. А., д.т.н., проф., акад. РАН

Шевченко В. Я., д.х.н., проф., акад. РАН

Редакционная коллегия:

Абрамов И. И., д.ф.-м.н., проф. (Беларусь)

Андреев А., к.ф.-м.н., (Великобритания)

Андриевский Р. А., д.х.н., проф.

Астахов М. В., д.х.н., проф.

Быков В. А., д.т.н., проф.

Викулин В. В., к.х.н., д.т.н., проф.

Горнев Е. С., д.т.н., проф.

Градецкий В. Г., д.т.н., проф.

Кальнов В. А., к.т.н.

Карякин А. А., д.х.н., проф.

Колобов Ю. Р., д.т.н., проф.

Кузин А. Ю., д.т.н., проф.

Леонович Г. И., д.т.н., проф.

Панич А. Е., д.т.н., проф.

Петросьянц К. О., д.т.н., проф.

Петрунин В. Ф., д.ф.-м.н., проф.

Пожела К., д.ф.-м.н. (Литва)

Путилов А. В., д.т.н., проф.

Рыжий М. В., к.ф.-м.н., проф. (Япония)

Телец В. А., д.т.н., проф.

Тимошенко С. П., д.т.н., проф.

Тодуа П. А., д.т.н., проф.

Хабибуллин Р. А., к.ф.-м.н.

Шашкин В. И., д.ф.-м.н., проф.

Шептунов С. А., д.т.н., проф.

Шубарев В. А., д.т.н., проф.

Редакция:

Антонов Б. И. (директор изд-ва)

Лысенко А. В. (отв. секретарь)

Григорин-Рябова Е. В.

Чугунова А. В.

Фокин В. А., к.х.н. (ред. перевода)

Шетинкин Д. А. (сайт)

СОДЕРЖАНИЕ

МОДЕЛИРОВАНИЕ И КОНСТРУИРОВАНИЕ МНСТ

Алферов Ж. И., Zubov Ф. И., Цырлин Г. Э., Жуков А. Е., Шаврук Н. В., Павлов А. Ю., Пономарев Д. С., Клочков А. Н., Хабибуллин Р. А., Мальцев П. П. Создание первого отечественного квантово-каскадного лазера терагерцового диапазона частот 259

Рыжий В. И., Рыжий М. В., Отсуджи Т. На пути к реализации терагерцовых лазеров на основе графеновых гетероструктур 265

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ

Федоров Ю. В., Бугаев А. С., Павлов А. Ю., Гнатюк Д. Л., Матвеев О. С., Павлов В. Ю., Слаповский Д. Н., Томош К. Н., Енюшкина Е. Н., Галиев Р. Р., Майтама М. В., Зуев А. В., Крапунин Д. В., Гамкрелидзе С. А. Технология изготовления и разработка монолитных интегральных схем на основе нитрида галлия 273

Бугаев А. С., Глинский И. А., Пушкарев С. С., Лаврухин Д. В., Ячменев А. Э., Хабибуллин Р. А., Пономарев Д. С. Разработка материалов и фотопроводящих антенн на их основе для генерации и детектирования импульсного и непрерывного терагерцового (ТГц) излучения 294

Климов Е. А., Лаврухин Д. В., Пушкарев С. С., Рубан О. А., Алешин А. Н. Неразрушающие методы контроля арсенидных и нитридных гетероструктур с квантовой ямой 302

Шаврук Н. В., Редькин С. В., Трофимов А. А., Иванова Н. Е., Скрипниченко А. С., Кондратенко В. С., Стыран В. В. Разделение полупроводниковых пластин из твердого материала на кристаллы 317

Аннотации и статьи на русском и английском языках доступны на сайте журнала (<http://microsystems.ru>; <http://novtex.ru/nmst/>) в разделе "Архив статей с 1999 г."

ПОДПИСКА:

по каталогу Роспечати (индекс 79493);

по каталогу "Пресса России" (индекс 27849)

в редакции журнала (тел./факс: (499) 269-55-10)

Адрес для переписки:

107076 Москва,

Стромынский пер., д. 4

e-mail: nmst@novtex.ru

Учредитель:

Издательство "Новые технологии"

NANO- and MICROSYSTEMS TECHNOLOGY

(Title "NANO- I MIKROSISTEMNAYA TEKHNIKA")

ISSN 1813-8586 DOI: 10.17587/issn1813-8586



Maltsev P. P., Dr. Sci. (Tech.), Prof. — **CHIEF EDITOR**
Luchinin V. V., Dr. Sci. (Tech.), Prof.

DEPUTY CHIEF EDITOR

Shur M. S., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof. (USA) —
DEPUTY CHIEF EDITOR

Editorial council:

Ageev O. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Cor.-Mem. RAS
Aristov V. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS
Aseev A. L., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Acad. RAS
Chaplygin Ju. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Acad. RAS
Gaponov S. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS
Gribov B. G., Dr. Sci. (Chem.), Cor.-Mem. RAS
Kaljaev I. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Acad. RAS
Klimov D. M., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Acad. RAS
Kovalchuk M. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS
Kvardakov V. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS
Kuljchin Yu. N., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Acad. RAS
Labunov V. A., (Belorussia), Sci. (Phys.-Math.), Acad. NASB
Narajkin O. S., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Cor.-Mem. RAS
Nikitov S. A., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS
Ryzhii V. I., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS
Saurov A. N., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Acad. RAS
Shevchenko V. Ya., Dr. Sci. (Chem.), Prof., Acad. RAS
Sigov A. S., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Acad. RAS

Editorial board:

Abramov I. I. (Belorussia), Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Andreev A. (UK), Cand. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Andrievskii R. A., Dr. Sci. (Chem.), Prof.
Astahov M. V., Dr. Sci. (Chem.), Prof.
Bykov V. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Gornev E. S., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Gradetskiy V. G., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Kalnov V. A., Cand. Sci. (Tech.)
Karjakin A. A., Dr. Sci. (Chem.), Prof.
Khabibullin R. A., Cand. Sci. (Phys.-Math.)
Kolobov Ju. R., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Kuzin A. U., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Leonovich G. I., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Panich A. E., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Petrosjants C. O., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Petrunin V. F., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Pozhela K. (Lithuania), Dr. Sci. (Phys.-Math.)
Putilov A. V., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Ryzhii M. V., (Japan), PhD (Phys.), Prof.
Shubarev V. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Shashkin V. I., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Sheptunov S. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Telets V. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Timoshenkov S. P., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Todua P. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof.
Vikulin V. V., Cand. Chem. Sci., Dr. Sci. (Tech.), Prof.

Editorial staff:

Antonov B. I. (Director Publ.)
Lysenko A. V. (Executive secretary)
Chugunova A. V.
Grigorin-Ryabova E. V.
Fokin V. A., Cand. Sci. (Chem.)
Shchetinkin D. A. (site)

The Journal is included in the international databases of the chemical sciences – Chemical Abstracts Service (CAS) and of the engineering sciences – INSPEC, and it is also indexed in the Russian Science Citation Index (RSCI) based on the Web of Science platform.

The Journal is included in the Russian System of Science Citation Index and the List of Journals of the Higher Attestation Commission of Russia.

Its articles have DOI and are printed in the Journal in Russian and English languages.

The Journal is published under the scientific-methodical guidance of the Branch of Nanotechnologies and Information Technologies of the Russian Academy of Sciences.

CONTENTS

MODELLING AND DESIGNING OF MNST

- Alferov Zh. I., Zubov F. I., Cirlin G. E., Zhukov A. E., Shchavruk N. V., Pavlov A. Yu., Ponomarev D. S., Klochkov A. N., Khabibullin R. A., Maltsev P. P.** The First Terahertz Quantum-Cascade Laser Fabricated in Russia 263
- Ryzhii V. I., Ryzhii M. V., Otsuji T.** Toward Realization of Terahertz Lasers Based on Graphene Heterostructures 270

SCIENCE OF MATERIALS AND TECHNOLOGICAL BASICS OF MNST

- Fedorov Yu. V., Bugayev A. S., Pavlov A. Yu., Gnatyuk D. L., Matveyenko O. S., Pavlov V. Yu., Slapovskiy D. N., Tomosh K. N., Enushkina E. N., Galiev R. R., Maytama M. V., Zuyev A. V., Krapukhin D. V., Gamkrelidze S. A.** The Manufacturing Technology and Development of Monolithic Integrated Circuits Based on Gallium Nitride 286
- Bugaev A. S., Glinskiy I. A., Pushkarev S. S., Lavrukhin D. V., Yachmenev A. E., Khabibullin R. A., Ponomarev D. S.** Fabrication of Materials and Photoconductive Antennas on their Basis for Generation and Detection of the Pulsed and Continuous-Wave Terahertz (THz) Radiation 299
- Klimov E. A., Lavrukhin D. V., Pushkarev S. S., Ruban O. A., Alyoshin A. N.** Nondestructing Methods for Control of the Arsenide and Nitride Heterostructures with a Quantum Well 311
- Shchavruk N. V., Redckin S. V., Trofimov A. A., Ivanova N. E., Skripnichenko A. S., Kondratenko V. S., Styran V. V.** Splitting of Semiconductor Plates from Hard Materials into Crystals 319

Our:	To subscribe, please contact with:
Web: www.microsystems.ru/eng ;	JSC "MK-Periodica":
e-mail: nmst@novtex.ru	Tel: +7 (495) 672-7012
	Fax: +7 (495) 306-3757
	E-mail: import@periodicals.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ И КОНСТРУИРОВАНИЕ МНСТ MODELLING AND DESIGNING OF MNST

УДК 621.373.826

DOI: 10.17587/nmst.19.259-265

Ж. И. Алферов, д-р физ.-мат. наук, акад. РАН, ректор,
Ф. И. Зубов, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., **Г. Э. Цырлин**, д-р. физ.-мат. наук, зав. лаб.,
А. Е. Жуков, д-р физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН, проректор,
Санкт-Петербургский Национальный исследовательский Академический университет РАН,
Н. В. Щаврук, канд. техн. наук., ст. науч. сотр., **А. Ю. Павлов**, канд. техн. наук, зав. лаб.,
e-mail: p.alex.ur@yandex.ru, **Д. С. Пономарев**, канд. физ.-мат. наук, зам. директора,
А. Н. Ключков, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., **Р. А. Хабибуллин**, канд. физ.-мат. наук, ученый секретарь,
e-mail: khabibullin@isvch.ru, **П. П. Мальцев**, д-р техн. наук., проф., научный руководитель,
Институт сверхвысококачественной полупроводниковой электроники РАН, Москва

СОЗДАНИЕ ПЕРВОГО ОТЕЧЕСТВЕННОГО КВАНТОВО-КАСКАДНОГО ЛАЗЕРА ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ

Поступила в редакцию 03.11.2016

Продемонстрирован первый отечественный квантово-каскадный лазер терагерцового диапазона (ТГц ККЛ), изготовленный в рамках коллаборации СПб АУ РАН и ИСВЧПЭ РАН. Авторами была предложена конструкция активной области ТГц ККЛ на основе трех туннельно-связанных квантовых ям с резонансно-фононным механизмом депопуляции нижнего лазерного уровня, разработаны технология роста многослойных GaAs/AlGaAs-гетероструктур (228 каскада) методом молекулярно-пучковой эпитаксии и постростовая обработка гетероструктур для изготовления ТГц ККЛ. Исследования вольт-амперных и излучательных характеристик изготовленных ТГц ККЛ, проведенные в ИФМ РАН, подтверждают стимулированный характер излучения в исследуемых приборах. Постростовая обработка была апробирована на гетероструктурах фирмы Trion Technology (США).

Ключевые слова: квантово-каскадные лазеры, терагерцовый диапазон, GaAs/AlGaAs-гетероструктуры, туннельно-связанные квантовые ямы, резонансно-фононный дизайн

Введение

Квантово-каскадные лазеры, основанные на переходах электронов между уровнями внутри зоны проводимости гетероструктур GaAs/AlGaAs, являются уникальными источниками терагерцового излучения. Данные устройства работают в диапазоне частот 1,2...5,0 ТГц (без использования больших магнитных полей) в непрерывном режиме с выходной мощностью более 200 мВт [1] и в импульсном режиме с пиковой мощностью более 1 Вт. На основе различных принципов (микроэлектромеханического, использования внешнего резонатора и др.) была достигнута перестройка частоты терагерцового квантово-каскадного лазера (ТГц ККЛ) на 300 ТГц и более. Кроме того, на сегодняшний день продемонстрированы ТГц ККЛ в режиме частотной гребенки со спектральной полосой более

1 ТГц [2]. Это открывает перспективы по разработке ТГц спектрометров на основе ТГц ККЛ с большим отношением сигнал/шум (теоретически более 60 дБ на 3 ТГц).

Помимо того что ТГц ККЛ является уникальным источником ТГц излучения, данные устройства можно использовать в качестве локального осциллятора для гетеродинного детектирования, т.е. решать задачу по детектированию ТГц излучения. Спектральная ширина генерации ТГц ККЛ с распределенной обратной связью составляет десятки килогерц, что привело к использованию гетеродинов на их основе при запуске аэростатов NASA для решения современных астрофизических задач.

С учетом последних достижений в технологии ТГц ККЛ актуальной стала задача исследования и разработки систем ТГц визуализации, построения изображений объектов в ТГц спектре с примене-

нием ТГц ККЛ. В качестве детекторов в данных системах успешно применяются микроболлометрические матрицы, позволяющие достичь отношения сигнал/шум более 300 при частоте записи 20 кадров в секунду [3]. Была показана возможность терагерцовой визуализации объектов, удаленных на более чем на 25 м от источника (ТГц ККЛ) [4].

Альтернативным подходом по созданию систем терагерцовой визуализации в режиме реального времени является использование эффекта самосмешивания (self-mixing) в ТГц ККЛ, при котором ТГц излучение отражается от внешней мишени обратно в резонатор лазера и интерферирует (смешивается) с электромагнитным полем внутри резонатора [5, 6]. В данном случае ТГц ККЛ будет одновременно выполнять функции источника, смесителя и детектора. Это значительно упрощает конструкции терагерцовых систем и уменьшит их стоимость.

Разработка ТГц ККЛ является актуальной задачей для создания систем измерения скорости и перемещений удаленных мишеней, измерений вариации ТГц коэффициента отражения мишеней, а также для удаленного обнаружения скрытых объектов и построения их двумерных и трехмерных изображений, т.е. для досмотровых систем безопасности, что крайне важно для предотвращения террористических атак. В то же время о работах над созданием ТГц ККЛ в России до 2016 г. не сообщалось.

Целью данной работы является демонстрация первого отечественного ТГц ККЛ, изготовленного в рамках коллаборации СПб АУ РАН и ИСВЧПЭ РАН.

Разработка конструкции активной области ТГц ККЛ

На основе численного и самосогласованного решения системы уравнений Шредингера в приближении эффективной массы и Пуассона были исследованы зависимости положения электронных уровней и силы осциллятора переходов от приложенного электрического поля для ТГц ККЛ с резонансно-фононным дизайном на основе каскада, состоящего из трех квантовых ям [7, 8]. Динамика носителей заряда под действием приложенного электрического поля рассматривалась в рамках

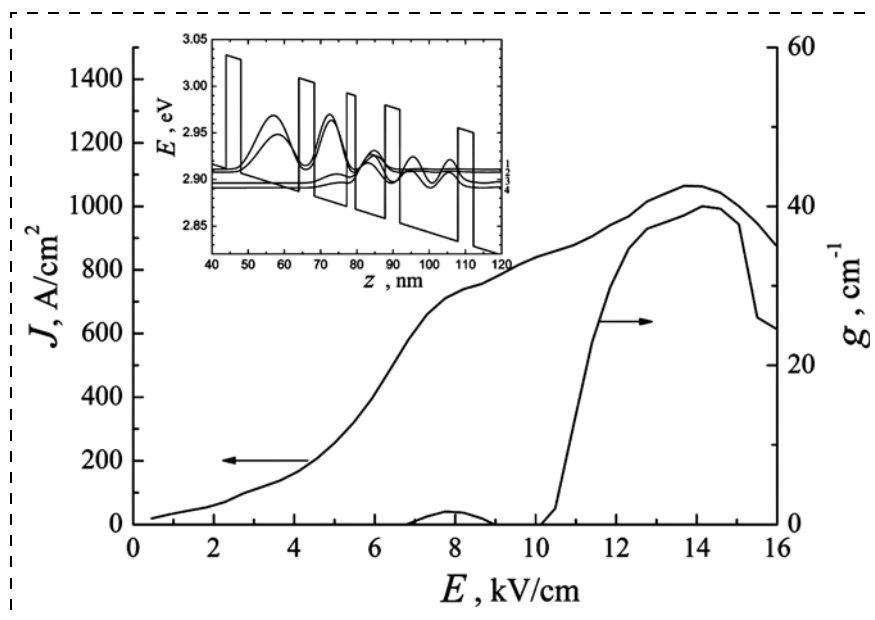


Рис. 1. Рассчитанные полевые зависимости плотности тока (J) и коэффициента усиления в ТГц ККЛ-гетероструктуре при 10 К. На вставке — зонная диаграмма и волновые функции электронов в электрическом поле, соответствующем порогу генерации (~12 кВ/см)

Fig. 1. Current density (J) and gain factor field dependences calculated for THz QCL's heterostructure at 10K. Inset: band diagram and wave functions of electrons in the electric field close to the generation threshold (~12 kV/cm)

метода неравновесных функций Грина с учетом процессов электрон-фононного взаимодействия и рассеяния электронов на примесях и шероховатостях гетерограниц. В результате была определена конструкция многослойной GaAs/AlGaAs-гетероструктуры с диагональными излучательными переходами и силой осциллятора перехода $f_{21} = 0,425$. Кроме того, в результате расчетов было оценено значение коэффициента усиления проектируемого ТГц ККЛ (рис. 1).

Эпитаксиальный синтез многослойных гетероструктур GaAs/AlGaAs

Предложенная конструкция многослойных GaAs/AlGaAs-гетероструктур была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Riber 21. Рост осуществлялся на полуизолирующих подложках GaAs (100), обеспечивающих согласование параметров решетки с GaAs/AlGaAs, что важно ввиду большой толщины (около 10 мкм) всей структуры. Для уменьшения толщины переходных слоев были использованы специальные высокоскоростные заслонки, обеспечивающие время переключения алюминиевого и галлиевого потоков не более 0,15 с. Рост осуществлялся в мышьяк-стабилизированных условиях с температурой осаждения, контролируемой ИК пирометром. Состояние ростовой поверхности контролировалось с помощью дифракции быстрых электронов на отражение. Исследование структурных парамет-

ров с помощью рентгеновских кривых качания и энергии межзонных оптических переходов с помощью фотолюминесценции у выращенных структур подробно описано в работе [9]. Выращенные гетероструктуры обладают резкими гетерограницами эпитаксиальных слоев, что подтверждают снимки просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ, рис. 2).

Постростовая обработка многослойных GaAs/AlGaAs-гетероструктур

Для создания ТГц ККЛ была использована схема двойного металлического волновода, в которой активная область заключается между двумя металлическими слоями. Такой волновод обеспечивает более сильную локализацию поля и меньшие потери по сравнению с плазмонным волноводом, хотя такой подход значительно усложняет постростовую обработку структур.

Многослойную GaAs/AlGaAs-гетероструктуру сращивали методом термокомпрессионного соединения с проводящей подложкой-носителем n^+ -GaAs. Затем проводилось последовательное травление исходной подложки GaAs до стоп-слоя AlGaAs с высоким содержанием Al, а затем и самого стоп-слоя, после чего сверху наносилась металлизация Ti/Au, которая служила в качестве маски для сухого травления гребневых мезаполосков и в качестве верхнего электрода ТГц ККЛ. В результате активная область ТГц ККЛ толщиной около 10 мкм оказывалась ограниченной двумя металлическими слоями. Подробное описание процессов формирования двойного металлического волновода дано в работе [10].

При изготовлении резонатора Фабри — Перо использовалась операция раскалывания гребневых мезаполосков ТГц ККЛ. Для улучшения качества сколов подложка-носитель n^+ -GaAs утонялась до толщины ~150 мкм. Кроме того, операцию раскалывания также упрощает формирование гребневых мезаполосков с так называемыми плечами. На снимке растрового электронного микроскопа изображен скол торца ТГц ККЛ с плечами (рис. 3). Чипы монтировались на медный теплопровод, являющийся нижним контактом к структуре.

Исследование изготовленных ТГц ККЛ

Измерение изготовленных ТГц ККЛ проводилось в Институте физики микроструктур РАН (ИФМ РАН). На рис. 4 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) и зависимости интенсивности интегрального излучения от тока для исследуемого ТГц ККЛ. Наличие резкого излома на ВАХ (0,32...0,42 А) связано с образованием доменов электрического поля внутри лазерной структу-



Рис. 2. ПЭМ-изображение активной области многослойной GaAs/AlGaAs-гетероструктуры

Fig. 2. TEM of the active area of the multilayer GaAs/AlGaAs-heterostructure

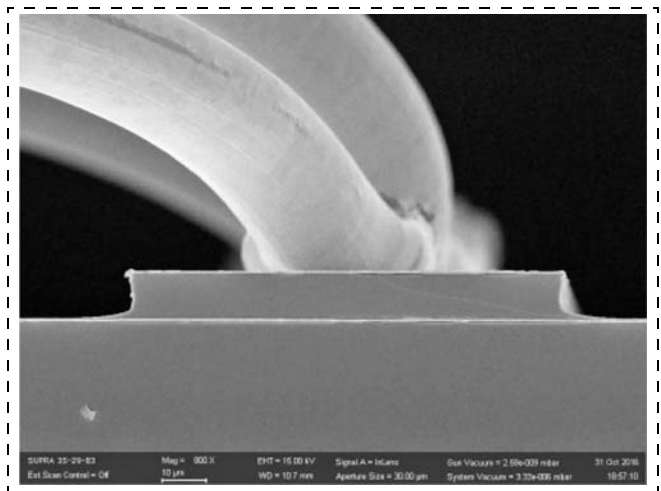


Рис. 3. РЭМ-изображение скола ТГц ККЛ

Fig. 3. SEM image of THz QCL cleavage

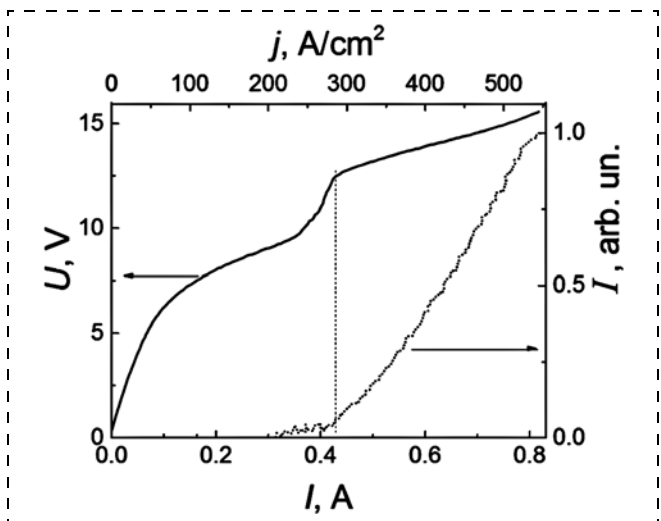


Рис. 4. ВАХ (сплошная линия) и зависимости интенсивности излучения от тока (пунктирная линия) исследуемого ТГц ККЛ

Fig. 4. CVC (full line) and emission intensity against current plot (dotted line) for THz QCL under study

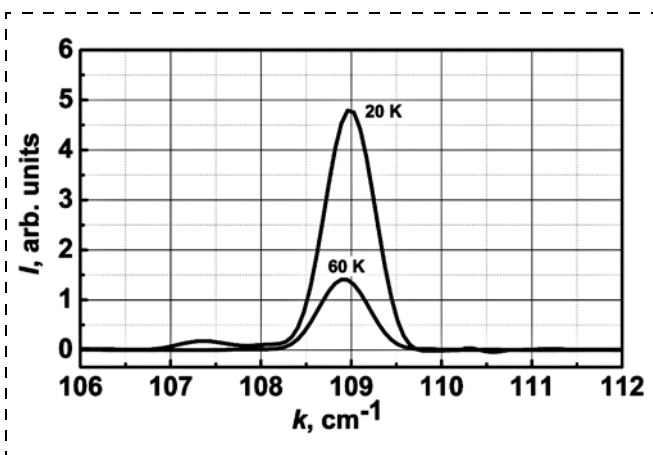


Рис. 5. Спектр излучения ТГц ККЛ на основе гетероструктуры фирмы Trion Technology при температуре 20 и 60 К

Fig. 5. Emission spectra of THz QCL based on the heterostructure from Trion Technology at 20 K and 60 K

ры. Далее ВАХ претерпевает резкий излом, свидетельствующий о приближении "нижнего" уровня инжектора к "верхнему" рабочему лазерному уровню, что способствует эффективному туннелированию электронов и быстрому росту тока через структуру. На зависимости интегральной интенсивности от тока видно, что излом на ВАХ при токе 0,42 А (280 А/см^2) соответствует началу резкого роста интенсивности излучения, что является признаком возникновения в структуре стимулированного излучения.

Апробация технологии изготовления ТГц ККЛ

Для апробации разработанной технологии была использована многослойная GaAs/AlGaAs-гетероструктура, изготовленная фирмой Trion Technology (США). Гетероструктура имеет резонансно-фонный дизайн на основе трех квантовых ям и рассчитана под частоту излучения вблизи 3,2 ТГц. Аналогично описанной выше постростовой обработке были изготовлены гребневые мезаполоски с шириной 100 мкм. Монтаж данных чипов был выполнен в АО "НИИ "Полюс" им. М. Ф. Стельмаха". В ИФМ РАН был измерен спектр излучения изготовленных ТГц ККЛ (рис. 5). В спектре излучения присутствует спектральная линия на частоте вблизи 109 см^{-1} , что соответствует 3,2 ТГц. При температуре 20 К на спектре присутствует более слабая спектральная линия вблизи $107,5 \text{ см}^{-1}$, соответствующая продольной моде резонатора.

Заключение

Несмотря на отсутствие задела в России в области создания ТГц ККЛ, авторами работы в период с 2015 по 2017 гг. удалось освоить проектирование

дизайна активной области ТГц ККЛ, разработать технологию синтеза многослойных GaAs/AlGaAs-гетероструктур методом молекулярно-пучковой эпитаксии, а также отработать процессы постростовой обработки выращенных гетероструктур для создания ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом. Исследования вольт-амперных и излучательных характеристик изготовленных ТГц ККЛ, проведенные в ИФМ РАН, подтверждают стимулированный характер излучения в исследуемых приборах. Для апробации постростовой обработки был изготовлен ТГц ККЛ на основе гетероструктуры фирмы Trion Technology (США). В спектре излучения данного ТГц ККЛ присутствует спектральная линия на частоте вблизи 109 см^{-1} , что соответствует 3,2 ТГц.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ИФМ РАН В. И. Гавриленко, К. В. Маремьянину и А. В. Иконникову за измерения изготовленных ТГц ККЛ и сотруднику АО "НИИ "Полюс" им. М. Ф. Стельмаха" А. И. Данилову за сборку чипов ТГц ККЛ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента № МК-6081.2016.8.

Список литературы

1. Wang X., Shen C., Jiang T. et al. High-power terahertz quantum cascade lasers with $\sim 0.23 \text{ W}$ in continuous wave mode // AIP Advances. 2016. Vol. 6, N. 7. P. 075210.
2. Li H., Laffaille P., Gacemi D. et al. Dynamics of ultra-broadband terahertz quantum cascade lasers for comb operation // Opt. Express. 2015. Vol. 23, N. 26. P. 33270.
3. Lee W. M., Hu Q. Real-time, continuous-wave terahertz imaging using a microbolometer focal-plane array // Opt. Lett. 2005. Vol. 30, No. 19. P. 2563.
4. Alan W., Lee M., Kumar S. et al. Real-time terahertz imaging over a standoff distance ($>25 \text{ meters}$) // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89, N. 14. P. 141125.
5. Wienold M., Hagelschuer T., Rothbart N. et al. Real-time terahertz imaging through self-mixing in a quantum-cascade laser // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 109, N. 1. P. 011102.
6. Dean P., Mitrofanov O., Keeley J. et al. Apertureless near-field terahertz imaging using the self-mixing effect in a quantum cascade laser // Appl. Phys. Lett. 2016. Vol. 108, N. 9. P. 091113.
7. Khabibullin R. A., Shchavruk N. V., Pavlov A. Yu. et al. Terahertz Quantum-Cascade Laser Based on the Resonant-Phonon Depopulation Scheme, International Journal of High Speed // Electronics and Systems. 2016. Vol. 25, N. 03n04. P. 1640022.
8. Khabibullin R. A., Schchavruk N. V., Klochkov A. N. et al. Energy spectrum and thermal properties of terahertz quantum-cascade laser based on the resonant-phonon depopulation scheme // Semiconductors. 2017. Vol. 51, No. 4. P. 540.
9. Zhukov A. E., Cirlin G. E., Reznik R. R. et al. Multilayer heterostructures for quantum-cascade lasers operating in the terahertz frequency range // Semiconductors. 2016. Vol. 50, N. 5. P. 662.
10. Khabibullin R. A., Shchavruk N. V., Pavlov A. Yu. et al. Fabrication of a terahertz quantum-cascade laser with a double metal waveguide based on multilayer GaAs/AlGaAs heterostructures // Semiconductors. 2016. Vol. 50, N. 10. P. 1377.

Zh. I. Alferov, Rector, **F. I. Zubov**, Senior Researcher, **G. E. Cirlin**, Head of Laboratory, **A. E. Zhukov**, Pro-rector, St. Petersburg National Research Academic University of RAS,
N. V. Shchavruk, Senior Researcher, **A. Yu. Pavlov**, Head of Laboratory,
D. S. Ponomarev, Deputy Director, p.alex.ur@yandex.ru, **A. N. Klochkov**, Senior Researcher,
R. A. Khabibullin, Scientific Secretary, e-mail: khabibullin@isvch.ru, **P. P. Maltsev**, Scientific Adviser,
Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics of RAS, Moscow, 117105, Russian Federation

Corresponding author:

Khabibullin Rustam A., Scientific Secretary, Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics of RAS, Moscow, 117105, Russian Federation, e-mail: khabibullin@isvch.ru

The First Terahertz Quantum-Cascade Laser Fabricated in Russia

Received on November 03, 2016

Accepted on November 08, 2016

The first terahertz quantum-cascade laser (THz QCL) made in Russia in collaboration between SPbAU RAS and IUHFSE RAS was demonstrated. The design of the active region of THz QCL based on the three quantum wells with the resonant-phonon depopulation scheme was proposed. A molecular beam epitaxy growth of the multilayer GaAs/AlGaAs heterostructures (228 cascades) was developed. Studies of I-V and of the emission characteristics of the fabricated THz QCL conducted in IPM RAS confirmed the nature of the stimulated emission in the test devices. The postgrowth processing was tested on the heterostructures from Trion Technology Co. (USA).

Keywords: quantum-cascade lasers, terahertz range, GaAs/AlGaAs heterostructures, tunnel-coupled quantum wells, resonant-phonon scheme

For citation:

Alferov Zh. I., Zubov F. I., Cirlin G. E., Zhukov A. E., Shchavruk N. V., Pavlov A. Yu., Ponomarev D. S., Klochkov A. N., Khabibullin R. A., Maltsev P. P. The First Terahertz Quantum-Cascade Laser Fabricated in Russia, *Nano- i Mikrosistemnaya Tekhnika*, 2017, vol. 19, no. 5, pp. 259–265.

DOI: 10.17587/nmst.19.259-265

Introduction

Quantum cascade lasers (QCLs) based on electron transitions between energy levels within a conduction band in a GaAs/AlGaAs heterostructure are the unique sources of terahertz radiation. The devices operate in the 1.2...5.0 THz radiation range, without strong magnetic fields utilization, with the output power of more than 200 mW [1] in a continuous-wave mode and with the peak output power exceeding 1 W in a pulsed mode. Basing on a number of principles (microelectromechanical principle, external resonator application etc.), terahertz quantum cascade laser's (THz QCL's) frequency tuning range expansion toward 300 GHz and more is achieved. Besides, THz QCLs emitting over a spectral bandwidth of 1THz are demonstrated in a frequency comb operation mode [2], this opening a prospect of the development of a THz QCL-based THz spectrometer with a greater signal/noise ratio (theoretically, more than 60 dB per 3 THz).

Besides being a unique THz radiation source, the title device can be used as a local oscillator for heterodyne detection and thus provide an opportunity to solve the problem of THz radiation detection. Spectral range covered by the radiation generated by a THz QCL with a distributed feedback makes tens of KHz, this fact having lead to THz QCL-based heterodynes use in NASA aerostats for solving astrophysical problems.

The achievements in THz QCL technology make topical the task of the research and development of THz visualization systems and object imaging in the THz range using THz QCL. Microbolometer arrays ensuring signal-to-noise ratio over 300 at sampling frequency of 20 frame in second are successfully used for detectors [3]. A possibility is demonstrated of

THz visualization of objects situated more than 25 m away from the source (THz QCL) [4].

An alternative approach to building real-time THz visualization systems is the use of the self-mixing effect in THz QCL, when the THz radiation is reflected from an external target back into a laser's resonator and interferes (gets mixed) with the electromagnetic field inside the resonator [5, 6]. THz QCL in this case will function simultaneously as a source, a mixer, and a detector, which will simplify the structure of THz systems and reduce their cost.

A THz QCL development is a topical task for construction of systems for target velocity and displacement distant measuring and those for measuring the target's THz reflection factor variations and distant object detection and 2D and 3D imaging, this making THz QCL development important for inspection systems, which is extremely important for terrorist attack prevention. At the same time, no efforts on THz QCL creation undertaken in Russia have been reported before 2016.

The aim of the present work is to demonstrate the first domestic THz QCL.

Development of THz QCL active area design

The dependences of electron energy levels location and the transition oscillator strength upon the electric field applied for a THz QCL with resonance-phonon depopulation scheme and a cascade of three quantum wells are investigated on the basis of numerical and self-consistent solution to the system of Schrödinger's equations in effective-mass and Poisson approximations, [7, 8]. Charge carrier dynamics under the applied electric field's impact is considered in terms of nonequilibrium Green's functions method with the account

for electron-phonon interaction and electron scattering on admixtures and roughness of heteroboundaries. As a result, the structure of a multilayer GaAs/AlGaAs heterostructure with diagonal radiative transitions and the oscillator strength $f_{21} = 0.425$ is determined. Also, the estimated value of the gain factor of the THz QCL under construction is calculated (fig. 1).

Epitaxial synthesis of multilayer GaAs/AlGaAs heterostructures

The offered structure of multilayer GaAs/AlGaAs heterostructures is grown by molecular-beam epitaxy on a Riber 21 system. The growth was realized on semi-insulating GaAs (100) wafers providing for lattice parameters coordination with those of GaAs/AlGaAs heterostructure, which is important because of considerable thickness (about 10 μm) of the whole structure. Special high-speed shutters were used, in order to reduce the thickness of the transition layers. The shutters ensured that the time of the pattern change from Al- to Ga source did not exceed 0.15 s. The growth was realized in arsenic-stabilized conditions, with the sedimentation temperature controlled with an IR pyrometer. The growing surface condition *in-situ* control was carried out by the high-energy electron diffraction method.

Structural parameters of the grown multilayer heterostructures were studied using X-ray rocking curves; their band-to-band optical transition energy was investigated with the use of photoluminescence and is reported in detail in [9].

In the heterostructures obtained, the heteroboundaries of the epitaxial layers are very sharp, this being proved with the transmission electron microscopy (TEM, fig. 2).

Post-growth processing of multilayer GaAs/AlGaAs heterostructures

In order to build a THz QCL, a double metal waveguide structure was used, in which the active area is placed between two metal layers. Such a waveguide ensures stronger field localization and lower losses, as compared to a plasmon waveguide, though this approach makes the post-growth structure processing more complicated.

The GaAs/AlGaAs heterostructure was joined with a conducting n^+ -GaAs wafer with a thermocompression bonding with subsequent wet etching of the initial GaAs wafer until the AlGaAs stop-layer rich in Al was reached. After etching the AlGaAs stop-layer, Ti/Au metallization was made, which served simultaneously as a mask for ridge mesostrips dry etching and as the top electrode of the THz QCL. Finally, the active area of the THz QCL with the thickness of about 10 μm turned out to be limited with two metal layers. The double metal waveguide formation is described in more details in [10].

At Fabry-Perot resonator fabrication, THz QCL's ridge mesostrip cleavage was used. To improve the cleavage quality, the n^+ -GaAs wafer thickness was reduced to ~ 150 μm . Besides, cleavage facilitates the formation of the ridge mesostrips with "shoulders". One can see a THz QCL end cleavage in the scanning electron microscope picture (fig. 3). The chips were mounted onto a copper heat sink, which also served as the bottom contact of the structure.

Study of fabricated THz QCLs

The performances of the THz QCLs made were measured at the Institute for Physics of Microstructures RAS (IPM RAS). Current-voltage (I – V) characteristics and total radiation intensity vs. current plot for the THz QCL under study are pre-

sented in the fig. 4. Presence of a knee in the I – V characteristics (0.32...0.42 A) is related to the electric field domains formation inside the laser structure. Further, I – V characteristics undergoes a sharp bend associated with the "lower level" of the injector approaching the laser's "upper" working level, this promoting efficient tunneling of electrons and fast growth of the electron current across the structure. In the plot of integral current intensity vs. current dependence, one can see that the bend in I – V characteristics at the current of 0.42 A (280 A/cm²) correlates with the sharp increase in radiation, which indicates the beginning of stimulated emission in the structure.

THz QCL fabrication technology testing

For testing the THz QCL fabrication technology, a multilayer GaAs/AlGaAs heterostructure from Trion Technology (USA) was used. The heterostructure had a three quantum well based phonon-resonance design and it was calculated for the radiation frequency of about 3.2 THz. In the way similar to the post-growth treatment described above, 100 μm wide ridge mesostrips were produced.

Chips were mounted at NII Polyus JSC. The emission spectrum of the fabricated THz QCLs was measured at IPM RAS (fig. 5). In the emission spectrum, a spectral line is present near the frequency of 109 cm^{-1} , which corresponds with 3.2 THz. At 20 K, a weaker line is present in the spectrum near 107.5 cm^{-1} , this corresponding with the longitudinal mode of the resonator.

Conclusion

Despite the absence of a groundwork for THz QCL fabrication in Russia, the authors succeeded in designing a THz QCL's active area, the development of multilayer GaAs/AlGaAs heterostructure synthesis technique using molecular-beam epitaxy, working out in detail the grown structure post-growth processing for building a THz QCL with a double metal waveguide; all this has been done within the period from 2015 to 2017.

Investigation of THz QCL's current-voltage characteristics carried out at IPM RAS, has proved the stimulated nature of the emission in the studied devices. In order to test the post-growth processing technique, a THz QCL was fabricated on the basis of a heterostructure from Trion Technology Company (USA). In the emission spectrum of the device, a spectral line is present near the frequency of 109 cm^{-1} , which corresponds with 3.2 THz.

The Authors are thankful to the research fellows from IPM RAS V. I. Gavrilenko, K. V. Marem'yanin, and A. V. Ikonnikov for measuring the characteristics of the fabricated THz QCLs.

The Authors are also grateful to the scientific associate of the NII Polyus JSC A. I. Danilov for mounting chips for THz QCL.

The work was supported by the Russian President's grant no. MK-6081.2016.8.

References

1. Wang X., Shen C., Jiang T. et al. High-power terahertz quantum cascade lasers with ~ 0.23 W in continuous wave mode, *AIP Advances*, 2016, vol. 6, no. 7, p. 075210.
2. Li H., Laffaille P., Gacemi D. et al. Dynamics of ultra-broadband terahertz quantum cascade lasers for comb operation, *Opt. Express*, 2015, vol. 23, no. 26, p. 33270.

3. Lee W. M., Hu Q. Real-time, continuous-wave terahertz imaging using a microbolometer focal-plane array, *Opt. Lett.*, 2005, vol. 30, no. 19, p. 2563.
4. Alan W., Lee M., Kumar S. et al. Real-time terahertz imaging over a standoff distance (>25 meters), *Appl. Phys. Lett.*, 2006, vol. 89, no. 14, p. 141125.
5. Wienold M., Hagelschuer T., Rothbart N. et al. Real-time terahertz imaging through self-mixing in a quantum-cascade laser, *Appl. Phys. Lett.*, 2016, vol. 109, no. 1, p. 011102.
6. Dean P., Mitrofanov O., Keeley J. et al. Apertureless near-field terahertz imaging using the self-mixing effect in a quantum cascade laser, *Appl. Phys. Lett.*, 2016, vol. 108, no. 9, p. 091113.
7. Khabibullin R. A., Shchavruk N. V., Pavlov A. Yu. et al. Terahertz Quantum-Cascade Laser Based on the Resonant-Phonon

Depopulation Scheme, *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, 2016, vol. 25, no. 03n04, p. 1640022.

8. Khabibullin R. A., Schchavruk N. V., Klochkov A. N. et al. Energy spectrum and thermal properties of terahertz quantum-cascade laser based on the resonant-phonon depopulation scheme, *Semiconductors*, 2017, vol. 51, no. 4, p. 540.

9. Zhukov A. E., Cirilin G. E., Reznik R. R. et al. Multilayer heterostructures for quantum-cascade lasers operating in the terahertz frequency range, *Semiconductors*, 2016, vol. 50, no. 5, p. 662.

10. Khabibullin R. A., Shchavruk N. V., Pavlov A. Yu. et al. Fabrication of a terahertz quantum-cascade laser with a double metal waveguide based on multilayer GaAs/AlGaAs heterostructures, *Semiconductors*, 2016, vol. 50, no. 10, p. 1377.

УДК 621.38

DOI: 10.17587/nmst.19.265-272

В. И. Рыжий, д-р физ. мат. наук, проф., член.-корр. РАН, гл. науч. сотр., e-mail: vryzhii@gmail.com, Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Москва,
М. В. Рыжий, д-р техн. наук, доцент, e-mail: m-ryzhii@u-aizu.ac.jp, Department of Computer Sci. and Eng., University of Aizu, Aizu-Wakamatsu, Japan,
Т. Отсуджи, д-р техн. наук, проф., e-mail: otsuji@riec.tohoku.ac.jp, Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai, Japan

НА ПУТИ К РЕАЛИЗАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Поступила в редакцию 24.11.2016

Представлены недавние результаты, полученные взаимодействующими группами российских и японских исследователей, на пути реализации терагерцовых лазеров на основе графеновых гетероструктур с электрической (инжекционной) накачкой. Рассматриваются два типа терагерцовых графеновых лазеров: лазеры на основе однослойной и многослойной графеновых p - i - n гетероструктур с боковыми p - и n -инжектирующими областями, использующие межзонные внутрислойные излучательные переходы, и лазеры на основе двойных графеновых гетероструктур со слоями, разделенными туннельным барьерным слоем и индивидуальными контактами к каждому слою, использующие резонансно-туннельные внутризонные межслойные переходы, сопровождаемые излучением фотонов.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, графен, гетероструктура, инверсная заселенность, лазер

Введение

Терагерцовый (ТГц) диапазон электромагнитного излучения расположен между микроволновым и оптическим спектральными областями (рис. 1). Этот диапазон покрывает частоты молекулярных колебаний в газах и жидкостях и частоты колебаний решетки твердых тел. На этом основаны многочисленные уже существующие и будущие применения ТГц излучения включающие: радиоастрономию, ночное видение, скрытую связь между космическими аппаратами и в локальных компьютерных сетях, детектирование отравляющих и взрывчатых веществ, мониторинг окружающей среды, медицинскую диагностику и др. Несмотря на многолетние усилия и замечательные достижения в электронике сверхвысоких частот и фотонике, реализация компактных, достаточно мощных и эффективных ТГц приборов, работающих при приемлемых температурах (т.е. при комнат-

ных температурах или, по крайней мере, при умеренном охлаждении), остается нерешенной проблемой. Ввиду практических и фундаментальных сложностей широкого использования ТГц излучения в мировой научно-технической литературе возник термин ТГц "щель".

Приборы и системы на их основе, ликвидирующие эту "щель", могут быть реализованы на основе твердотельных структур и, прежде всего, полупроводниковых гетероструктур из сравнительно традиционных материалов и, в особенности, новых материалов. Наибольший успех в продвижении внутрь ТГц "щели" связан с разработкой резонансно-туннельных диодов (РТД) [1] и квантовых каскадных лазеров (ККЛ) [2] на основе соединений III—V, перекрывающих ТГц "щель" соответственно с микроволновой и фотонной "сторон". Путь от изобретения этих приборов до их воплощения в работающих образцах занял несколько десятиле-

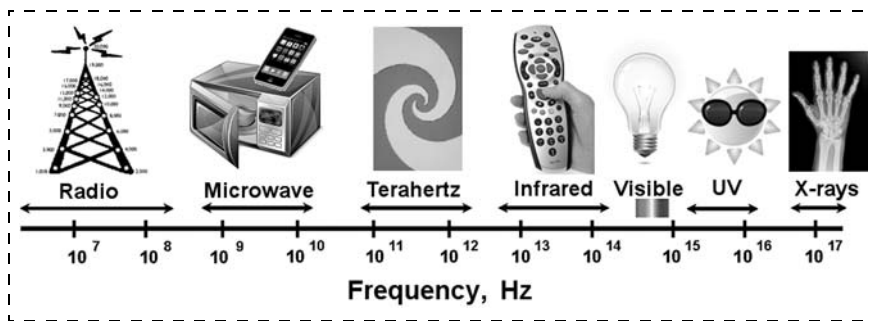


Рис. 1. Спектр электромагнитного излучения (диапазоны)

Fig. 1. Spectrum of electromagnetic radiation (spectral ranges)

тий. Тем не менее остается много принципиальных и технических нерешенных проблем, например работа в области выше 2 ТГц (для РТД) и в области 6...10 ТГц (для ККЛ), а также существенное повышение выходной мощности и т. д. Таким образом, активный поиск путей перекрытия ТГц "щели" еще впереди.

Довольно быстро после впечатляющих демонстраций уникальных свойств графена [3] — материала, представляющего собой монослой атомов углерода, был предложен, в частности нами, целый ряд разнообразных приборов на основе графеновых слоев и гетероструктур из них. Сюда относятся детекторы и модуляторы электромагнитного излучения в разных областях его спектра, ТГц фотомиксеры, приборы ТГц плазмоники и другие устройства.

Особо можно отметить предложенные концепции ТГц лазеров с оптической [4–7] и инжекционной [8, 9] накачкой. Спецификой таких лазеров является отсутствие (или очень малая ширина) запрещенной зоны. Благодаря этому графен может поглощать и излучать как ТГц фотоны, так и фотоны ультрафиолетового диапазона. Бесщелевой энергетический спектр графена, являющийся большим недостатком для его использования в цифровых схемах, значительно расширяет возможности его применения в ТГц электронике и фотонике. Необходимо отметить, что "провал" ожидаемой графеновой "революции" в области больших цифровых интегральных схем может быть компенсирован прогрессом в разработке аналоговых систем, особенно учитывая прекрасные транспортные и плазмонные свойства графеновых слоев.

Накачка графенового слоя посредством генерации электронов и дырок светом или за счет их инжекции приводит к излучательной рекомбинации и генерации излучения с довольно малой энергией фотонов вследствие нулевой энергетической щели между зоной проводимости и валентной зоной. При достаточно сильной накачке и эффективной фотонной обратной связи рекомбинационное излучение может стать существенно стимулирован-

ным. Хотя первые экспериментальные работы по реализации стимулированного ТГц излучения из графена, проведенные Университетом Тохоку в Японии [10] и основанные на наших теоретических исследованиях, оказались довольно обнадеживающими, было ясно, что оптическая накачка (помимо ее понятных неудобств) не является достаточно эффективным методом. Дело в том, что генерированные светом (с энергией

фотонов 1,5...2,0 эВ) электронно-дырочные пары получают при рождении большую энергию, что ведет к повышению их эффективной температуры. Последнее затрудняет реализацию инверсной заселенности [11], необходимой для лазерной генерации. Напротив, при инжекционной накачке электронов и дырок в графеновый слой (или несколько параллельных слоев) из боковых контактов эффективная температура электронно-дырочной плазмы близка к температуре решетки или может быть даже ниже ее [12].

Инжекционные лазеры на основе графеновых гетероструктур с *p-i-n* переходами

Структуры предложенных нами инжекционных лазеров [8, 9] на основе одного или нескольких (дезорientированных друг относительно друга, "twisted") графеновых слоев показаны схематически на рис. 2, *a* и *b*. В структуре первого типа

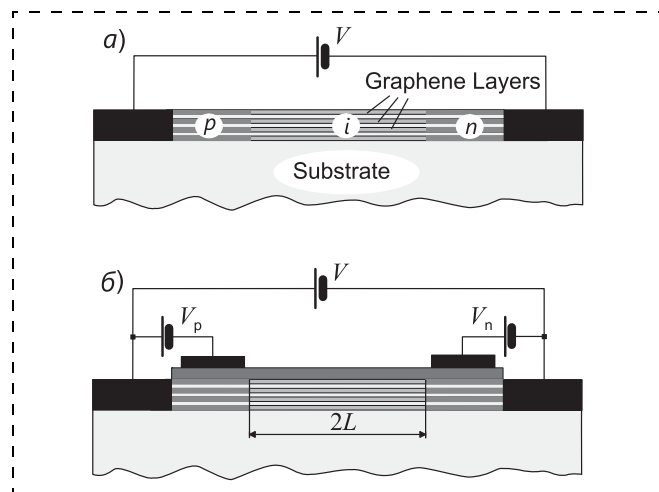


Рис. 2. Продольные (латеральные) лазерные *p-i-n* гетероструктуры на основе графеновых слоев с химическим и "электрическим" легированием *p*- и *n*-областей и нелегированной *i*-областью (длиной $2L$) между затворами: V — напряжение между истоком и стоком, затворные напряжения V_p и V_n имеют противоположные полярности

Fig. 2. Lateral laser *p-i-n* heterostructures based on graphene layers with chemical and "electric" doping of the *p*- and *n*-regions (with length $2L$) between the gates: V is the source-drain voltage, V_p and V_n are the gate voltages of the opposite polarity

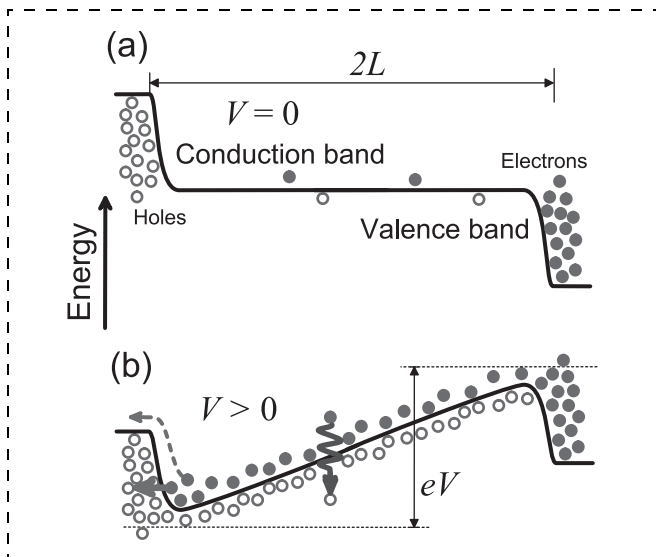


Рис. 3. Зонные диаграммы (профили потенциала) в $p-i-n$ гетероструктуре при нулевом (а) и при прямом (б) смещениях ($V=0$ и $V>0$ соответственно): кружки соответствуют электронам в зоне проводимости графена и дыркам в его валентной зоне; волнистая стрелка описывает межзонный переход с излучением ТГц фотона

Fig. 3. Band diagrams (potential profiles) for graphene $p-i-n$ heterostructure at (a) zeroth bias and (b) forward bias ($V=0$ and $V>0$, respectively): opaque and open circles correspond to electrons in the graphene conduction band and holes in its valence band; wavy arrow indicates the interband transition with THz photon emission

p - и n -области формируются соответствующим химическим легированием. В структуре второго типа эти области образуются носителями, индуцированными потенциалами затворов противоположной полярности.

Зонные диаграммы обсуждаемых гетероструктур при нулевом смещении и при прямом смещении показаны на рис. 3, а и б, соответственно. Дезориентация слоев (*twist*) приводит с подавлением межслоевого взаимодействия, так что все графеновые слои в многослойной гетероструктуре имеют одинаковые (Дираковские) энергетические спектры, такие же, как и отдельный изолированный слой (в противоположность графиту и биграфеновым структурам).

В частности, нами и нашими коллегами были реализованы гетероструктуры типа полевого транзистора с двумя затворами на основе графенового слоя (рис. 4), в которых формировались плоские электрически индуцированные $p-i-n$ переходы. В целом изготовленные гетероструктуры (см. рис. 4) соответствуют пока-

занной на рис. 2 (для случая одного слоя графена). В этих гетероструктурах металлические затворы в продольном направлении имели периодическую пилообразную форму, как на рис. 4, что обеспечивало распределенную обратную связь для ТГц излучения, распространяющегося вдоль краев затворов. При прямом смещении $p-i-n$ перехода наблюдалась однододовая эмиссия ТГц излучения с частотой 5,2 ТГц (см. спектры излучения на рис. 5) при температуре 100 К. Эта частота соответствует периоду затворной пилообразной структуры. Спектральная ширина линии излучения также хорошо согласуется с результатами моделирования [12, 13]. В образцах без распределенной

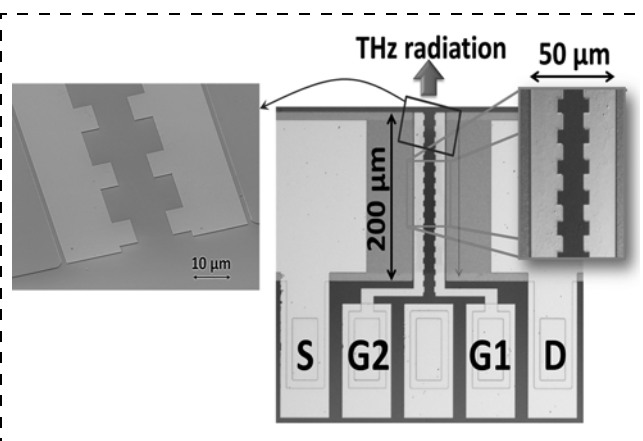


Рис. 4. Виды лазерных структур с распределенной обратной связью, полученные с помощью оптического и сканирующего электронного микроскопов [12]: S, D, G1 и G2 соответствуют истоку, стоку и затворам.

Fig. 4. View of the laser structures with the distributed feedback obtained using optical and scanning tunneling microscopes [12]: S, D, G1, and G2 corresponds to the source, drain, and gates

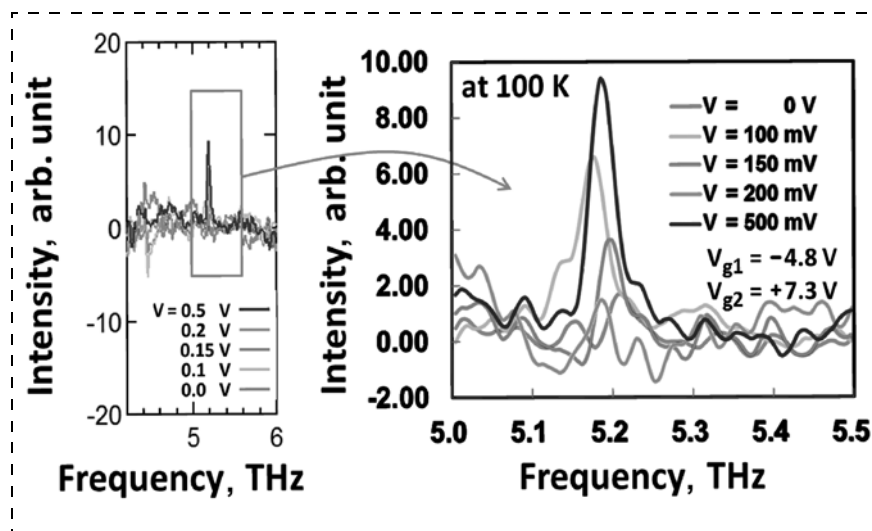


Рис. 5. Спектры ТГц излучения, генерированного при инверсной заселенности в гетероструктуре с одним графеновым слоем, показанной на рис. 4, при разных напряжениях прямого смещения исток-сток и температуре $T=100$ К [12]

Fig. 5. Spectra of THz radiation generated at the population inversion in a single-graphene-layer heterostructure shown in Fig. 4 at different forward bias voltages and temperature $T=100$ К [12]

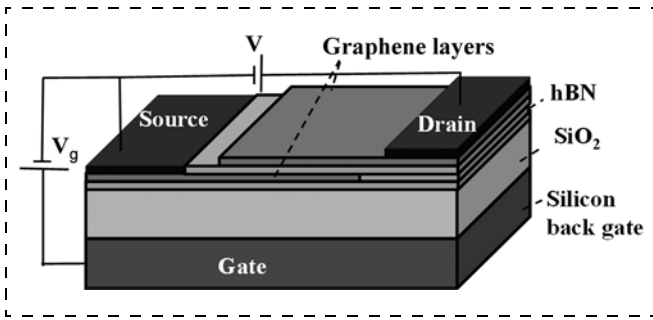


Рис. 6. Двухслойная графеновая гетероструктура с индивидуальными контактами к каждому слою

Fig. 6. Double-graphene-layer heterostructure with separately contacted layers

обратной связи эмиссионный спектр был довольно широк (несколько ТГц). Хотя полученные результаты являются предварительными, наблюдаемая ТГц эмиссия может быть интерпретирована как межзонное лазерование, обусловленное инверсией заселенности инжектированных электронов и дырок.

Однако функционирование обсуждаемых ТГц лазеров может осложняться рядом факторов. Одним из них является внутризонное непрямоe поглощение фотонов "свободными" электронами и дырками (поглощение Друде). Минимизация этого эффекта требует использования достаточно совершенных графеновых слоев, в частности слоев с относительно высокой подвижностью инжектированных электронов и дырок. Проблема непрямых переходов электронов и дырок, связанных с их рассеянием с участием фотонов, может быть решена (или, по крайней мере, смягчена) с помощью использования "декорированных" графеновых гетероструктур, например с селективным легированием, особенно структур на основе графеновых бислоев [13—17]. Рабочие температуры могут быть также повышены при использовании резонансных структур с улучшенной добротностью.

Лазеры на основе двойных графеновых гетероструктур

Помимо лазерных графеновых гетероструктур, использующих межзонные излучательные переходы при инверсной заселенности внутри графенового слоя (или внутри каждого слоя в многослойных гетероструктурах), рас-

смотренных выше, были предложены лазеры на основе других графеновых гетероструктур. В частности, такие лазеры могут включать два графеновых слоя, разделенных барьерным слоем из hBN или другого аналогичного материала и имеющих отдельные контакты к каждому из слоев [18—22]. На рис. 6 схематически показан вид такой лазерной гетероструктуры. Приложение напряжения между этими слоями приводит к формированию двумерного электронного газа в одном слое и двумерного дырочного газа в другом. В результате возникает межслойная инверсия заселенностей, которая может быть использована для лазерования посредством излучения ТГц фотонов при резонансно-туннельных переходах между слоями. Зонная диаграмма для этого случая показана на рис. 7, а. На рис. 7, б, для сравнения показана зонная диаграмма *p-i-n* лазера (с двумя независимыми графеновыми слоями), рассмотренного выше и использующего вертикальные межзонные внутрислойные переходы. ТГц излучение при межслойных туннельных переходах между состояниями в тех же энергетических зонах и при внутрислойных переходах имеет разную поляризацию вследствие различия в правилах отбора. Отсутствие продольной компоненты ТГц электрического поля в случае, соответствующем рис. 7, а, означает отсутствие друдевского поглощения. Следует, однако, заметить, что осуществление лазерного эффекта в по-

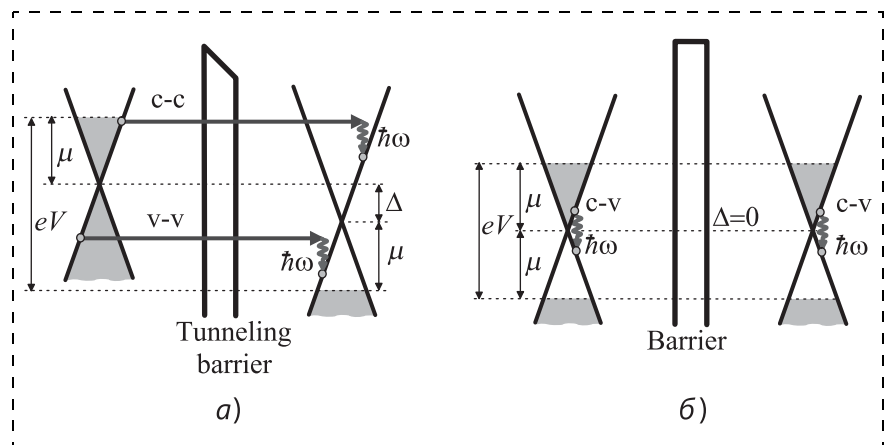


Рис. 7. Зонная диаграмма двухслойной графеновой гетероструктуры (а) типа показанной на рис. 6 [18] при приложенном напряжении между слоями и ненулевой щелью между Дираковскими точками Δ (μ — энергия Ферми электронов и дырок); стрелки показывают туннельные переходы между состояниями в зонах проводимости (*c-c*) и валентных зонах (*v-v*) разных слоев, сопровождаемые излучением ТГц фотонов с энергией $\hbar\omega$ (волнистые линии). Зонная диаграмма похожей графеновой гетероструктуры с инжекцией электронов и дырок с контактов в каждый слой; волнистые линии показывают вертикальные внутрислойные излучательные переходы (б)

Fig. 7. Band diagram of a double-graphene layer heterostructure similar to that shown in Fig. 6. [18] at an voltage applied between the graphene layers at the spacing between the Dirac points Δ equal to zero (μ is the electron and hole Fermi energies) (a); Arrows indicate the tunnel transitions between the states in the conduction bands (*c-c*) and the valence bands (*v-v*) of different layers accompanied by the emission of photons with energy $\hbar\omega$. Band diagram of a similar heterostructure with the injection of electrons and holes into each layer from the side contacts; wavy lines indicate vertical intralayer radiative transitions (b)

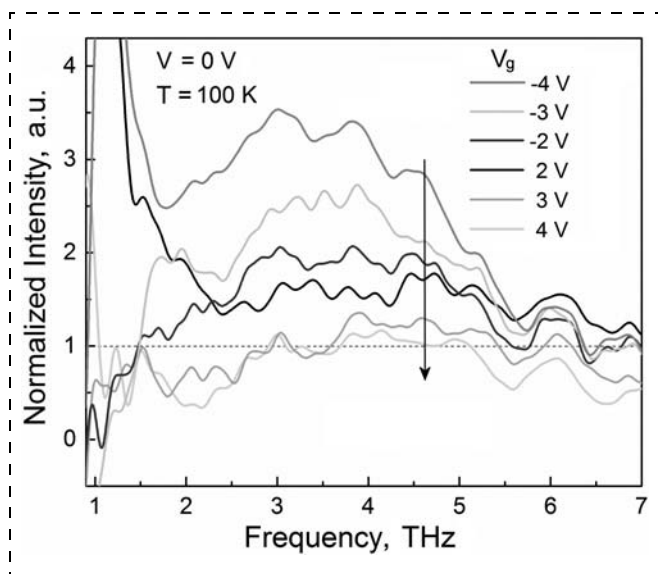


Рис. 8. Примеры спектров ТГц излучения из двухслойных графеновых гетероструктур с межслойной инверсией заселенности при $T = 100$ К и разных приложенных напряжениях

Fig. 8. Examples of the spectra of the THz radiation emitted from a double-graphene-layer heterostructure with the interlayer population inversion at $T = 100$ K at different voltages

добных гетероструктурах требует достаточно точной взаимной ориентации слоев.

Эмиссия излучения из двойных графеновых гетероструктур с барьерным слоем hBN в условиях электрически-индуцированной инверсной заселенности между слоями и резонансно-туннельных излучательных переходах при $T = 100$ К в диапазоне 2...6 ТГц была недавно обнаружена экспериментально [23]. Интегральная мощность излучения составляла около 7 пВт/мкм². На рис. 8 показаны примеры полученных спектральных характеристик выходящего излучения.

Заключение

Впервые предложены, теоретически обоснованы, реализованы и экспериментально исследованы гетероструктуры двух типов на основе графеновых слоев для ТГц графеновых лазеров и выявлена ТГц эмиссия из этих приборов, связанная с электрической накачкой, приводящей к инверсии заселенностей. Полученные экспериментальные данные вселяют уверенность в успешном осуществлении эффективных компактных источников ТГц излучения на основе графеновых гетероструктур, в частности графеновых ТГц лазеров.

Авторы благодарны всем членам нашей неформальной международной команды, в особенности М. С. Шуру (Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, USA), В. Митину (University at Buffalo, Buffalo, USA), А. Сато, С. Баубанга Томбету, Д. Ядав (Tohoku

University, Sendai, Japan), В. Я. Алешкину, А. А. Дубинову (Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия), Д. Свинцову (Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия) за плодотворное сотрудничество. В. И. Рыжий признателен также В. Е. Карасику (Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия) и П. П. Мальцеву (Институт свехвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Москва, Россия) за поддерживающую и стимулирующую дискуссии.

Список литературы

1. Maekawa T., Kanaya H., Suzuki S., Asada M. Oscillations up to 1,92 THz in resonant tunneling diode by reducing conduction loss // Appl. Phys. Express 2016. Vol 9. P. 024101-1-4.
2. Vitiello M. S., Scalari G., Williams B., De Natale P. Quantum cascade lasers: 20 years of challenges // Opt. Express 2015. Vol. 23. P. 5167–5182.
3. Castro Neto A. H., Guinea F., Peres N. M. R., Novoselov K. S., Geim A. K. The electronic properties of graphene // Rev. Mod. Phys. 2009. Vol. 81. P. 109–162.
4. Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. Negative dynamic conductivity of graphene with optica pumping // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 101. P. 083114-1-4.
5. Ryzhii V., Ryzhii M., Satou A., Otsuji T., Dubinov A. A., Aleshkin V. Ya. Feasibility of terahertz lasing in optically pumped epitaxial multiple graphene layer structures // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 106. P. 084507-1-6.
6. Dubinov A. A., Aleshkin V. Ya., Ryzhii M., Otsuji T., Ryzhii V. Terahertz laser with optically pumped graphene layers and Fabri-Perot resonator // Appl. Phys. Express 2009. Vol. 2. P. 0292301-1-3.
7. Ryzhii V., Dubinov A. A., Otsuji T., Mitin V., Shur M. S. Terahertz lasers based on optically pumped multiple graphene structures with slot-line and dielectric waveguides // J. Appl. Phys. 2010. Vol.107. P. 054505-1-5.
8. Ryzhii M., Ryzhii V. Injection and population inversion in electrically induced p-n junction in graphene with split gates // Jpn. J. Appl. Phys. 2007. Vol. 46. P. L151–L153.
9. Ryzhii V., Ryzhii M., Mitin V., Otsuji T. Toward the creation of terahertz graphene injection laser // J. Appl. Phys. 2011, Vol. 110. P. 094503-1-9.
10. Otsuji T., Boubanga-Tombet S., Satou A., Suemitsu M., Ryzhii V. Spectroscopic study of ultrafast carrier dynamics and terahertz amplified stimulated emission in optically pumped graphene // J. Infrared Milli Terahz. Waves. 2012, Vol. 33. P. 825–838.
11. Ryzhii V., Ryzhii M., Mitin V., Satou A., Otsuji T. Effect of heating and cooling of photogenerated electron-hole plasma in optically pumped graphene on population inversion // Jpn. Appl. Phys. 2011. Vol. 50. P. 094001-1-9.
12. Tamamushi G., Watanabe T., Dubinov A., Suemitsu T., Satou A., Ryzhii M., Ryzhii V., Otsuji T. Current-injection terahertz lasing in graphene-channel field effect transistors // WINDS16: 2016 International Workshop on Innovative Nanoscale Devices and Systems Abstracts, p. 18, Big Island Hawaii, USA, 4–9 Dec. 2016.
13. Tamamushi G., Watanabe T., Mitsushio, Dubinov A. A., Satou A., Suemitsu T., Ryzhii M., Ryzhii V., Otsuji T. Current-injection lasing in distributed-feedback dual-gate graphene channel transistor // Proc. SPIE. March 2017. Vol. 1011.

14. **Svintsov D., Ryzhii V., Otsuji T.** Negative dynamic Drude conductivity in pumped graphene // *Appl. Phys. Express* 2015. Vol. 7. P. 115101-1-4.

15. **Svintsov D., Otsuji T., Mitin V., Shur M. S., Ryzhii V.** Negative terahertz conductivity in disordered graphene bilayers with population inversion // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 106. P. 113501-1-4.

16. **Ryzhii V., Otsuji T., Ryzhii M., Mitin V., Shur M. S.** Effect of indirect interband transitions on terahertz conductivity in "decorated" graphene bilayer heterostructures // *Lithuanian J. Phys.* 2015. Vol. 55. P. 243–248.

17. **Ryzhii V., Ryzhii M., Mitin V., Shur M. S., Otsuji T.** Negative terahertz conductivity in remotely doped graphene bilayer heterostructures // *J. Appl. Phys.* 2015. Vol. 118. P. 183105-1-5.

18. **Ryzhii V., Semenikhin I., Ryzhii M., Svintsov D., Vyurkov V., Satou A., Otsuji T.** Double injection in graphene *p-i-n* structures // *J. Appl. Phys.* 2013. Vol. 113. P. 244505-1-9.

19. **Ryzhii V., Dubinov A. A., Otsuji T., Aleshkin V. Ya., Ryzhii M., Shur M.** Double-graphene-layer terahertz laser: con-

cept, characteristics, and comparison // *Opt. Express* 2013. Vol. 21. P. 31567–31577.

20. **Dubinov A. A., Aleshkin V. Ya., Ryzhii V., Shur M. S., Otsuji T.** Surface-plasmons lasing in double-graphene-layer structures // *J. Appl. Phys.* 2014. Vol. 115. P. 044511-1-4.

21. **Ryzhii M., Ryzhii V., Otsuji T., Maltsev P. P., Leiman V. G., Ryabova N., Mitin V.** Double injection, resonant-tunneling recombination, and current-voltage characteristics in double-graphene-layer structures // *J. Appl. Phys.* 2014. Vol. 115. P. 024506-1-8.

22. **Dubinov A. A., Bylinkin A., Aleshkin V. Ya., Ryzhii V., Otsuji T., Svintsov D.** Ultra-compact injection terahertz laser using the resonant inter-layer radiative transitions in multi-graphene-layer structure // *Opt. Express* 2016. Vol. 26. P. 29603.

23. **Yadav D., Boubanga Tombet S., Watanabe T., Arnold S., Ryzhii V., Otsuji T.** Terahertz wave generation and detection in double-graphene layered van der Waals heterostructures // *2D Materials* 2016. Vol. 3. P. 045009-1-8.

V. I. Ryzhii, D. Sc., Prof., Corr. Member of RAS, Principle Researcher, e-mail: vryzhii@gmail.com
Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics, RAS, Moscow, 117105, Russia

M. V. Ryzhii, D. Sc., Associate Prof., e-mail: m-ryzhii@u-aizu.ac.jp
Department of Computer Sci. and Eng., University of Aizu, Aizu-Wakamatsu, Japan

T. Otsuji, Doctor of Eng. Prof., e-mail: otsuji@riec.tohoku.ac.jp
Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai, Japan

Corresponding author:

Ryzhii Viktor I., Professor, Corr. Member of RAS, Lead Researcher, Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics, RAS, Moscow, 117105, Russian Federation, e-mail: vryzhii@gmail.com

Toward Realization of Terahertz Lasers Based on Graphene Heterostructures

Received on November 24, 2016

Accepted on November 30, 2016

*We report on recent achievements by the groups of the Russian and Japanese researchers toward the implementation of terahertz lasers based on graphene heterostructures with the electrical (injection) pumping. Two types of graphene-based lasers are discussed: lasers based on a single- and multiple graphene-layer *p-i-n* heterostructures with the side *p*- and *n*-injecting regions using the interband intralayers radiative transitions and lasers based on double-graphene-layer heterostructures comprising the individually contacted graphene layers separated by a tunneling barrier layer, using the resonant-tunneling photon-assisted intraband interlayer transitions.*

Keywords: terahertz radiation, graphene, heterostructure, population inversion, laser

For citation:

Ryzhii V. I., Ryzhii M. V., Otsuji T. Toward Realization of Terahertz Lasers Based on Graphene Heterostructures, *Nano- i Mikrosistemnaya Tekhnika*, 2017, vol. 19, no. 5, pp. 265–272.

DOI: 10.17587/nmst.19.265-272

Introduction

The terahertz (THz) range of the electromagnetic radiation is located between the microwave and optical spectral ranges (Fig. 1). The THz range covers the frequencies of molecular oscillation in gases and liquids and the frequencies of the lattice vibrations in solids. This is the reason for the existing and future applications of the THz radiation in different fields, including: radioastronomy, night vision, covert communications between spacecrafts and in local

computer networks, detection of poisonous and exploding substances, environmental monitoring, medical diagnostics, and so on.

Despite long-time efforts and remarkable achievements in the microwave electronics and photonics, the realization of compact, sufficiently powerful and effective THz devices, operating at reasonable (i.e., at room temperature or, at least, at a moderate cooling), is still challenging. Due to the practical and fundamental problems limiting a wide use of the THz ra-

diation, the term THz gap is frequently used in the world scientific and engineering literature. The devices and the systems based of these devices covering this gap might be implemented using the solid-state structures, first of all semiconductor heterostructures based on the relatively non-traditional materials, particularly, new materials.

The greatest success in the penetration into the THz gap is associated with the development resonant-tunneling diodes (RTDs) [1] and quantum cascade lasers (QCL) [2] on the basis of III–V compounds, "moving" from the microwave is photonic ranges, respectively. The way from the invention of these devices to the embodiment in working samples has taken decades. Nevertheless, there are many unsolved fundamental and engineering problems, for instance, the operation of RTDs at the frequencies higher than 2 THz and of QCLs in the range 6–10 THz, as well as substantial increase in the output power and so on. Thus, the active research toward the covering of the THz gap is still ahead.

Rather soon after impressive demonstrations of the unique properties of graphene [3] — a material, which constitutes a monolayer of carbon atoms — a variety of different devices based on graphene layers was proposed. These devices include detectors and modulators of the electromagnetic radiation for different regions of its spectrum, THz photomixers, THz plasmonic devices and other devices.

We would like to point out the proposed concepts of THz lasers with the optical [4–7] and electrical (injection) [8, 9] pumping. The special feature of the proposed lasers is associated with absence of the energy gap (or its small value) between the conduction and valence bands in graphene layers.

Due to the latter, graphene is able to absorb and emit both THz photons and ultraviolet photons.

The gapless energy of graphene layers, which is a drawback for its applications in the digital circuits. Substantially widens the potential of graphene in THz electronics and photonics. One can say that the failure of the expected graphene "revolution" in the area of large integrated digital circuits, can be compensated by the progress in the development of analog electron systems, particularly, considering excellent transport and plasmonic properties of graphene layers.

Pumping of a graphene layer due to the electron and hole generation by the absorbed light and due to the injection leads to the radiative recombination and the generation of radiation with a relatively small photon energy owing to the zero energy gap between the conduction and valence bands.

At a sufficiently strong pumping and the existence of an effective photonic feedback, the recombination radiation can become essentially stimulated. Although the first experimental papers on the realization of the stimulated THz emission, conducted in Tohoku University, Japan [10] and based on our theoretical predictions, had been really encouraging, it was clear that the optical pumping (apart from its evident inconvenience) is not a sufficiently effective pumping method. The point is that the electron-hole pairs generated by light (with the photon energy in the range 1.5–2.0 eV) receive by their birth a large energy, that results in the rise of their effective temperature. The latter hampers the population inversion achievement [11], necessary for lasing. Contrary, at the electron and hole injection pumping into a graphene layer (or into several parallel graphene layers) from the side contacts, the electron-hole plasma effective temperature is close to the lattice temperature or even can be lower than the latter [12].

Injection laser based on graphene heterostructures with *p-i-n* junctions

Schematic views of the proposed by us injection lasers [8, 9] based on a single- or multiple-graphene layers (disoriented with respect to each other, twisted) are shown in Fig. 2. In the device of the first type (Fig. 2, *a*), the *p*- and *n*-regions are formed by the pertinent doping. In the heterostructure shown in Fig. 2, *b*, these regions are filled by the carriers induced due to the gate potentials of the opposite polarities. Fig. 3, *a* and 3, *b* show the band diagrams of the heterostructures in question at the zero and forward biases, respectively. The layer disorientation (twist) gives rise to the suppression.

Of the inter-layer interaction, so that all the graphene layers have the analogous (Dirac's) energy spectra, the same as an isolated graphene layer (in contrast to graphite and graphene bilayers).

We and our collaborators implemented the heterostructures like the dual-gate field-effect transistor based on graphene layer with the lateral electrically-induced *p-i-n* junction. In general, the fabricated samples (see Fig. 4.) are similar to that shown in Fig. 2, *b* for the case of a single-graphene-layer. Metal gates in these heterostructures are the tooth-like as shown in Fig. 4, that enable the distributed feedback for the THz radiation, propagating along the gate edges.

In particular, at the direct *p-i-n* junction bias, a single-mode emission of THz radiation with the frequency about 5.2 THz was observed (see the spectra in Fig. 5) at the temperature $T = 100$ K. This frequency corresponds to the period of the tooth-like edges of the gates. The width of the spectral line also is in agreement with the modeling results [12, 13].

In the samples without the distributed feedback, the emission spectra were rather wide (several THz). Although the obtained results are preliminary, the observed THz emission can be interpreted as the interband lasing associated with the population inversion of the injected electrons and holes.

The operation of the THz lasers under consideration, particularly, at higher temperatures can be complicated by a number of factors. One of them is the intraband photon absorption by the "free" electrons and holes (Drude absorption).

To minimize this effect, one needs to use sufficiently perfect graphene layers with the elevated mobility of the injected electrons and holes. The problem of the indirect electron and hole transitions associated with their scattering assisted by the photons, can be solved (or, at least, softened) using the "decorated" graphene heterostructures, for example, the heterostructures with the selective doping and, particularly, the heterostructures based on graphene bilayers [13–17]. The operation temperature might also be enhanced using the distributed feedback resonant cavities with the elevated quality factor.

Lasers based on double-graphene layer

Apart from the laser graphene heterostructures, using the interband radiative transitions at the population inversion inside the graphene layer (or inside of each graphene layers in multiple-graphene-layer heterostructures) considered above, the laser based on other graphene heterostructures were proposed.

In particular, these lasers can comprise two individually contacted graphene layers, separated by a barrier layer made of hBN or other similar materials [18–22]. Fig. 6 shows the sketch of such laser structure. The application of the bias voltage between the graphene layers, provides the formation of

the two-dimensional electron gas in one layer and the two-dimensional hole gas in the other. As a result, the inter-layer population inversion arises, which can be used for lasing due to the THz photon emission accompanied by the tunneling transitions between the layers. The pertinent band diagram is shown in Fig. 7, *a*.

Fig. 7, *b* shows for the comparison the band diagram of *p-i-n* laser (with two independent graphene layers), considered above, which utilizes the vertical interband inter-layer transitions. The THz emission at the inter-layer tunneling transitions between the states in the same energy bands and at the intra-layer transitions exhibits different polarization because of the distinction in the selection rules. The absence of the lateral component of the THz electric field in the case corresponding to Fig. 7, *a* implies the absence of the Drude absorption. It worth, nevertheless, noting that the realization of lasing in such heterostructures requires a sufficiently precise mutual layer orientation.

The radiation emission from the double-graphene-layer heterostructures with hBN barrier layer under the conditions of the electrically-induced population inversion between the layers and the resonant-tunneling radiative transitions at $T = 100$ K in the range 2–6 THz was recently detected experimentally [23]. The integral emitted power was estimated to be $7 \text{ pW}/\mu\text{m}^2$. Fig. 8 shows the examples of the obtained spectral characteristics of the output radiation.

Conclusion

Graphene-based heterostructures of two types for the lasers, operating in the THz frequency range, were proposed, theoretically substantiated, and experimentally realized for the first time. The THz emission associated with the electrical pumping, leading to the population inversion was observed.

The obtained experimental data support the feasibility of the successful implementation of effective and compact THz radiation sources based on graphene heterostructures, in particular, graphene-based THz lasers.

The authors are thankful to all members of our informal international team, particularly to M. S. Shur (Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, USA), V. Mitin (University at Buffalo, Buffalo, USA), A. Satou, S. Boubanga Tombet, D. Yadav (Tohoku University, Sendai, Japan), V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov (Institute for Physics of Microstructures, RAS, Nizhny Novgorod, Russia), D. Svintsov (Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia) for fruitful collaboration. V. I. Ryzhii is also grateful to V. E. Karasik (Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia), and P. P. Maltzev (Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics, Moscow, Russia) for support and stimulating discussions.

References

1. Maekawa T., Kanaya H., Suzuki S. Asada M. Oscillations up to 1.92 THz in resonant tunneling diode by reducing conduction loss, *Appl. Phys. Express*, 2016, vol. 9, pp. 024101-1-4.
2. Vitiello M. S., Scalari G., Williams B., De Natale P. Quantum cascade lasers: 20 years of challenges, *Opt. Express*, 2015, vol. 23, pp. 5167–5182.
3. Castro Neto A. H., Guinea F., Peres N. M. R., Novoselov K. S., Geim A. K. The electronic properties of graphene, *Rev. Mod. Phys.*, 2009, vol. 81, pp. 109–162.

4. Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. Negative dynamic conductivity of graphene with optica pumping, *J. Appl. Phys.*, 2007, vol. 101, pp. 083114-1-4.
5. Ryzhii V., Ryzhii M., Satou A., Otsuji T., Dubinov A. A., Aleshkin V. Ya. Feasibility of terahertz lasing in optically pumped epitaxial multiple graphene layer structures, *J. Appl. Phys.*, 2009, vol. 106, pp. 084507-1-6.
6. Dubinov A. A., Aleshkin V. Ya., Ryzhii M., Otsuji T., Ryzhii V. Terahertz laser with optically pumped graphene layers and Fabri-Perot resonator, *Appl. Phys. Express*, 2009, vol. 2, pp. 0292301-1-3.
7. Ryzhii V., Dubinov A. A., Otsuji T., Mitin V., Shur M. S. Terahertz lasers based on optically pumped multiple graphene structures with slot-line and dielectric waveguides, *J. Appl. Phys.*, 2010, vol. 107, pp. 054505-1-5.
8. Ryzhii M., Ryzhii V. Injection and population inversion in electrically induced *p-n* junction in graphene with split gates, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2007, vol. 46, pp. L151–L153.
9. Ryzhii V., Ryzhii M., Mitin V., Otsuji T. Toward the creation of terahertz graphene injection laser, *J. Appl. Phys.*, 2011, vol. 110, pp. 094503-1-9.
10. Otsuji T., Boubanga-Tombet S., Satou A., Suemitsu M., Ryzhii V. Spectroscopic study of ultrafast carrier dynamics and terahertz amplified stimulated emission in optically pumped graphene, *J. Infrared Milli Terahz. Waves.*, 2012, vol. 33, pp. 825–838.
11. Ryzhii V., Ryzhii M., Mitin V., Satou A., Otsuji T. Effect of heating and cooling of photogenerated electron-hole plasma in optically pumped graphene on population inversion, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2011, vol. 50, pp. 094001-1-9.
12. Tamamushi G., Watanabe T., Dubinov A., Suemitsu T., Satou A., Ryzhii M., Ryzhii V., Otsuji T. Current-injection terahertz lasing in graphene-channel field effect transistors, *WINDS16: 2016 International Workshop on Innovative Nanoscale Devices and Systems Abstracts*, p. 18, Big Island Hawaii, USA, 4–9 Dec. 2016.
13. Tamamushi G., Watanabe T., Mitsushio, Dubinov A. A., Satou A., Suemitsu T., Ryzhii M., Ryzhii V., Otsuji T. Current-injection lasing in distributed-feedback dual-gate graphene channel transistor, *Proc. SPIE*, March 2017, vol. 1011.
14. Svintsov D., Ryzhii V., Otsuji T. Negative dynamic Drude conductivity in pumped graphene, *Appl. Phys. Express*, 2015, vol. 7, pp. 115101-1-4.
15. Svintsov D., Otsuji T., Mitin V., Shur M. S., Ryzhii V. Negative terahertz conductivity in disordered graphene bilayers with population inversion, *Appl. Phys. Lett.*, 2015, vol. 106, pp. 113501-1-4.
16. Ryzhii V., Otsuji T., Ryzhii M., Mitin V., Shur M. S. Effect of indirect interband transitions on terahertz conductivity in "decorated" graphene bilayer heterostructures, *Lithuanian J. Phys.*, 2015, vol. 55, pp. 243–248.
17. Ryzhii V., Ryzhii M., Mitin V., Shur M. S., Otsuji T. Negative terahertz conductivity in remotely doped graphene bilayer heterostructures, *J. Appl. Phys.*, 2015, vol. 118, pp. 183105-1-5.
18. Ryzhii V., Semenikhin I., Ryzhii M., Svintsov D., Vyurkov V., Satou A., Otsuji T. Double injection in graphene *p-i-n* structures, *J. Appl. Phys.*, 2013, vol. 113, pp. 244505-1-9.
19. Ryzhii V., Dubinov A. A., Otsuji T., Aleshkin V. Ya., Ryzhii M., Shur M. Double-graphene-layer terahertz laser: concept, characteristics, and comparison, *Opt. Express*, 2013, vol. 21, pp. 31567–31577.
20. Dubinov A. A., Aleshkin V. Y., Ryzhii V., Shur M. S., Otsuji T. Surface-plasmons lasing in double-graphene-layer structures, *J. Appl. Phys.*, 2014, vol. 115, pp. 044511-1-4.
21. Ryzhii M., Ryzhii V., Otsuji T., Maltzev P. P., Leiman V. G., Ryabova N., Mitin V. Double injection, resonant-tunneling recombination, and current-voltage characteristics in double-graphene-layer structures, *J. Appl. Phys.*, 2014, vol. 115, pp. 024506-1-8.
22. Dubinov A. A., Bylinkin A., Aleshkin V. Ya., Ryzhii V., Otsuji T., Svintsov D. Ultra-compact injection terahertz laser using the resonant inter-layer radiative transitions in multi-graphene-layer structure, *Opt. Express*, 2016, vol. 26, pp. 29603.
23. Yadav D., Boubanga-Tombet S., Watanabe T., Arnold S., Ryzhii V., Otsuji T. Terahertz wave generation and detection in double-graphene layered van der Waals heterostructures, *2D Materials*, 2016, vol. 3, pp. 045009-1-8.

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ SCIENCE OF MATERIALS AND TECHNOLOGICAL BASICS OF MNST

УДК 621.315.592:621.382

DOI: 10.17587/nmst.19.273-293

Ю. В. Федоров, гл. констр., зам. директора, **А. С. Бугаев**, гл. технолог, зам. директора, **А. Ю. Павлов**, канд. техн. наук, зав. лаб., e-mail: p.alex.ur@yandex.ru, **Д. Л. Гнатюк**, канд. техн. наук, зав. лаб., **О. С. Матвеев**, канд. техн. наук, ст. науч. сотр., **В. Ю. Павлов**, мл. науч. сотр., **Д. Н. Слаповский**, мл. науч. сотр., **К. Н. Томош**, мл. науч. сотр., **Е. Н. Енюшкина**, гл. спец., **Р. Р. Галиев**, науч. сотр., **М. В. Майтама**, мл. науч. сотр., **А. В. Зуев**, науч. сотр., **Д. В. Крапужин**, мл. науч. сотр., **С. А. Гамкрелидзе**, д-р техн. наук, директор, Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук (ИСВЧПЭ РАН), г. Москва

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И РАЗРАБОТКА МОНОЛИТНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Поступила в редакцию 14.11.2016

Представлена технология изготовления монолитных интегральных схем на основе нитрида галлия, включающая такие основные этапы изготовления, как формирование приборной мезаизоляции; формирование невыпрямляющего (омического) контакта к гетероструктуре, операции которых обеспечивают формирование резисторов, нижних обкладок конденсаторов, индуктивностей; формирование выпрямляющего контакта (затвора Шоттки) к гетероструктуре; пассивация затвора, формирование конденсаторного диэлектрика; формирование первого уровня металлизации и верхних обкладок конденсаторов; формирование межэлектрических соединений в виде "воздушных мостов"; формирование межэлектрических соединений, обеспечивающих общую землю; шлифовка пластины; резка пластины на кристаллы; отбраковка; посадка кристаллов на теплоотвод. По данной технологии в Институте сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН были разработаны и изготовлены монолитные интегральные схемы сантиметрового и миллиметрового частотных диапазонов, соответствующие мировому техническому уровню в данной области техники.

Ключевые слова: нитрид галлия, монолитная интегральная схема, усилитель мощности, малошумящий усилитель, технология, технологический маршрут, технологическая операция, полевой транзистор, омические контакты, затвор Шоттки, межэлектрические соединения

Введение

При разработке современных устройств коммерческого и военного назначения постоянно ужесточаются требования, предъявляемые к их эффективности и экономичности. Данная тенденция обусловлена многими факторами, варьирующимися от проблем с обеспечением необходимого теплового режима до требований к энергопотреблению всей системы в целом. В этих условиях применение высокоэффективных сверхвысокочастотных монолитных интегральных схем (СВЧ МИС) позволяет не только понизить массу аппаратуры по сравнению с системами, использующими волноводы, но и повысить стойкость системы к вибрации, а также упростить ее настройку (за счет применения большого числа однотипных дискретных усилителей) [1].

Сантиметровый и миллиметровый диапазоны длин волн представляют большой интерес с точки зрения многофункциональных приложений. Сюда можно отнести: высокопроизводительные каналы точка-точка с пропускной способностью 140/155 Мбит/с; магистральные соединения с частотами 7,9...8,4 ГГц; системы радаров, включая РЛС с синтезированной апертурой, антенные решетки с электронным сканированием и активные фазированные антенные решетки (АФАР); аппаратуру систем и комплексов навигации и связи; симуляторы и оборудование для тестирования.

На основании проведенного анализа современного состояния разработок МИС для сантиметрового и миллиметрового частотных диапазонов за рубежом и опыта работ ИСВЧПЭ РАН, полученного в ходе выполнения ряда НИР в предыдущие

годы [2—5], был сделан вывод о необходимости проведения исследований по оптимизации ряда технологических операций изготовления транзисторов и схем на их основе. При разработке МИС сантиметрового и миллиметрового частотных диапазонов планировалось внедрить технологию невжигаемых омических контактов, оптимизировать профиль затвора Шоттки и обеспечить общую землю с лицевой стороны кристалла, что на нитриде галлия в России еще не было реализовано при изготовлении СВЧ МИС.

Для изготовления экспериментальных образцов МИС использовались отечественные AlGaIn/AlN/GaN НЕМТ-гетероструктуры на подложках сапфира и карбида кремния производства ЗАО "Элма-Малахит".

При изготовлении МИС в едином технологическом цикле формируются как пассивные, так и активные элементы схемы, обеспечивающие реализацию проекта МИС для необходимого частотного диапазона. При изготовлении приборов составляется технологический маршрут изделия, состоящий из последовательно выполняемых технологических операций. При этом ряд технологических операций можно объединить в группу операций, отвечающую за выполнение этапа формирования части будущего прибора.

В процессе изготовления МИС на основе нитрида галлия необходимо выполнение следующих основных этапов: формирование приборной мезаизоляции; формирование невыпрямляющего (омического) контакта к гетероструктуре, при которой обеспечивается формирование резисторов, нижних обкладок конденсаторов, индуктивностей; формирование выпрямляющего контакта (затвора Шоттки) к гетероструктуре; пассивация затвора, формирование конденсаторного диэлектрика; формирование первого уровня металлизации и верхних обкладок конденсаторов; формирование межэлектрических соединений в виде "воздушных мостов"; формирование межэлектрических соединений, обеспечивающих общую землю; шлифовка пластины; резка пластины на кристаллы; отбраковка; посадка кристаллов на теплоотвод. Последовательное выполнение всех основных этапов является необходимым условием получения работоспособной МИС.

Рассмотрим особенности и назначение каждого из основных этапов маршрута изготовления МИС на основе нитрида галлия для сантиметрового и миллиметрового диапазонов частот. При этом оптимизация этапов формирования омических контактов и пассивации позволит уменьшить влияние паразитных сопротивлений и емкостей на частотные характеристики будущей МИС [6]. Этап формирования контакта Шоттки отвечает за частотные характеристики СВЧ транзисторов и МИС на их основе [5].

Формирование приборной мезаизоляции МИС на основе нитрида галлия

Под формированием мезы подразумевают создание структуры на гетероэпитаксиальной пластине с проводящими (активными) и непроводящими слоями с помощью травления поверхности гетероструктуры. Цель операции — отделение активных областей, на которых формируются приборы, друг от друга, чтобы избежать электрического контакта между приборами и элементами будущей схемы.

Как правило, для формирования изоляции в виде мезаструктуры используют две группы методов: так называемые жидкие и сухие. Для реализации этапа необходимо выполнение следующих технологических операций: фотолитография рисунка мезы, травление полупроводника, удаление фоторезистивной маски, контроль глубины травления полупроводника.

"Жидкие" методы предполагают использование жидкостных растворов для химического травления незащищенных фоторезистом участков полупроводника. Эти методы являются простыми в реализации и не требуют сложного технологического оборудования. Но при работе с гетероструктурами AlGaIn/GaN "жидкий" метод не получил распространения, так как из-за сильной химической связи в GaN тяжело подобрать растворы, позволяющие химически протравить полупроводник. Сообщается о фотостимулированном электрохимическом травлении GaN, но данный метод сильно зависит от многих параметров и является плохо воспроизводимым [7]. По этой причине распространение получили "сухие" методы. Нами используется метод плазмохимического травления в индуктивно-связанной плазме (ИСП) гетероструктуры AlGaIn/GaN. ИСП позволяет получать большую плотность ионов в процессе травления, что дает возможность увеличивать скорость травления при малых значениях энергии. При травлении гетеропары AlGaIn/GaN используют в основном смесь Cl_2 с BCl_3 и Ar. Данная комбинация позволяет получать достаточно большие скорости травления.

При изготовлении полевых транзисторов на гетероструктурах на основе GaN типичная глубина приборной мезаизоляции составляет 20,0...30,0 нм. Используемые полупроводники — AlGaIn и GaN, а также подложки для их эпитаксиального роста Al_2O_3 и SiC — материалы, прозрачные в видимом диапазоне. При указанной типичной глубине мезы последующий этап контактной фотолитографии омических контактов затруднен из-за сложности совмещения фотошаблона со сформированным топологическим рисунком изоляции на пластине. В связи с этим было решено формировать при-

борную мезаизоляция большей глубины (около 80,0 нм). При этом не требуется высоких скоростей травления, достаточно 20,0...30,0 нм/мин. Такая скорость была достигнута на имеющейся установке плазмохимического травления SI 500 с использованием среды $\text{BCl}_3 + \text{Ar}$. В данной смеси BCl_3 используется как химически активная среда, а Ar введен для поддержания разряда в камере и частичного участия в процессе травления. При плазмохимическом травлении использовалась фоторезистивная маска, что накладывает дополнительные требования к процессу: необходимость отведения теплоты от всей площади полупроводниковой пластины во избежание перегрева фоторезиста, который приводит к изменению геометрии маски и к последующим трудностям при ее снятии. Установка предусматривает систему охлаждения в виде обдува обратной стороны потоком гелия, но этого оказалось недостаточно для компенсации перегрева, возникающего при длительных процессах. Для отвода теплоты было решено разбивать процесс травления на последовательные ступени с перерывом в травлении.

В итоге среда BCl_3 (30 sccm) + Ar (50 sccm), давление в камере 8 Па, смещение на нижнем электроде 170 В обеспечили в совокупности скорость травления порядка 25,0 нм/мин. При травлении процесс разбивается на циклы "30 с травление — перерыв 1 мин". Число циклов выбирается в зависимости от глубины мезы. Так как используемые гетероструктуры не имеют защитного слоя, то перед запуском гетероструктура покрывается тонким слоем Si_3N_4 , играющего роль защитного слоя барьера структуры. Поэтому перед травлением приборной изоляции в окнах травления гетероструктуры тонкий диэлектрик удаляется во фторсодержащей плазме в той же установке плазмохимического травления.

Таким образом, для формирования приборной мезаизоляции для гетероструктур $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ выполняются следующие технологические опера-

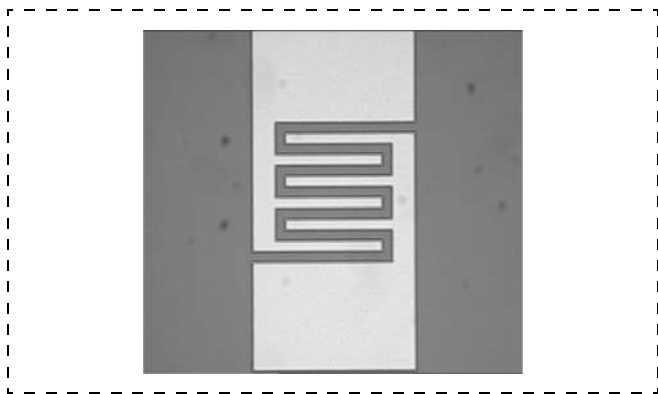


Рис. 1. Тест для проверки приборной мезаизоляции
Fig. 1. Device mesa isolation testing

ции: фотолитография окон травления полупроводника, удаление тонкого диэлектрика плазмохимическим травлением, плазмохимическое травление полупроводника, снятие фоторезистивной маски и контроль глубины травления полупроводника.

Электрический контроль приборной мезаизоляции на вытравленных участках осуществляется на специальном тесте для проверки изоляции (внешний вид теста приведен на рис. 1) после формирования омических контактов к гетероструктуре. Для данного теста снимается зависимость тока утечки от напряжения.

Формирование омических контактов к гетероструктурам на основе нитрида галлия

Этап формирования омических контактов полевого СВЧ транзистора должен обеспечивать минимальное контактное сопротивление к гетероструктуре и обеспечивать технологичность последующих операций. С ростом ширины запрещенной зоны гетероструктуры (E_g) сопротивление контакта возрастает. Для создания омического контакта к $n\text{-GaIn}$ чаще всего используют многокомпонентные контакты на основе Ti , образующие в процессе термообработки соединения с низкой работой выхода. Низкое сопротивление омического контакта металл — GaIn обычно связывают с образованием вакансий азота за счет взаимодействия GaIn с материалом контакта, например Ti . Использование многокомпонентных контактов на основе Ti/Al с последующей термообработкой обеспечивает удельное контактное сопротивление порядка 0,5...0,6 Ом · мм к $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, при этом высокотемпературный отжиг омических контактов до температур 750...900 °С приводит к изменению рельефа и края контактной металлизации.

Получение низких контактных сопротивлений без высокотемпературной обработки и сохранение рельефа возможно при формировании омического контакта к сильнолегированному GaIn .

Таким образом, методы формирования омических контактов к гетероструктурам $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ можно разделить на два типа технологий: вжигаемая (сплавная) и невжигаемая (несплавная) технологии формирования омических контактов [8].

Для изготовления СВЧ МИС на основе нитрида галлия использовалась невжигаемая технология формирования контактов. Но также в ИСВЧПЭ отработана вжигаемая технология омических контактов к нитридным гетероструктурам на основе Si/Al как альтернативный вариант при отсутствии необходимого оборудования для формирования невжигаемых омических контактов [9, 10].

Опишем каждую из технологий формирования омических контактов при изготовлении МИС на основе нитрида галлия.

Вжигаемые (сплавные) омические контакты на основе Si/Al к нитриду галлия. Контакт металл — полупроводник, формируемый с использованием высокотемпературного быстрого термического отжига (БТО), получил название "вжигаемый омический контакт" и нашел широкое применение в первых работах по полевым СВЧ транзисторам на гетероструктурах AlGaN/GaN.

Можно выделить две основные стадии формирования вжигаемого контакта к гетероструктуре AlGaN/GaN:

- подбор системы металлизации омического контакта к гетероструктуре AlGaN/GaN;
- подбор термической обработки — подбор температуры, времени отжига, а также кривой нагрева. Отжиг проводят в инертной среде.

Классические системы металлизации на основе Ti/Al являются одними из самых широко используемых во вжигаемых омических контактах к нитридным гетероструктурам AlGaN/GaN. Образование соединений TiN и AlN приводит к созданию азотных вакансий в полупроводнике у границы контакта, однако требует при этом высоких температур термообработки (более 800 °С). Более того, соединение TiN обладает малой работой выхода, что приводит к уменьшению сопротивления омического контакта. Однако склонность к окислению Ti и Al требует использования антикоррозионного слоя Au. Более того, соединения Al с Au имеют тенденцию образовываться на границе контакта, увеличивая, таким образом, значение контактного сопротивления и ухудшая морфологию после отжига. В связи с этим появляется необходимость использования барьерного слоя, препятствующего диффузии Al в направлении верхнего слоя Au и легко диффундирующего Au в сторону полупроводника. Было продемонстрировано, что барьерные слои этих металлов при высоких температурах разбиваются на отдельные небольшие фракции, создавая, таким образом, щели для диффузии металлов сквозь барьерный слой [11].

В целях улучшения морфологии была снижена температура термообработки омических контактов до 675...725 °С, при этом сохранилось низкое значение сопротивления контактов. Для формирования омических контактов с низким значением удельного контактного сопротивления в традиционной системе металлизации омических контактов Ti/Al/Ni/Au проводят температурный отжиг при температурах выше 800 °С, при которых образуется необходимая толщина TiN [12]. Для уменьшения температуры отжига и значения контактного сопротивления в эту систему металлизации вводят перед первым слоем Ti тонкий слой Si, играющий роль легирующей примеси [13]. Наличие контактного слоя Si в композиции на основе Si/Ti/Al при температурах отжига ниже 700 °С приводит к об-

разованию соединений $TiSi_x$ без образования TiN [14]. Таким образом, слой Ti был исключен из состава металлизации, поскольку поменялась его роль — взамен образования азотных вакансий идет уменьшение концентрации примесных атомов Si в композиции.

Таким образом, для формирования вжигаемых омических контактов необходимо выполнение следующих технологических операций. После травления приборной мезаизоляции на гетероструктуру AlGaN/GaN через двухслойную систему наносится контактная композиция вжигаемой металлизации омических контактов термическим (резистивным) методом в вакууме состава Si (7,5 нм) — Al (50 нм) — Ti (25 нм) — Au (50 нм). Перед осаждением металлизации проводится снятие оксидов в растворе HCl:H₂O. Потом осуществляется термическая обработка данной металлизации в среде азота. Затем формируется слой металлизации поверх омических контактов и на других участках гетероструктуры для создания топологических элементов схемы и меток для электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ) затворов Шоттки. Металлизация Ti/Au осаждается термическим (резистивным) методом в вакууме по двухслойной системе фоторезистов.

Использование вжигаемой композиции на основе Si/Al позволило улучшить морфологию омических контактов, получить значения удельного контактного сопротивления, не уступающие значениям, получаемым с использованием композиций на основе Ti/Al, которое составило 0,35 Ом·мм. При этом данный состав омических контактов обеспечивает незначительные изменения значений удельного контактного сопротивления в широком диапазоне температур отжига, что повышает технологичность и воспроизводимость процесса термообработки омических контактов по сравнению с композициями на основе Ti/Al [9, 10].

Невжигаемые (несплавные) омические контакты к нитриду галлия. На сегодняшний день наиболее распространенная технология несплавных омических контактов к гетероструктурам AlGaN/GaN — технология эпитаксиально дорациваемого сильнолегированного GaN в окнах под омические контакты через предварительно сформированную маску [15]. Суть метода заключается в формировании диэлектрической маски на гетероструктуре, затем в формировании в диэлектрике окон под омические контакты, эпитаксиальном росте n^+ -GaN, удалении диэлектрической маски и напылении металлизации контакта на n^+ -GaN. В некоторых вариантах перед эпитаксиальным ростом плазмохимически через диэлектрическую маску заглабляются до уровня двумерного электронного газа (2DEG). Схематически формирование невжигаемых оми-

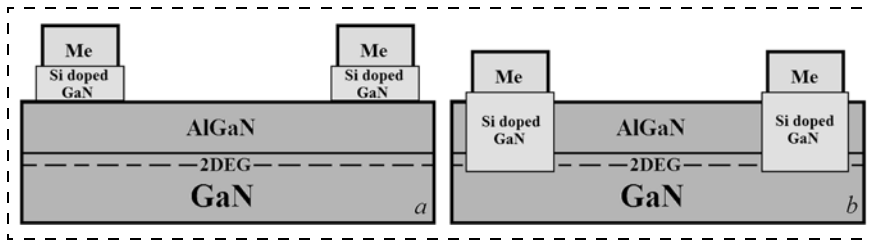


Рис. 2. Схематическое изображение использования доращиваемого сильнолегированного GaN при формировании нежвигаемых омических контактов к AlGaIn/GaN: a — без заглабления до уровня 2DEG, b — с заглаблением до уровня 2DEG

Fig. 2. Regrown highly doped GaN use in non-alloyed ohmic contacts to AlGaIn/GaN fabrication: a) without penetration down to 2DEG level, b) with penetration down to 2DEG level

ческих контактов с доращиваемым n^+ -GaIn показано на рис. 2.

Благодаря введению примеси Si происходит вырождение полупроводящего GaIn, который должен находиться в непосредственном контакте с областью двумерного электронного газа (2DEG). Легирование нитрида галлия проводится в процессе осаждения с помощью установленного в ростовой камере молекулярного источника кремния. Важно подобрать верную концентрацию легирующей примеси в осаждаемом нитриде галлия. С одной стороны, увеличение концентрации Si, который выступает в роли донорной примеси, позволяет повысить концентрацию электронов и понизить сопротивление контакта. С другой стороны, при чрезмерном повышении концентрации Si проводимость контакта начинает падать, а кремний перестает равномерно растворяться в объеме GaIn и образует дополнительные дефекты и конгломераты.

Для реализации СВЧ транзисторов с нежвигаемыми омическими контактами была выбрана технология с доращиванием сильнолегированного GaIn молекулярно-лучевой эпитаксией (МЛЭ), так как в ней отсутствуют плазмохимическое воздействие на барьерный слой AlGaIn, как при формировании контактов к сильнолегированному защитному слою, и высокотемпературная активация (более 1000 °C) перед нанесением контактной металлизации при формировании омического контакта к областям легированных Si ионной имплантацией. При этом формируемые диэлектрические покрытия для создания маски под рост служат защитным слоем для активных областей гетероструктуры.

Достоинством нежвигаемых омических контактов к гетероструктуре AlGaIn/GaN является хорошая воспроизводимость (зависимость сопротивления в основном от легированного GaIn), хорошая морфология контактов, определяемая только шероховатостью поверхности под металлизацию и внесенными дефектами самой металлизации, низкое сопротивление; недостатком — необходимостью в использовании высокотехнологичного дорогостоящего оборудования.

Внедрение технологии нежвигаемых омических контактов к гетероструктурам AlGaIn/GaN позволило избежать недостатков классических жвигаемых омических контактов. За счет использования нежвигаемых контактов можно отказаться от высокотемпературных процессов обработки сформированной на полупроводнике металлизации.

Процедура осаждения сильнолегированного GaIn при изготов-

лении МИС на основе нитрида галлия проводилась на гетероструктуре с барьерным слоем AlGaIn/AlN. Для маскирования поверхности структуры была использована двухслойная система диэлектриков Si₃N₄/SiO₂ [16]. Диэлектрики осаждались плазмохимическим методом на установке Plasmalab System 100 фирмы Oxford с источником индуктивно связанной плазмы. Si₃N₄ осаждался из смеси газов N₂ (10 sccm) + SiH₄ (12 sccm) при давлении 8 мТорр, температуре 250 °C и мощности ИСП 800 Вт на стадии перед формированием приборной мезаизоляции. SiO₂ осаждался из смеси газов N₂O (23 sccm) + SiH₄ (6 sccm) при давлении 4 мТорр, температуре 300 °C и мощности ИСП 500 Вт. Далее с помощью фотолитографии формируются "окна" под контакты в диэлектрике. Обычно эту операцию называют "вскрытие окон диэлектрика". Для вскрытия этих окон необходимо сформировать маску из материала, скорость травления которого ниже скорости травления диэлектрика при других одинаковых условиях. Типичное формирование маски происходит на участке фотолитографии и состоит из нанесения на рабочую пластину с диэлектриком фоторезиста необходимой толщины, совмещения и экспонирования рисунка маски для травления диэлектрика, сушки фоторезиста на пластине, проявки и задубливания маски. После формирования фоторезистивной маски рабочая пластина подвергается операции травления.

Травление диэлектрических слоев через предварительно сформированную фоторезистивную маску осуществляется плазмохимическим методом в смеси SF₆ и O₂ на установке плазмохимического травления SI 500.

После снятия фоторезистивной маски проводится плазмохимическое травление AlGaIn и GaIn через сформированную диэлектрическую маску в смеси BCl₃ и Ar на той же установке. Возможно последующее травление AlGaIn и GaIn без снятия фоторезистивной маски, непосредственно сразу после плазмохимического травления диэлектриков. Такая система маскирования не влияет на свойства поверхности гетероструктуры и с помощью МЛЭ делает рост сильнолегированного GaIn

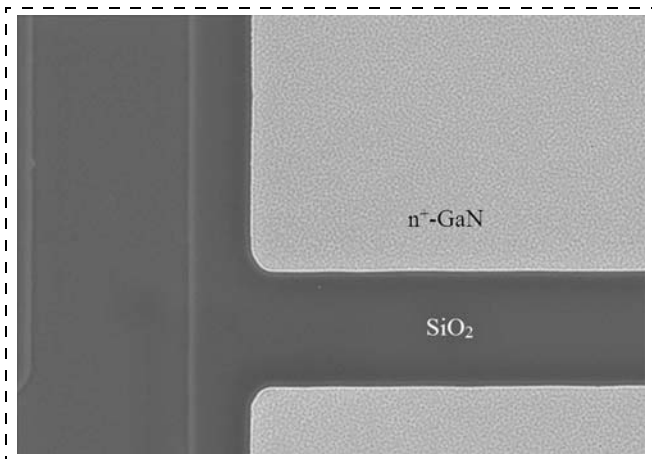


Рис. 3. РЭМ-изображение после эпитаксиального роста сильнолегированного GaN по диэлектрической маске

Fig. 3. SEM image obtained after the highly doped GaN epitaxial growing with the dielectric mask

селективным — рост происходит только в участках, где диэлектрическая маска вытравлена. На гетероструктуру со сформированной диэлектрической маской омических контактов осаждается сильнолегированный GaN в установке МЛЭ при температуре 850 °С. Изображение после роста на растровом электронном микроскопе (РЭМ) показано на рис. 3, где видно, что рост идет только в сформированных окнах. После осаждения сильнолегированного GaN происходит удаление диэлектрической маски в жидком растворе буферного травителя (HF:NH₄F:H₂O = 1:3:7). На сформированные сильнолегированные области GaN осаждается металлизация омических контактов. Для этого с по-

мощью оптической фотолитографии формируется двухслойная маска, в вакууме осуществляется напыление металлизации невжигаемых омических контактов Cr/Pd/Au с последующим "взрывом" фоторезистивной маски. Данная система металлизации не требует последующих термических обработок. Графически последовательность операций формирования невжигаемых омических контактов показана на рис. 4.

Использование технологии формирования невжигаемых омических контактов к гетероструктуре AlGaN/GaN позволило отказаться от высокотемпературных процессов обработки. За счет этого удается сохранить высококачественный рельеф контактов для последующих технологических операций, а также получать омические контакты с удельным сопротивлением 0,15...0,2 Ом·мм, что является результатом мирового уровня. При этом металлизация омических контактов и меток для ЭЛЛ затворов Шоттки проводится в одном технологическом процессе напыления металлизации.

Формирование выпрямляющего контакта (затвора Шоттки) к гетероструктурам на основе нитрида галлия

Как известно, СВЧ параметры современных полых СВЧ транзисторов на гетеропереходах главным образом определяются параметрами затвора [17]. Например, предельная частота усиления по току $f_t = G_m/2\pi G_{gs} \approx V_{es}/L_g$, т.е. обратно пропорциональна длине затвора L_g , где G_m — внутренняя крутизна, G_{gs} — емкость затвор-исток, V_{es} — дрейфовая скорость электронов. Для транзисторов сантиметрового диапазона необходимо иметь $L_g < 0,25$ мкм. Вместе с тем, в соответствии с формулой Фукуи, коэффициент шума может быть представлен в виде $F_0 = 1 + K_l f L_g \sqrt{G_m(R_g + R_s)}$, где K_l — компенсирующий коэффициент, R_g и R_s — сопротивление затвора и истока соответственно. Отсюда можно оценить требования к сечению затвора: полагая $R_g = \rho_g W_g$ и $R_s = \rho_s/W_g$, где ρ_g и ρ_s — удельные сопротивления затвора и истока (Ом·мм) соответственно, а W_g — ширина затвора, и считая, что для оптимального транзистора $R_g = R_s$, получим $\rho_g = \rho_s/W_g^2$. Так, если $\rho_g = 0,2$ Ом·мм, $W_g = 20$ мкм, получаем значение $\rho_g = 500$ Ом·мм, откуда следует, что в случае обычно применяемой металлизации затвора суммарной толщиной 0,6 мкм сечение затвора

необходимо иметь $L_g < 0,25$ мкм. Вместе с тем, в соответствии с формулой Фукуи, коэффициент шума может быть представлен в виде $F_0 = 1 + K_l f L_g \sqrt{G_m(R_g + R_s)}$, где K_l — компенсирующий коэффициент, R_g и R_s — сопротивление затвора и истока соответственно. Отсюда можно оценить требования к сечению затвора: полагая $R_g = \rho_g W_g$ и $R_s = \rho_s/W_g$, где ρ_g и ρ_s — удельные сопротивления затвора и истока (Ом·мм) соответственно, а W_g — ширина затвора, и считая, что для оптимального транзистора $R_g = R_s$, получим $\rho_g = \rho_s/W_g^2$. Так, если $\rho_g = 0,2$ Ом·мм, $W_g = 20$ мкм, получаем значение $\rho_g = 500$ Ом·мм, откуда следует, что в случае обычно применяемой металлизации затвора суммарной толщиной 0,6 мкм сечение затвора

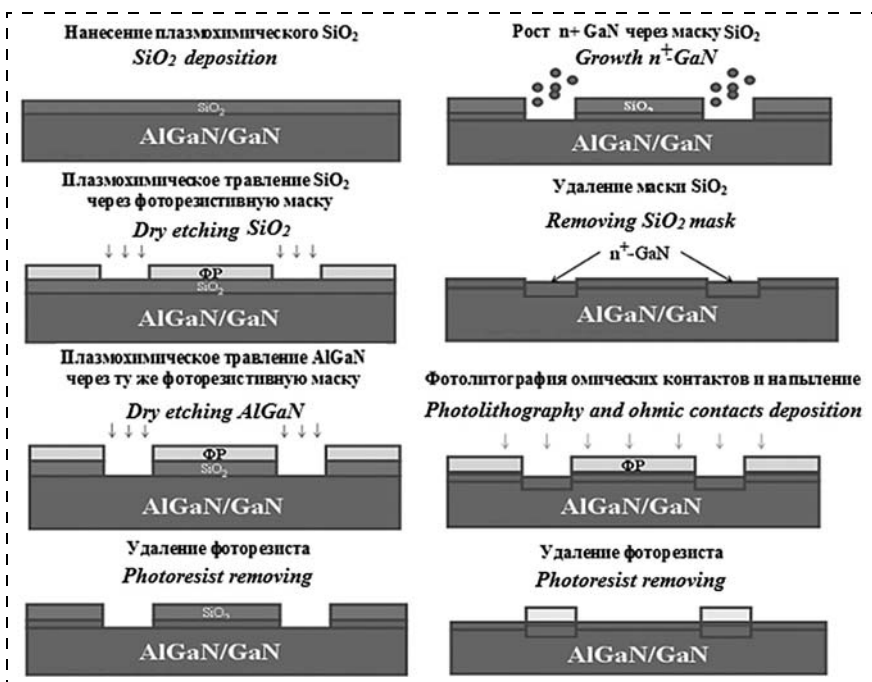


Рис. 4. Последовательность операций формирования невжигаемых омических контактов

Fig. 4. Sequence of operations fulfilled for non-alloyed ohmic contact fabrication

должно быть не менее $0,4 \text{ мкм}^2$. Для более низких частот применяются более широкие транзисторы, следовательно, сечение затвора должно быть еще больше. Очевидно, что одновременно получить малую длину затвора и большое сечение можно только в том случае, если затвор имеет грибообразную (или Т-образную) форму. Поэтому актуальна задача получения грибообразного затвора с разным набором длин затворов для обеспечения широкого спектра возможных частот СВЧ транзисторов и схем на их основе.

Таким образом, получение МИС усилителей для определенного частотного диапазона определяется материалом полупроводника и геометрией затвора.

Формирование грибообразного затвора состоит из следующих ключевых операций:

- электронно-лучевая литография для получения профиля будущего затвора;
- нанесение затворной металлизации;
- "взрыв" электронного резиста.

Рассмотрим стадию формирования грибообразного профиля в резисте.

После дегидратации на плитке при температуре $120 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение 15...20 мин на пластину методом центрифугирования наносилась многослойная система электронных резистов с промежуточной сушкой на плитке. Система состоит из слоев РММА950К/PMGI/Сополимер/PMGI/РММА950К общей толщиной около $1,3 \text{ мкм}$. Последовательность слоев и их толщины были оптимизированы для отдельного экспонирования и контролируемого проявления грибообразных профилей с размерами нижней части от $0,1$ до $0,25 \text{ мкм}$ в зависимости от частотного диапазона будущей МИС на нитриде галлия.

Подготовленная пластина экспонировалась в установке электронно-лучевого экспонирования Raith150-TWO (литограф). Первыми экспонировались верхние области затворов шириной $0,8 \text{ мкм}$, а также затворные площадки (первое экспонирование). Далее проводилось последовательное проявление верхних трех слоев резиста в соответствующих проявителях (МИБК:ИПС — 1:1, 101А, МИБК:ИПС — 1:3).

После этого осуществлялось второе экспонирование для формирования литографии под субножки затворов с необходимым номинальным размером и дополнением дозы на площадках. Далее проявлялись нижние два слоя резиста.

В результате был сформирован грибообразный профиль проявленных областей в резисте. После этого проводилась зачистка в кислородной плазме с помощью установки ПХО-001Т (2 мин в горизонтальном положении) от остатков резиста на дне проявленных областей.

После зачистки в кислородной плазме наносилась необходимая затворная металлизация.

Затворная металлизация проводилась на установке вакуумного напыления термическим (резистивным) методом. Последовательно напылялись слои Ni(600 \AA) и Au(5400 \AA) из вольфрамовых лодочек. "Взрыв" металлизации проводился в ацетоне и диметилформамиде (ДМФ) (для растворения слоев PMGI). После отмытки пластины в деионизованной воде проводилась пассивация двухслойным диэлектриком $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}_3\text{N}_4$ необходимой толщины.

Пассивация затвора, формирование конденсаторного диэлектрика

Пассивация проходит в две стадии: нанесение диэлектрической пленки на всю пластину; травление диэлектрической пленки через фоторезистивную маску.

После формирования затвора на пластине на ее поверхность необходимо нанести пассивирующий диэлектрик для защиты от воздействия окружающей среды и уменьшения поверхностных эффектов. Также данный диэлектрик используется для формирования пассивных элементов, таких как конденсаторы. Использовалась двухслойная система диэлектриков: оксид алюминия (Al_2O_3), осаждаемый методом атомно-слоевого осаждения при температуре $300 \text{ }^\circ\text{C}$, и плазмохимический нитрид кремния (Si_3N_4), получаемый в ИСП на установке плазмохимического осаждения диэлектриков Plasmalab System 100. Осаждение диэлектрика осуществлялось в среде смеси моносилана ($\text{SiH}_4 = 12 \text{ sccm}$) с азотом ($\text{N}_2 = 11 \text{ sccm}$) при мощности источника ИСП 800 Вт , температуре $300 \text{ }^\circ\text{C}$ и давлении в камере 8 мТорр . При этом осаждалась требуемая толщина диэлектриков для получения емкостей конденсаторов, заложенных в разрабатываемые МИС. Для обеспечения требуемой миграции осаждаемого вещества по поверхности температура подложки была $300 \text{ }^\circ\text{C}$.

Следует отметить, что качество пленок сильно зависит от многих параметров процесса осаждения, таких как тип реактора, используемые газы, материал подложек, температура подложек, давление в камере, ВЧ мощность, расстояние между электродами, парциальное давление реагентов, скорость откачки, материал и геометрия электродов.

Таким образом, для получения пленок определенного качества необходимо решить многокритериальную задачу. Как правило, параметры процесса осаждения диэлектрика корректируются, пока не будет получена диэлектрическая пленка, удовлетворяющая предъявляемым к ней требованиям.

Если в случае пассивации поверхности полупроводника нужно покрыть диэлектриком только плоскость полупроводника, то при пассивации затворов нужно обеспечить хорошую конформность, чтобы диэлектрик равномерно сел на грибообразный затвор как сверху шляпы, так и под ней. Ме-

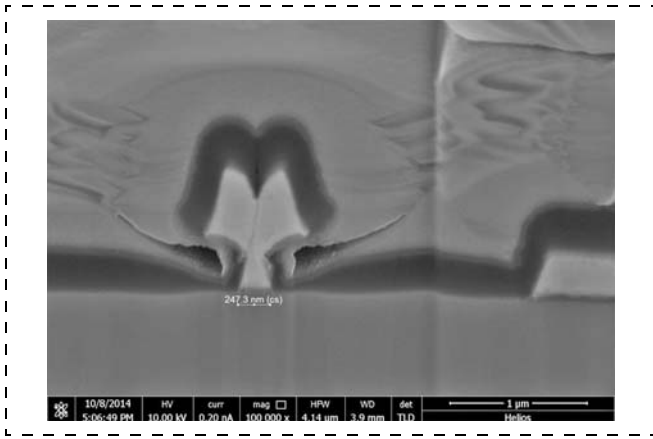


Рис. 5. РЭМ-изображение грибообразного затвора после пассивации нитридом кремния на поперечном срезе

Fig. 5. SEM image of the cross-section of a mushroom-like gate after passivation with silicon nitride

тод атомно-слоевого осаждения диэлектрических пленок обеспечивает необходимую конформность и требует для пассивации поверхности осаждения тонких слоев порядка 10 нм. Для обеспечения необходимых параметров конденсаторов (пробивные напряжения и емкость) сверху Al_2O_3 осаждается Si_3N_4 требуемой для данной МИС толщины, обычно это толщины порядка 0,1...0,3 мкм. Микрофотография примера полученного затвора с $L_g \sim 250$ нм после пассивации представлена на рис. 5.

После формирования сплошной пленки диэлектрика формируется фоторезистивная маска окон для плазмохимического удаления диэлектрика, оставляя диэлектрик в местах пассивации активных областей и будущих конденсаторов. Плазмообразующая среда в реакторе в первую очередь должна обеспечивать необходимую скорость травления, селективность и анизотропию. Как известно, для травления кремния и его соединений используют фторсодержащие газы. Чаще всего используют углеродные галогенсодержащие соединения, имеющие общее название "хладоны". Общие недостатки этой группы газов — возможность образования токсичных продуктов в процессе травления, склонность к полимеризации, возможность образования элементарного углерода на обрабатываемой поверхности (для простых хладонов). Для подавления двух последних эффектов в рабочий газ часто добавляют кислород. Из других фторсодержащих газов следует отметить шестифтористую серу SF_6 , применение которой позволяет достичь высоких скоростей травления без осаждения на поверхности твердых продуктов разложения исходного газа. Чистый фтор практически не применяется из-за своей высокой химической активности по отношению к конструкционным материалам технологического оборудования и токсичности.

Для травления двухслойного диэлектрика применяли установку плазмохимического травления

SI 500: для травления Si_3N_4 использовалась среда шестифтористой серы SF_6 (15 sccm) с кислородом O_2 (4 sccm), рабочее давление 6,2 Па, мощность ИСП источника 200 Вт; для последующего травления через ту же фоторезистивную маску Al_2O_3 использовалась среда BCl_3 (7 sccm) с аргоном Ar (14 sccm), рабочее давление 1 Па, мощность ИСП источника 800 Вт, мощность ВЧ 20 Вт. Следует отметить, что при травлении диэлектрика для полной уверенности стравливания диэлектрического слоя необходим незначительный перетрав.

Травление диэлектрика необходимо проводить с перетравом:

- из-за неоднородности толщины диэлектрика по пластине (10 % от толщины);
- из-за неоднородности скорости травления диэлектрика (5 % от толщины).

После формирования пассивации с пластины снимается фоторезистивная маска и делается следующая литография под "взрыв" для формирования первого уровня металлизации.

Таким образом, для формирования пассивации затвора и конденсаторного диэлектрика необходимо выполнение следующих технологических операций: нанесение пленки Al_2O_3 методом атомно-слоевого осаждения; плазмохимическое осаждение пленки Si_3N_4 ; фотолитография окон пассивации и будущих конденсаторов; плазмохимическое травление последовательно Si_3N_4 и Al_2O_3 ; снятие фоторезистивной маски.

При этом в области между омическими контактами для пассивации затвора достаточно только слоя пленки Al_2O_3 , таким образом, минимизируются паразитные емкости затвор — сток и затвор — исток.

Использование гетероструктур $\text{SiN}_x/\text{AlGaIn}/\text{AlN}/\text{GaN}$, где осаждение пассивирующего слоя *in situ* SiN_x проводится после роста структуры непосредственно в ростовой камере, позволяет использовать этот диэлектрик в качестве пассивирующего затвор Шоттки. Для таких структур ставится задача удаления диэлектрика в области формирования затвора. Транзисторы с затворами Шоттки, сформированными через диэлектрик SiN_x , выращенный в одной ростовой камере с гетероструктурой, не требуют дополнительной пассивации. Использование *in situ* SiN_x способствует увеличению концентрации основных носителей из-за нейтрализации заряда на поверхности за счет пассивации, уменьшению релаксации, уменьшению числа дефектов и шероховатости поверхности AlGaIn , и при этом *in situ* SiN_x выполняет роль защитного слоя поверхности [18]. После формирования затвора необходимо осаждение диэлектрика только для формирования конденсаторов МИС. Использование данной пассивации реализуется при использовании вжигаемых омических контактов, так как при невжигаемой технологии при удалении ди-

электрической маски под рост сильнолегированного GaN пассивирующий слой in situ SiN_x также травливается в жидкостном травителе.

Формирование первого уровня металлизации и верхних обкладок конденсаторов

После формирования пассивации на пластине создается двухслойная резистивная маска, после чего пластина подвергается зачистке и напылению металлов.

Зачистка выполняется непосредственно перед процессом напыления в установке плазмохимического травления SI 500 в среде Ar (50 sccm) при давлении 2 Па в комбинированном режиме реактивного ионного травления (РИТ) в ИСП. Смещение на нижнем электроде составляло 50 В. Для предотвращения перегрева фоторезистивной маски процесс осуществляется в циклическом режиме. Каждый цикл состоит из двадцатисекундного травления в аргоне и трехминутного перерыва. Всего такой цикл повторяется четыре раза. Зачистка перед вакуумным напылением обеспечивает лучшую адгезию между металлами. После такой зачистки пластина загружается в установку вакуумного напыления термическим (резистивным) методом, в которой проводится напыление металлов Ti (50 нм)/Au (500 нм). При этом титан служит адгезионным слоем, а золото — контактным. После напыления осуществляется "взрыв" фоторезиста и проводятся необходимые измерения в тестовых модулях.

Формирование межэлектрических соединений в виде "воздушных мостов"

Второй уровень металлизации, электрически соединяющий элементы на пластине, выполняется в виде "воздушных мостов". В связи с тем что общая толщина моста должна составлять 3 мкм (толщина гальванического золота 2,3 мкм), ее наращивают гальваническим методом. Сначала осуществляют фотолитографию мостового резиста, определяющего высоту моста, затем сформированный рисунок в фоторезисте подвергается воздействию температуры. В результате края фоторезиста "заплавают", образуя пологий край, необходимый для неразрывного напыления затравочного слоя металла. После этого на установке вакуумного напыления термическим (резистивным) методом напыляют затравочный слой Ti/Au/Ti (50 нм/500 нм/20 нм). Перед напылением для лучшей адгезии проводят зачистку в аргоне на установке плазмохимического травления SI 500 по описанной выше методике. По затравочному слою делают фотолитографию наращивания гальванического золота. Наращивание выполняют на установке гальванического осаждения золота Valenza 2400V2 в вытяжном шкафу, после чего ненужные участки затравочного слоя на фоторезисте удаляют жидкостным химическим трав-

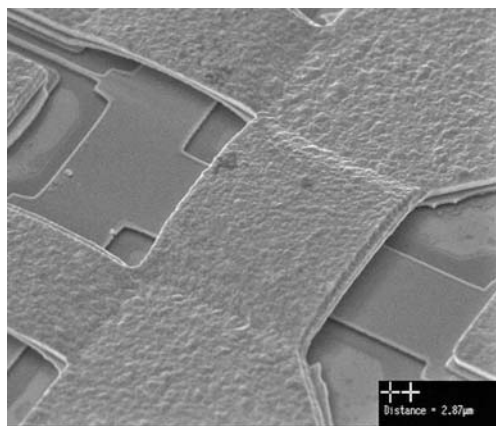


Рис. 6. РЭМ-изображение "воздушного моста"

Fig. 6. SEM image of an "air bridge"

лением (ЖХТ). Финишной операцией при формировании "воздушных мостов" является удаление подмостового фоторезиста.

Таким образом, межслойная изоляция осуществляется с помощью воздушных мостов высотой 2 мкм и толщиной 3 мкм. Изображение такого "воздушного моста" показано на рис. 6.

Формирование межэлектрических соединений, обеспечивающих общую землю

Для соединения общих электродов (чаще всего земляного) используют копланарные полоски, общий нижний электрод на обратной стороне пластины либо дополнительный уровень электрического соединения на лицевой стороне пластины на изолирующем слое.

В процессе разработки МИС на гетероструктурах AlGaIn/GaN на подложках SiC и Al₂O₃ сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн предварительные исследования показали, что создание таких МИС на основе копланарной технологии крайне затруднительно ввиду проблем с обеспечением устойчивости подобных систем и наличием частотно-зависимых фазовых набегов по общим проводникам. Это проявляется уже при повышении усиления и выходной мощности МИС усилителя мощности (УМ). За рубежом МИС на основе гетероструктур AlGaIn/GaN, как правило, изготавливают по микрополосковой технологии, подразумевающей травление сквозных отверстий сквозь подложку. Однако это связано с серьезными технологическими трудностями. Частично решение данной проблемы может быть облегчено при переходе к гетероструктурам на кремниевых подложках, но в настоящее время такие гетероструктуры еще исследуются.

В результате было найдено конструкторско-технологическое решение данной проблемы, заключающееся в создании "заземляющей плоскости" над лицевой поверхностью пластины с уже изго-

товленными активными и пассивными СВЧ элементами поверх слоя полимерного диэлектрика толщиной 10...15 мкм (специального фотолака, разработанного ИВС РАН). При этом соответствующие элементы заземляют через отверстия в слое фотолака, одновременно выполняющего роль защитной пассивации.

Разработанный фотолак представляет собой композицию, включающую прекурсор высокотермостойкого полимера (аналога полиимида) и светочувствительный компонент хинондиазидного типа, аналогичную светочувствительному компоненту, применяемому в обычных позитивных фоторезистах типа ФП 383 и ФП 051.

Применение фотолakov не требует специального оборудования. Работа с ними осуществляется на стандартных литографических установках с использованием дуговых ртутных ламп (ДРШ).

С учетом рекомендаций изготовителей фотолака был разработан маршрут дополнительного уровня межэлектрических соединений, обеспечивающий как защиту схемы, так и общую землю.

На подложку с изготовленными схемами центрифугированием наносится первый слой фотолака, после чего ступенчато осуществляется сплошное экспонирование и задубливание в статической печи в инертной среде азота: 150 °С — 15 мин, 200 °С — 15 мин, 250 °С — 15 мин, 350 °С — 30 мин. Таким образом, формируется первый адгезионный слой фотолака толщиной 2 мкм. Сплошное экспонирование рельефа без шаблона необходимо для разложения светочувствительного компонента, иначе при термозадубливании сформированно-

го микрорельефа возможно вспучивание пленки или появление дырок ("рыбьих глаз") за счет разложения светочувствительного соединения с выделением азота при температуре задубливания.

Затем повторно наносятся два слоя лака (также центрифугированием) для формирования конечной толщины изолирующего слоя (12...15 мкм). Совмещение и экспонирование фотолака осуществляется на установке прецизионной контактной фотолитографии SUSS MJB4 IR. Проявление выполняют 0,3 %-м водным раствором едкого калия. Затем проводится ступенчатое задубливание по вышеописанной схеме в инертной среде азота.

Полное запыление поверхности фотолака со сформированным рельефом металлизацией Ti/Au (50 нм/500 нм) осуществляется на установке вакуумного напыления термическим (резистивным) методом. Непосредственно перед напылением выполняется плазмохимическая зачистка в окнах фотолака для удаления нижнего задубливаемого адгезионного слоя. Зачистка происходит на установке плазмохимического травления SI 500 в среде O₂ с последующим контролем в оптическом микроскопе. Таким образом, после напыления формируется электрический контакт, который соединяет общий электрод, лежащий на непроводящем материале, через окна в фотолAKE.

По напыленному металлу делается фотолитография обтравки лишней металлизации на поверхности фотолака. По фотолитографической маске жидкостным химическим травлением удаляется незащищенная металлизация. Сформированный рисунок металлизации верхней "земли" утолщается гальваническим осаждением золота. Для удаления фотолака с дорожек реза и контактных площадок схем проводят плазмохимическое травление фотолака по сформированной металлической маске в среде O₂ на установке плазмохимического травления SI 500.

После формирования межэлектрических соединений заканчивается маршрут изготовления "лицевой" части МИС на нитриде галлия. После этого следуют операции полировки обратной стороны пластины химико-механическим методом на установке PM5 фирмы Logitech, резки на кристаллы методом лазерного управляемого термораскалывания, их отбраковки и посадки через тепловой интерфейс на теплоотвод. Схематически основные этапы технологического маршрута изготовления МИС "лицевой" части показаны на рис. 7.

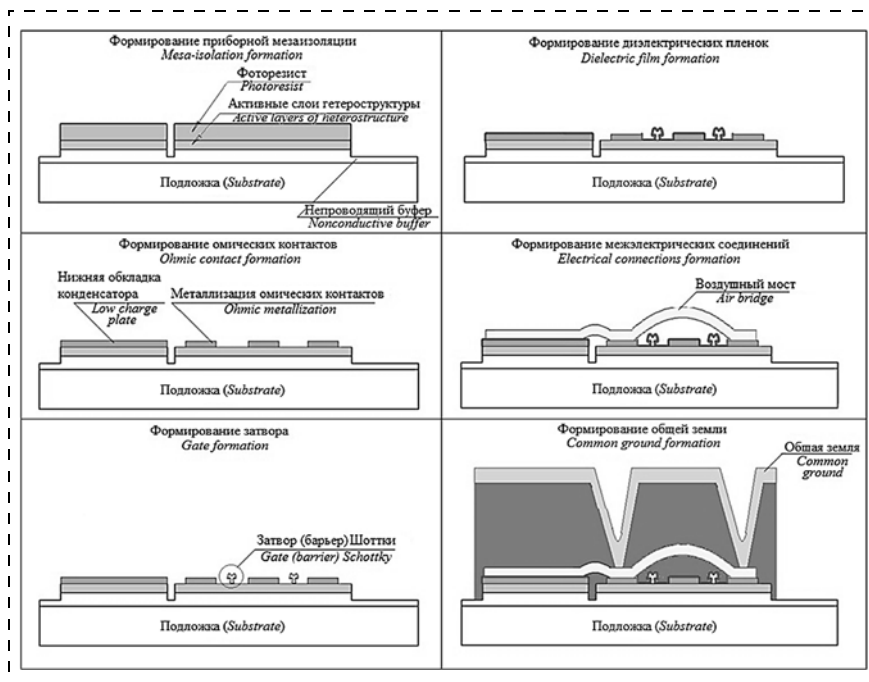


Рис. 7. Основные этапы технологического маршрута "лицевой" стороны МИС
Fig. 7. Main stages of the engineering route of MIC's "face" part fabrication

Реализация технологии изготовления МИС на основе нитрида галлия, разработанных топологических решений для сантиметрового и миллиметрового частотных диапазонов

Описанная технология производства была внедрена в ИСВЧПЭ РАН и успешно использована для создания широкой номенклатуры МИС для различных частотных диапазонов, вплоть до 70 ГГц [19–25].

В частности, разработан и изготовлен УМ диапазона 8...12 ГГц, отличительной особенностью которого является его однокаскадная конструкция. При разработке однокаскадных усилителей существуют сложности с обеспечением устойчивости схемы, а также с необходимостью достижения высоких усилительных и мощностных характеристик единичного каскада. В связи с этим уникальными возможностями обладает каскадная схема включения транзисторов, которая особенно интересна в нитрид-галлиевой технологии. К достоинствам такой схемы можно отнести увеличение энергетической эффективности и снижение потребляемой мощности. По нашим сведениям, МИС подобной конструкции на нитриде галлия изготовлена впервые в России.

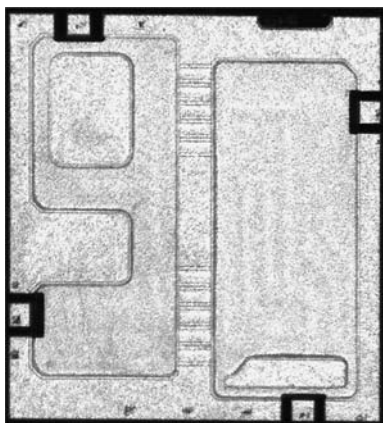


Рис. 8. Фотография кристалла МИС УМ сантиметрового диапазона

Fig. 8. Fabricated 8–12 GHz PA MIC chip

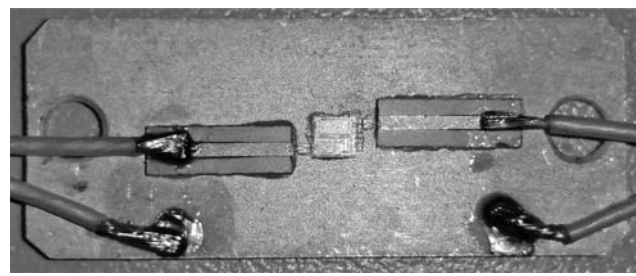


Рис. 9. Внешний вид МИС УМ сантиметрового диапазона, смонтированного в измерительную оснастку

Fig. 9. Centimeter-range PA's MIC assembled into a gaging accessory

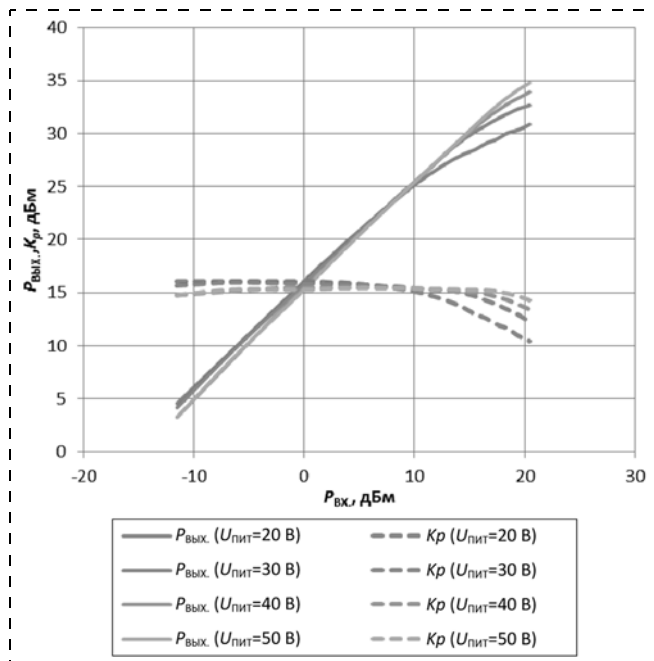


Рис. 10. Зависимость выходной мощности и коэффициента усиления МИС УМ сантиметрового диапазона от мощности на входе при напряжениях питания от 20 до 50 В

Fig. 10. Centimeter-range PA's MIC's out power and amplification factor dependence on input power at the supply voltages from 20 to 50 V

Внешний вид изготовленного кристалла МИС УМ после проведения всех технологических операций показан на рис. 8. Длина затвора транзисторов составляет 0,25 мкм, а его общая периферия — 6,4 мм. Усилители были изготовлены на гетероструктуре AlGa_N/AlN/GaN на подложке сапфира. Размер кристалла составляет 1,57 × 1,71 мм.

Для проведения измерений полученные образцы были смонтированы на теплоотвод в оснастку, показанную на рис. 9. Измерения выходной мощности проводили в импульсном режиме по питанию при длительности импульса 1 мкс и скважности 100, напряжение питания до 50 В. При напряжении питания 50 В линейная выходная мощность ($P_{\text{вых}}$) достигает 3 Вт, что соответствует 34,8 дБм, согласно формуле $P_{\text{дБм}} = 10 \cdot \log_{10}(P_{\text{мВт}})$. Ток потребления не более 0,8 А, при этом коэффициент усиления ($K_{\text{р}}$) составляет около 15 дБ (рис. 10).

Примером применения вышеописанной технологии производства в миллиметровом диапазоне длин волн служит разработка комплекта микросхем с рабочими частотами 57...64 ГГц на сапфировой подложке [26–30]. В состав комплекта вошли генератор, управляемый напряжением (ГУН), балансный смеситель, усилитель миллиметрового диапазона, усилитель промежуточной частоты (УПЧ), антенна. Помимо этого, были изготовлены усилители с интегрированными приемной и передающей антеннами, а также многофункциональные приемный и преобразователь сигнала в составе ГУН, смеситель, УПЧ (система

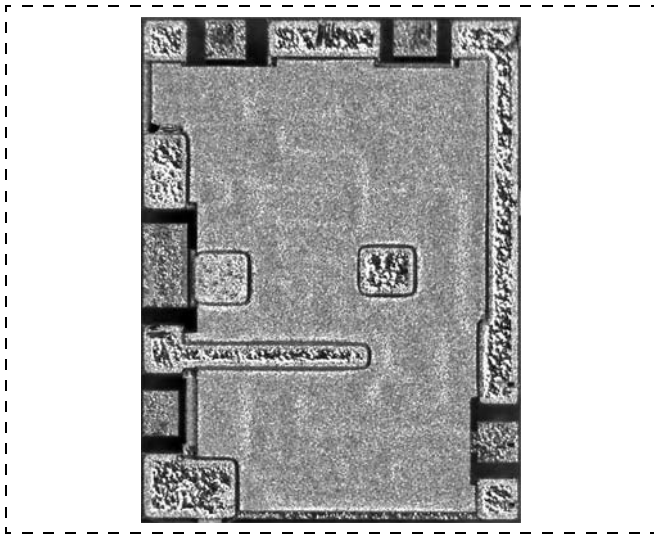


Рис. 11. Внешний вид МИС ГУН
Fig. 11. Appearance of VCO MMIC

на кристалле) (рис. 11–15). Насколько известно авторам, подобные многофункциональные нитрид-галлиевые микросхемы преобразователей сигнала на сапфировых подложках изготовлены впервые в мире.

МИС усилителя миллиметрового диапазона частот в зависимости от рабочей точки может служить в качестве малозумящего усилителя (МШУ) или УМ. Усилитель имеет четыре каскада, длина за-

твора составляет 0,14 мкм. В малосигнальном режиме коэффициент передачи ($K_{пер}$) составляет не менее 15 дБ при коэффициенте шума ($K_{ш}$) около 6 дБ и токе потребления менее 100 мА (рис. 16). В режиме большого сигнала в импульсном режиме по питанию выходная мощность ($P_{вых}$) достигает 100 мВт (20 дБм) при коэффициенте усиления (K_p) до 20 дБ и токе потребления не более 200 мА (рис. 17). Линейная выходная мощность составляет 30...50 мВт.

Выходная мощность МИС ГУН составляет 30...40 мВт. Диапазон перестройки частоты не менее 3 ГГц. Стабильность частоты генерации от напряжения питания не хуже 200 МГц/В при напряжении питания 10 В (рис. 18).

Многофункциональные приемная и приемопередающая микросхемы преобразователей сигнала имеют типовой коэффициент преобразования плюс 10 дБ при напряжении питания не более 10 В и токе потребления до 150 мА. Выходная мощность передающего канала составляет не менее 10 мВт.

Микросхемам усилителя миллиметрового диапазона и приемного преобразователя сигнала присвоены следующие условные обозначения:

- МШУ без антенны — 5411УВ01Н;
- МШУ, интегрированный с антенной на одном кристалле, — 5411УВ01АН;
- УМ без антенны — 5411УВ02Н;
- УМ, интегрированный с антенной на одном кристалле, 5411УВ02АН;

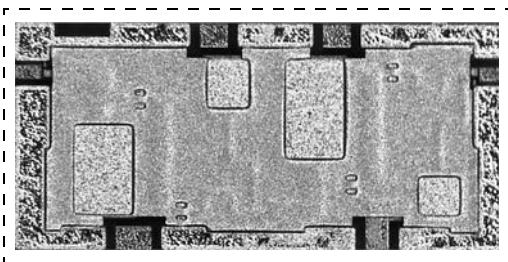


Рис. 12. Внешний вид МИС усилителя миллиметрового диапазона
Fig. 12. Appearance of millimeter-wave PA MMIC

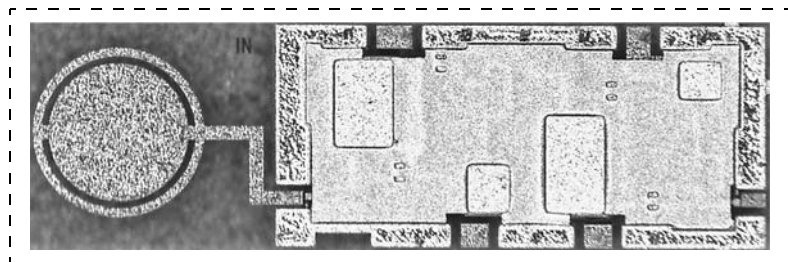


Рис. 13. Внешний вид МИС МШУ с интегрированной приемной антенной
Fig. 13. Appearance of LNA MMIC with an integrated receiving antenna

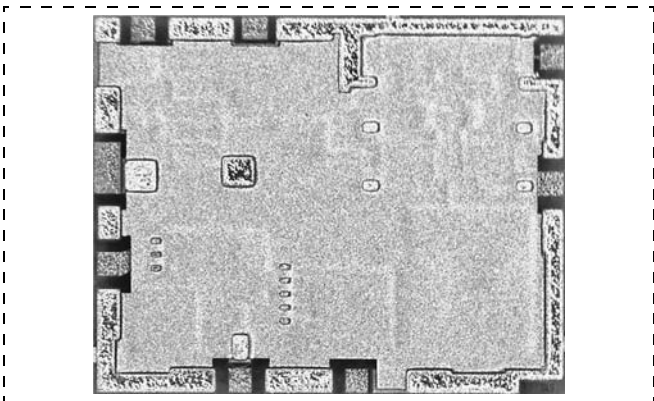


Рис. 14. Внешний вид МИС приемного преобразователя сигнала
Fig. 14. Appearance of a receiving signal converter's MMIC

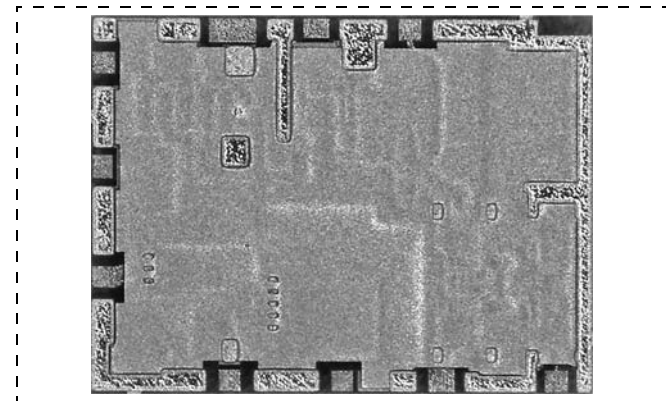


Рис. 15. Внешний вид МИС приемопередающего преобразователя сигнала
Fig. 15. Appearance of a transceiving signal converter's MMIC

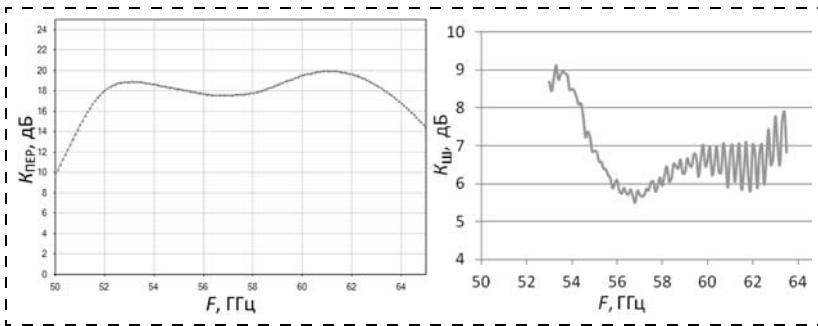


Рис. 16. Характеристики МИС усилителя миллиметрового диапазона в малосигнальном режиме

Fig. 16. Small-signal performance of millimeter-wave amplifier MMIC

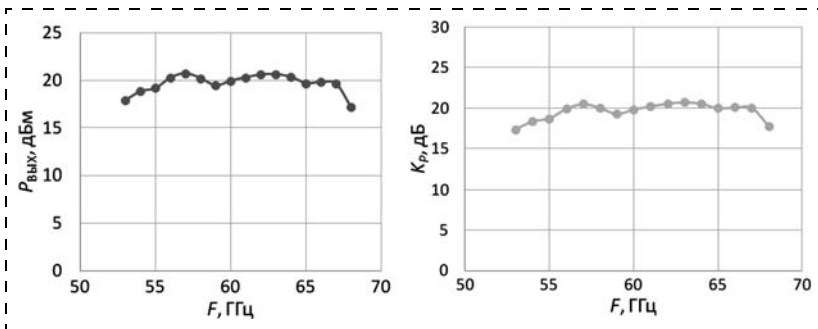


Рис. 17. Характеристики МИС усилителя миллиметрового диапазона в режиме большого сигнала

Fig. 17. Large-signal performance of millimeter-wave amplifier MMIC

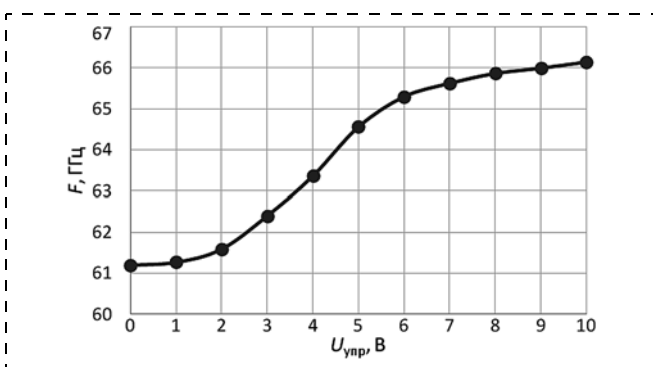


Рис. 18. Зависимость частоты выходного сигнала МИС ГУН от управляющего напряжения

Fig. 18. Oscillation frequency versus control voltage of VCO MMIC

- преобразователь сигнала в составе: смеситель, генератор, УПЧ на одном кристалле — 5411НС01Н. Справочный лист комплекта МИС доступен на сайте ИСВЧПЭ РАН: <http://isvch.ru> в разделе "Разработки".

Заключение

Использование технологии изготовления монокристаллических интегральных схем на основе нитрида галлия позволило реализовать технические решения для сантиметрового и миллиметрового частотных диапазонов в виде МИС УМ, МШУ, ГУН и УПЧ, не уступающие по своим характеристикам зарубежным аналогам. При этом топологический раз-

мер ножки грибообразного затвора СВЧ транзистора для миллиметрового диапазона составил 0,14 мкм, а для сантиметрового — 0,25 мкм.

Разработанные МИС могут быть использованы в автомобильных радарах, устройствах радиолокации, быстродействующих каналах наземной и межспутниковой связи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение о предоставлении субсидии № 14.607.21.0011, уникальный идентификатор проекта RFMEFI60714X0011).

Список литературы

1. Бессемулен А., Даделло А., Харви Д. и др. Создание высокоэффективных усилителей Ka и X диапазонов // Компоненты и технологии. 2008. № 87. С. 10–14.
2. Федоров Ю. В., Михайлович С. В. Влияние параметров наногетероструктур и технологии изготовления на шумовые свойства AlGaIn/GaN HEMT // Нано- и микросистемная техника. 2014. № 10. С. 12–17.
3. Федоров Ю. В., Михайлович С. В. Нитридные HEMT против арсенидных: Последняя битва? // Известия вузов. Материалы электронной техники. 2015. Т. 18, № 1. С. 16–22.
4. Галиев Р. Р., Гнатюк Д. Л., Зуев А. В. и др. Нитридные технологии для освоения миллиметрового диапазона длин волн // Нано- и микросистемная техника. 2015. № 2. С. 21–32.
5. Федоров Ю. В., Михайлович С. В. Перспективы замены арсенидных МИС на нитридные // Нано- и микросистемная техника. 2016. Т. 18, № 4. С. 217–226.
6. Павлов В. Ю., Павлов А. Ю., Слаповский Д. Н. и др. Влияние методов формирования омических контактов на частотные характеристики полевых транзисторов на гетероструктурах AlGaIn/GaN // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. 2016. Т. 16, № 4. С. 53–56.
7. Lei M., Adeni K. F., Chang Z., et al. Comparison of Different GaN etching techniques // Proceedings of the CSMANTECH Conference, Vancouver, British Columbia, Canada, april 24–27, 2006. P. 105–108.
8. Павлов В. Ю., Павлов А. Ю. Технология сплавных и несплавных омических контактов к гетероструктурам на основе GaN. Обзор // Нано- и микросистемная техника. 2016. Т. 18, № 10. С. 635–644.
9. Слаповский Д. Н., Павлов А. Ю., Павлов В. Ю., Клековкин А. В. Сплавные омические контакты на основе Si/Al к нитридным гетеросистемам AlGaIn/GaN // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 4. С. 461–466.
10. Слаповский Д. Н., Павлов А. Ю., Павлов В. Ю., Клековкин А. В. Исследование морфологии сплавных омических контактов с контактным слоем кремния к гетероструктуре AlGaIn/GaN // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. 2016. Т. 16, № 4. С. 77–80.
11. Yoon S., Song Y., Lee S. M., et al. Localized TiSi and TiN phases in Si/Ti/Al/Cu Ohmic contacts to AlGaIn/GaN heterostructures // Semiconductor Science and Technology. 2016. N 31. P. 055002.
12. Mohammed F. M., Wang L., Adesida I. Differences in the reaction kinetics and contact formation mechanisms of annealed Ti/Al/Mo/Au Ohmic contacts on n-GaN and AlGaIn/GaN epilayers // Journal of Applied Physics. 2007. Vol. 101, N 1. P. 013702.
13. Guodong G., Shaobo D., Yuanjie L., et al. Low ohmic contact AlN/GaN HEMTs grown by MOCVD // Journal of Semiconductors. 2013. Vol. 34, N 11. P. 114004.

14. Liu Y., Singh S. P., Kyaw L. M., et al. Mechanisms of Ohmic Contact Formation and Carrier Transport of Low Temperature Annealed Hf/Al/Ta on $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{GaN-on-Si}$ // ECS Journal of Solid State Science and Technology. 2015. Vol. 4, N. 2. P. 30–35.
15. Pang L., Kim K. Analysis of AlGaIn/GaN high electron mobility transistors with nonalloyed Ohmic contacts achieved by selective area growth using plasma assisted molecular beam epitaxy // IOSR Journal of Engineering (IOSRJEN). 2014. Vol. 4, N. 2. P. 08–13.
16. Арутюнян С. С., Павлов А. Ю., Павлов В. Ю. и др. Двухслойная диэлектрическая маска $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ для создания низкоомных омических контактов к AlGaIn/GaN HEMT // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 8. С. 1138–1142.
17. Мокеров В. Г., Кузнецов А. Л., Федоров Ю. В. и др. AlGaIn/GaN-СВЧ HEMT-транзисторы с пробивным напряжением выше 100 В и с предельной частотой усиления по мощности f_{max} до 100 ГГц // Физика и техника полупроводников. 2009. Т. 43, № 4. С. 561–567.
18. Томош К. Н., Павлов А. Ю., Павлов В. Ю. и др. Исследование процессов изготовления HEMT AlGaIn/AlN/GaN с пассивацией Si_3N_4 in situ // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 10. С. 1434–1438.
19. Федоров Ю. В., Майтама М. В. Топология ИМС "Интегральный усилитель мощности для диапазона частот 8–12 ГГц" // Свидетельство о государственной регистрации № 2016630104 от 19.08.2016.
20. Федоров Ю. В., Майтама М. В. Топология ИМС "Интегральный малошумящий усилитель для диапазона частот 8–12 ГГц" // Свидетельство о государственной регистрации № 2016630103 от 19.08.2016.
21. Федоров Ю. В., Майтама М. В. Топология ИМС "Интегральный СВЧ переключатель 1×2 для диапазона 4–18 ГГц в копланарном исполнении" // Свидетельство о государственной регистрации № 2016630003 от 11.01.2016.
22. Мальцев П. П., Федоров Ю. В., Гнатюк Д. Л. и др. Интегральный антенный элемент со встроенным малошумящим усилителем для диапазона 57–64 ГГц. Свидетельство о государственной регистрации № 2013630159 от 06.11.2013.
23. Мальцев П. П., Федоров Ю. В., Гнатюк Д. Л. и др. Преобразователь сигнала для диапазона 57–64 ГГц. Свидетельство о государственной регистрации № 2013630171 от 05.12.2013.
24. Мальцев П. П., Федоров Ю. В., Гнатюк Д. Л. и др. Интегральный антенный элемент со встроенным усилителем мощности для диапазона 57–64 ГГц. Свидетельство о государственной регистрации № 2015630131 от 02.12.2015.
25. Мальцев П. П., Федоров Ю. В., Гнатюк Д. Л. и др. Интегрированный приемо-передающий модуль для диапазона частот 57–64 ГГц. Свидетельство о государственной регистрации № 2016630080 от 12.07.2016.
26. Федоров Ю. В., Мальцев П. П., Матвеев О. С. и др. МИС усилителей со встроенными антеннами СВЧ-диапазона на наногетероструктурах // "Наноиндустрия". 2015. № 3. С. 44–51.
27. Федоров Ю. В., Гнатюк Д. Л., Бугаев А. С. и др. Разработка монолитных интегральных схем для Ka-, V- и W-диапазонов на основе нитрида галлия // Микроэлектроника. 2016. Т. 45, № 2. С. 135–143.
28. Федоров Ю. В., Мальцев П. П., Гнатюк Д. Л. и др. Создание СВЧ монолитных ИС 5-миллиметрового диапазона для применения в перспективных КС // Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы. 2016, № 2. С. 73–78.
29. Крапухин Д. В., Мальцев П. П. Монолитная интегральная схема малошумящего усилителя на нитриде галлия для диапазона 57–64 ГГц // Российский технологический журнал. 2016. Т. 4, № 4. С. 42–53.
30. Мальцев П. П., Федоров Ю. В., Гнатюк Д. Л. и др. Монолитная интегральная схема ГУН V-диапазона // Нано-и микросистемная техника. 2016. Т. 18, № 10. С. 645–648.

Yu. V. Fedorov, Chief Designer, Deputy Director in Charge of R & D,
A. S. Bugayev, Production Engineer Chief Technologist, Deputy Director,
A. Yu. Pavlov, Ph. D., Head of Laboratory, p.alex.ur@yandex.ru,
D. L. Gnatyuk, Ph. D., Head of Laboratory, **O. S. Matveyenko**, Ph. D., Senior Researcher,
V. Yu. Pavlov, Jr. Researcher, **D. N. Slapovskiy**, Jr. Researcher, **K. N. Tomosh**, Jr. Researcher,
E. N. Enushkina, Chief Specialist, **R. R. Galiev**, Researcher, **M. V. Maytama**, Jr. Researcher,
A. V. Zuyev, Researcher, **D. V. Krapukhin**, Jr. Researcher, **S. A. Gamkrelidze**, Director
 Institute of Ultra-High Frequency Semiconductor Electronics of RAS (Moscow)

Corresponding author:

Pavlov Aleksandr Yu., Junior Researcher, Head of Laboratory, Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics of RAS, Moscow, 117105, Russian Federation, e-mail: p.alex.ur@yandex.ru

The Manufacturing Technology and Development of Monolithic Integrated Circuits Based on Gallium Nitride

Received on November 14, 2016

Accepted on November 30, 2016

This paper presents a technology for manufacturing of the monolithic integrated circuits based on gallium nitride. This technology includes such basic steps as formation of the mesa-isolation; formation of the ohmic contacts to a heterostructure (it ensures formation of the resistors, the bottom capacitors' plates and inductors); formation of Schottky gates to a heterostructure; the gates' passivation; formation of the capacitors' dielectric; formation of the first-level metallization and the top capacitors' plates; formation of the electrical connections in the form of "the air bridges" and common ground; grinding of the wafers; dicing (cutting of wafers into crystals); screening test (sorting out); planting crystals on a heat sink. The ohmic contacts were formed using the non-alloyed technology with a highly doped growth of GaN under the ohmic contacts. It ensured a smooth surface and a low value of the specific contact resistance of the ohmic contacts, equal to $0.15 \Omega \cdot \text{mm}$. Schottky T-gates were formed with $0.14 \mu\text{m}$ and $0.25 \mu\text{m}$ lengths for the centimeter and millimeter frequency bands. The formation of a common ground was performed from the face side through a non-conductive layer of a polymer dielectric. The monolithic integrated circuits of the power amplifier, the low-noise amplifier, the voltage controlled oscillator and the intermediate frequency amplifier were manufactured with the use of this technology. Their specifications correspond to the world-class level.

Keywords: gallium nitride, monolithic integrated circuit, power amplifier, low noise amplifier, technology, process route, process step, field effect transistor, ohmic contacts, Schottky gate, electrical connection

For citation:

Fedorov Yu. V., Bugayev A. S., Pavlov A. Yu., Gnatyuk D. L., Matveyenko O. S., Pavlov V. Yu., Slapovskiy D. N., Tomosh K. N., Enushkina E. N., Galiev R. R., Maytama M. V., Zuyev A. V., Krapukhin D. V., Gamkrelidze S. A. The Manufacturing Technology and Development of Monolithic Integrated Circuits Based on Gallium Nitride, *Nano- i Mikrosistemnaya Tehnika*, 2017, vol. 19, no. 5, pp. 273–293.

DOI: 10.17587/nmst.19.273-293

Introduction

Electronic devices of commercial and military purpose should meet extremely strict requirements, as regards their performance and efficiency. This condition results from the action of many factors, from problems with the necessary thermal conditions provision to the energy saving requirements to a system as a whole. High-efficiency microwave monolithic integrated circuit (MMIC) application makes it possible to reduce the mass of equipment, as compared to that of the systems with waveguides, to increase the system's vibration resistance, and to facilitate the adjustment (by using standard discrete amplifiers) [1].

Centimeter- and millimeter wavelength ranges are promising as regards their versatile applications such as high-duty point-to-point telecommunications links of the capacity of 140/155 Mb/s; trunk connections with the frequencies within the range of 7.9 to 8.4 GHz; radar systems, including synthetic-aperture radars; electronically scanned arrays and active phased antenna arrays; navigation and communications systems' equipment; simulators and testing equipment.

Analysis of both the state of affairs in centimeter- and millimeter-range monolithic integrated circuit (MIC) development in foreign countries and the experience of the Institute of Ultra-High Frequency Semiconductor Electronics RAS (IUHFSE RAS) obtained in the course of R & D works carried out in the recent years [2–5] has led the authors to the conclusion about the necessity to research the possibility to optimize some technologic stages of fabrication of transistors and circuits based thereon. It has been planned to introduce the non-alloyed ohmic contact technique, to optimize Schottky gate profile and to provide a common ground at a crystal's front side, which has not been realized in GaN-based MMIC fabrication in Russia.

To fabricate pilot MIC samples, the domestic AlGaIn/AlN/GaN HEMT heterostructures on sapphire- and silicon carbide substrates from Elma-Malakhit JSC were used.

At MIC fabrication, the passive and active elements of the circuit ensuring MIC layout realization for a specified frequency range are fabricated within a single technologic cycle. On a device fabrication, a technology route is designed that comprises sequential technologic operations. Additionally, some technologic operations can be united into a group of operations responsible for the fabrication of a part of future device's elements.

In the course of GaN-based MIC fabrication, it is necessary to realize the main formation stages: device mesa isolation; fabrication of a non-rectifying (ohmic) contact to the heterostructure that will ensure resistors, capacitor's bottom plates, and inductors fabrication; fabrication of a rectifying contact to the heterostructure (Schottky barrier gate); the gate's and capacitor's dielectric passivation; first layer and capacitor's top plates metallization; making electric component connectors in the form of "air bridges" and a common ground; wafer backgrounding; wafer dicing; screening (rejection); chip planting onto a heatsink. Successive realization of the above operations is the necessary condition for serviceable MIC fabrication.

Let us consider the features and purpose of each of the main stages of a centimeter- and millimeter frequency range GaN-based MIC fabrication. Also, it should be pointed out that optimization of ohmic contact fabrication and passivation processes will reduce parasitic resistances' and — capacitances' effects on the frequency characteristics of the future MIC [6]. Schottky contact fabrication stage is responsible for the microwave transistors' frequency characteristics and for those of MICs based on these transistors [5].

Device mesa isolation fabrication for gallium nitride based MICs

Mesa isolation fabrication implies the creation of a structure on a heteroepitaxial plate with conductive (active) and nonconductive layers by etching the heterostructure surface. The purpose of the operation is to separate the individual active areas intended for a device fabrication to avoid the electrical contact between the units and circuit's elements.

Two groups of methods, "wet" and "dry" ones, are used for mesa-shaped isolation formation. To realize this stage, the following technologic operations are to be performed: mesa image photomasking, semiconductor etching, photoresist mask removal, and etch depth control.

The "wet" method implies using liquid solutions for chemical etching the semiconductor surface areas free from a photoresist film. The "wet" method is easy and does not require any complicated equipment. The method, though, is not very popular for dealing with AlGaIn/GaN heterostructures, since it is difficult to find solutions capable of chemical etching the semiconductor with a very strong chemical bond in GaN. Photostimulated electrochemical GaN etching has been reported [7], but the method is strongly dependent on many factors and poorly reproducible. For this reason, "dry" etching methods are more popular. For AlGaIn/GaN heterostructure "dry" etching, we used plasma chemical etching in inductively coupled plasma (ICP). The use of ICP provides for a higher ion density, this ensuring an increase in the etching rate at a low power consumption. To etch AlGaIn/GaN hetero pair, they usually use the mixture of Cl₂, BCl₃, and Ar. This combination ensures rather high etching rates.

At GaN-based heterostructure field-effect transistor manufacture, the typical mesa isolation depth makes 20.0 to 30.0 nm. The semiconductors used (AlGaIn and GaN), as well as the substrates for their epitaxial growth (Al₂O₃ and SiC), are the materials transparent in the visible spectrum. At the mentioned typical "mesa" depth, it is difficult to realize contact photolithography of the ohmic contacts because of the difficulty in photomask alignment with the topologic image of the isolation patterned on the wafer. In this connection, we decided to form mesa isolation of increased depth (about 80.0 nm). In this case, there was no need for high etching rates: 20.0 to 30.0 nm/min rate was quite sufficient. This rate was achieved on SI 500 plasma chemical etching installation with the use of BCl₃ + Ar medium. Boron trichloride is used as the chemically active medium, while the role of Ar is the discharge maintenance in a chamber and, to some extent, participation in the etching process. The use of the photoresist

mask in the plasma chemical etching process imposed additional requirements: the necessity of heat removal from the whole area of the semiconductor wafer to avoid the photoresist film overheating, which may lead to changes in the mask geometry and subsequent complication of its removal. The installation comprises a cooling system, that is, the blow-off of the backside with a helium flux, but it turned out to be insufficient for compensation of the overheating at a long-standing process. To remove the heat the decision was taken to divide the etching process into successive stages with pauses between them.

The use of a medium consisting of BCl_3 (30 sccm) + Ar (50 sccm), the gas pressure of 8 Pa, and the 170 V bias applied to the bottom electrode resulted in etching rate maintenance at the level of about 25.0 nm/min. The etching process was realized in cycles: 30 s of etching — a 1-min pause. The number of cycles was selected depending on the depth of the "mesa". Since the heterostructures used did not possess a protective layer, before the start of the process the heterostructure was coated with a thin layer of Si_3N_4 , which played the role of a protective barrier for the heterostructure. Prior to mesa isolation etching, the thin dielectric film is removed from the heterostructure's etching windows with fluorine-containing plasma on the same SI 500 plasma chemical etching tool.

To summarize, to form mesa isolation for AlGaIn/GaN heterostructures, the following technologic operations were carried out: semiconductor's etching windows photomasking, thin dielectric layer removal by plasma chemical etching, semiconductor plasma chemical etching, photoresist mask removal, and etch depth control.

Electrical testing of the mesa isolation at the etched sites of the semiconductor is carried out after the ohmic contacts to the heterostructure are fabricated. Testing is realized using a special paste for isolation (quality) control (the image of the paste is provided in the fig. 1). Leakage current vs. voltage plot is built for the specific kind of paste.

Fabrication of ohmic contacts to gallium nitride-based heterostructures

At the stage of the ohmic contacts to a field-effect microwave transistor (FEMT) fabrication, the minimum contact resistance to the heterostructure and the manufacturability of further operations should be ensured. Contact resistance grows with an increase in the heterostructure's band gap (E_g) width. To make an ohmic contact to *n*-GaIn, they mostly use Ti-based multicomponent contacts, whose thermal treatment yields compounds with a low work function. The low resistance of the metal-GaN contact is usually believed to be due to nitrogen's vacancies formation as a result of GaIn interaction with the contact material, for instance, with Ti. The use of Ti/Al-based multicomponent contacts followed with thermal treatment provides for the specific contact resistance to $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, of about 0.5...0.6 $\Omega \cdot \text{mm}$, taking into account that ohmic contact high-temperature annealing at 750...900 °C leads to changes in contact metallization's edge and relief.

Low contact resistance provision without the high-temperature treatment and with the relief preservation is possible via an ohmic contact fabrication to highly doped GaIn.

Thus, there are two types of technologies available for ohmic contacts to AlGaIn/GaN heterostructures fabrication: alloyed and non-alloyed technologies [8].

For GaIn-based MMIC fabrication, the non-alloyed contact formation technology was used. The alloyed technology for ohmic contacts to nitride Si/Al-based heterostructures has also been developed at IUHFSE RAS as the alternative meth-

od provided the necessary equipment for the non-alloyed contacts formation may be absent [9, 10].

The both technologies for ohmic contact formation in the process of GaIn-based MMIC fabrication are described below.

Si/Al-based alloyed ohmic contacts to gallium nitride

Metal-semiconductor contact formed using high-temperature rapid thermal annealing (RTA) has been called the "alloyed ohmic contact"; it has been used in the first works on microwave FETs on AlGaIn/GaN heterostructures.

It is possible to distinct two main stages in the process of alloyed contact to AlGaIn/GaN heterostructure fabrication:

- selection of a method for ohmic contact to AlGaIn/GaN heterostructure metallization;
- selection of a thermal treatment technique: temperature, annealing duration, and heating curve. The annealing is carried out in an inert medium.

Classical metallization systems based on Ti/Al are the ones widely used in the alloyed ohmic contacts to AlGaIn/GaN heterostructures. Titanium- and aluminum nitrides formation leads to nitrogen vacancies appearance at the contact boundary of the semiconductor, but the process requires treatment at elevated temperatures (over 800 °C). Moreover, the work function of TiN is low, which results in ohmic contact resistance reduction. Titanium's and aluminum's liability to oxidation, though, implies the use of an anticorrosion layer of Au. Besides, the products of Al-Au interaction usually are formed at the contact boundary, this increasing the contact resistance and deteriorating the post-anneal surface morphology. The existence of these difficulties suggests the need for a barrier layer preventing both Al diffusion toward the top Au layer and easy Au diffusion toward the semiconductor. Unfortunately, at high temperatures, the barrier layers of these metals were demonstrated to break into separate small fragments, thus offering gaps for the metals diffusion through the barrier layer [11].

To improve the morphology, the ohmic contact thermal treatment temperature was lowered to 675...725 °C, this leaving unchanged the low contacts' resistance value. To fabricate low specific resistance Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts using the traditional metallization technique, annealing is carried out at temperature over 800 °C, at which the necessary thickness of TiN layer is achieved [12]. To decrease the annealing temperature and to reduce the contact resistance, a thin layer of Si is introduced into the metallization system before the first Ti layer. The silicon layer is intended to act as a dopant [13]. Annealing realized at a temperature below 700 °C, the presence of the contact Si layer in the Si/Ti/Al-based composition provides for titanium silicides (TiSi_x), but not titanium nitride (TiN), formation [14].

So, the Ti layer was excluded from the metallization structure, because the role of Ti has changed: instead of nitrogen vacancies formation, reduction of Si impurity atoms concentration in the composition takes place.

Thus, for alloyed ohmic contact fabrication, the following technologic operations should be fulfilled. After mesa isolation etching, the contact composition of the ohmic contact alloyed metallization is applied onto the AlGaIn/GaN heterostructure through a two-layer system. The metallization is performed by the thermal resist method in vacuum containing Si (7.5 nm) — Al (50 nm) — Ti (25 nm) — Au (50 nm). Prior to the metallization deposition, oxides are removed in $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}$ solution. After that, thermal treatment of the metallization is carried out under nitrogen, this followed with

metallization layer formation over the ohmic contacts and on top of the other parts of the heterostructure, in order to create the circuit's topological elements and the alignment markers for electron-beam lithography (EBL) of Schottky barrier gates. Ti/Au metallization is deposited by the thermal resist method in vacuum with the two-layer photoresist system.

The use of the alloyed Si/Al-based composition made it possible to improve the morphology of the ohmic contacts and to obtain contacts with the specific contact resistance values equal to those of the contacts produced using Ti/Al-based compositions ($0.35 \Omega \cdot \text{mm}$). Also, the ohmic contact composition ensures the insignificance of changes in specific contact resistance within a wide range of annealing temperatures, this enhancing the ohmic contact thermal treatment processability and reproducibility as compared to those of compositions based on Ti/Al [9, 10].

Non-alloyed ohmic contacts to gallium nitride

The most popular technology for the manufacture of non-alloyed ohmic contacts to AlGaIn/GaN heterostructures is that of highly doped GaN epitaxial regrowth in windows for the ohmic contacts with a preliminary formed mask [15]. The essence of the approach consists in a dielectric mask formation on a heterostructure, then ohmic contact-intended windows formation in the dielectric, n^+ -GaN epitaxial growing, the dielectric mask removal, and, finally, the contact's metals sputtering onto n^+ -GaN. In some versions of the technique, before the epitaxial growth, the plasma chemical treatment goes deeper through the dielectric mask, down to the two-dimensional electron gas (2DEG) level. Schematically, the formation of non-alloyed ohmic contacts with regrown n^+ -GaN is presented in the fig. 2.

Owing to the Si admixture, the degeneracy of semiconducting GaN occurs, the latter staying in the direct contact with the 2DEG region. Gallium nitride doping is carried out *via* deposition using a molecular Si source situated in the growing chamber. It is important to select the dopant concentration in the deposited GaN. On the one hand, increasing the concentration of Si (behaving as a donor admixture) provides the opportunity to increase the concentration of electrons and to reduce the contact's resistance. On the other hand, an excessive increase in Si concentration leads to a decrease in contact's conductivity, and Si atoms distribution over GaN volume becomes nonuniform, this resulting in additional defects and conglomerates formation.

The technology with highly doped GaN regrowth by molecular-beam epitaxy (MBE) was chosen for MMIC realization, since it does not involve either the plasma chemical action upon AlGaIn barrier layer at fabrication of contacts to the highly doped protective layer, or the high-temperature (over 1000°C) activation before contact metallization. The dielectric coatings formed for the growth mask creation serve the protective layer for the active regions of the heterostructure.

Advantages of the non-alloyed ohmic contacts to the AlGaIn/GaN are their good reproducibility (the resistance depending mostly on doped GaN); good contact's morphology determined only by the roughness of the metallized surface and the man-made defects of the metallization; low resistance. The drawback of the method is the necessity to use the expensive high-technology equipment.

The introduction of the technology of non-alloyed ohmic contacts to AlGaIn/GaN heterostructures provided the opportunity to avoid the disadvantages of classical alloyed contacts. Using the non-alloyed contacts, one can avoid the high-

temperature thermal treatment of a metallization formed on the semiconductor.

Highly doped GaN deposition was carried out on the heterostructure with AlGaIn/AlN barrier layer. For masking the structure's surface, the two-layer dielectric system $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ [16] was used. The dielectrics were deposited by the plasma chemical method on the Plasmalab System 100 tool from Oxford Instruments Company with an inductively coupled plasma (ICP) source. Silicon nitride (Si_3N_4) was deposited from N_2 (10 sccm) + SiH_4 (12 sccm) gas mixture under the pressure of 8 mTorr, and ICP power of 800 W. Si_3N_4 deposition was carried out prior to the device mesa isolation. Silicon oxide (SiO_2) was deposited from N_2O (23 sccm) + SiH_4 (6 sccm) gas mixture, under the pressure of 4 mTorr, ICP power of 500 W, at 300°C . After that, the windows for contacts were formed in the dielectric layer. This operation is usually called "opening the contact windows". To open the windows, it is necessary to form a mask of a material with etching rate lower than that of the dielectric, the other conditions being equal. Typically, the mask is formed on the photolithography area and the process consists in the application of a photoresist of needed thickness onto a working wafer with the dielectric, alignment and writing the mask image for etching the dielectric, drying the photoresist on the wafer, and, finally, the mask development and hardening. After the photoresist mask is formed, the working wafer etching is realized.

Etching the dielectric layers with the preliminary formed photoresist mask is realized by the plasma chemical method in the $\text{SF}_6 + \text{O}_2$ gas mixture on SI 500 installation.

After the removal of the photoresist mask, AlGaIn- and GaN plasma chemical etching is carried out with the formed dielectric mask in $\text{BCl}_3 + \text{Ar}$ gas mixture on the same installation. AlGaIn- and GaN etching is possible without photoresistive mask removal immediately after plasma chemical etching the dielectrics. Masking of this kind does not affect the properties of the heterostructure surface and, when combined with MBE, makes highly doped GaN growth selective: the growth takes place only in the regions where the dielectric mask was etched. Highly doped GaN deposition onto the heterostructure with the formed dielectric ohmic contact mask was performed in the MBE installation at 850°C . In the SEM image obtained after the growth (fig. 3), one can notice that the growth occurred only in the preliminary formed windows. After the highly doped GaN deposition, the dielectric mask is removed in the buffer etchant solution ($\text{HF}:\text{NH}_4\text{F}:\text{H}_2\text{O} = 1:3:7$). Ohmic contact metallization is deposited onto the thus formed highly doped regions of GaN. With this purpose, a two-layer mask is formed using optical photolithography and the non-alloyed ohmic contact Cr/Pd/Au metallization is realized by sputtering in vacuum with the subsequent photoresist mask "explosion". The metallization system does not need thermal treatment. The sequence of operations fulfilled for non-alloyed ohmic contact fabrication is presented in the fig. 4.

The use of the technology of fabrication of non-alloyed ohmic contacts to AlGaIn/GaN heterostructure made it possible to eliminate the high-temperature treatment from the GaN-based MIC fabrication procedure and thus enabled us to preserve the high-quality contact relief for further technologic operations and also to obtain the ohmic contacts with the specific resistance of $0.15 \dots 0.2 \Omega \cdot \text{mm}$, this being a world-level achievement. Moreover, metallization of the ohmic contacts and alignment markers for EBL of Schottky gates are realized in a single metallization operation.

Formation of a gallium nitride based rectifying contact (Schottky gate) to heterostructures

As is generally known, the microwave parameters of modern field effect microwave transistors on heterotransistors are determined mostly by the gate's parameters [17]. For example, the current-amplification cutoff frequency varies inversely as the gate length L_g as ruled with the formula $f_t = G_m / 2\pi C_{gs} \approx V_{es} / L_g$, where G_m stands for transconductance, C_{gs} for gate-source capacitance, and V_{es} for electron drift velocity. For centimeter-range transistors, it is necessary that L_g be less than 0.25 μm . At the same time, according to the Fukui formula, the noise factor can be represented as $F_0 = 1 + K_f L_g \sqrt{G_m (R_g + R_s)}$, where K_f is the compensating factor and R_g and R_s are the gate's and source's resistance values, respectively. From this expression, one can estimate the requirements to the gate cross-section: provided $R_g = \rho_g W_g$ and $R_s = \rho_s / W_g$, where ρ_g and ρ_s are the specific resistance values ($\Omega \cdot \text{mm}$) of the gate and source, respectively, and W_g is the gate width, and under the assumption that $R_g = R_s$ for the optimal transistor, we will obtain $\rho_g = \rho_s / W_g^2$. So, $\rho_s = 0.2 \Omega \cdot \text{mm}$ and $W_g = 20 \mu\text{m}$ will produce $\rho_g = 500 \Omega \cdot \text{mm}$. From here it follows that in the case of usual metallization of the total thickness of 0.6 μm , the gate cross-section should not be less than 0.4 μm^2 . For lower frequencies, the wider transistors are used; consequently, the gate cross-section should be even bigger. It is evident, that a small gate length and a big cross-section can be obtained simultaneously only if the gate has a mushroom-like (or a T-like) shape. For this reason, why the task of fabrication of a mushroom-like gate set containing the gates of various lengths, to provide a wide spectrum of possible frequencies of microwave transistors and circuitry based thereon becomes topical.

Thus, fabrication of MIC amplifiers for a specific frequency range is determined by the choice of a semiconductor material and gate geometry.

Mushroom-shaped gate fabrication consists of the following key operations:

- electron-beam lithography formation for the gate's profile;
- gate metallization application;
- "lift-of" process of the e-beam resist.

Let us consider the stage of a mushroom-like profile fabrication in the resist.

After the dehydration on a hotplate at 120 $^{\circ}\text{C}$ for over 15 to 20 min, a multilayer e-beam resist system was applied onto the wafer *via* whirling and intermediate drying on the hotplate. The system consists of PMMA950K/PMGI/Copolymer/PMGI/PMMA950K layers of the total thickness of 1.3 μm . The sequence and thickness of the layers were optimized as for the independent exposition and controlled development of the mushroom-like profiles with the lower part size from 0.1 to 0.25 μm , depending on the GaN-based MIC's frequency range.

The prepared wafer was exposed in Raith150-TWO e-beam lithography writer. The upper regions of the gates (width 0.8 μm) and the gate contacts were exposed first (the first exposition). After that, three upper layers of the resist were sequentially developed in the appropriate developers (MIBK:IPS 1:1, 101A, and MIBK:IPS 1:3, respectively).

Then, the second exposition was carried out to form the lithography for the gates' "sublegs" of the needed nominal dimensions and dose completion/addition on the gates' contacts. Further two underlayers of the resist were developed.

As a result, a mushroom-like profile of the developed areas was formed in the resist. Afterwards, the photoresist oxygen-plasma stripping at the bottom of the developed regions was carried out in the plasma chemical deposition system PKhO-001T (2 min in horizontal position).

After the oxygen-plasma stripping, the necessary gate metallization was applied in a thermal vapor deposition system. Layers of Ni (60 nm) and Au (540 nm) were sputtered sequentially from tungsten boats. The metallization was "exploded" in acetone and dimethyl formamide (DMF), the latter acting as a solvent for poly (methyl glutarimide) (PMGI) layers. After rinsing the wafer in deionized water, it was passivated with the two-layer $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}_3\text{N}_4$ dielectric of required thickness.

Gate passivation and capacitor dielectric fabrication

Passivation is conducted in two stages: first, a dielectric film deposition onto the whole wafer area and, second, the dielectric film etching with a photoresist mask.

After the gate formation on the wafer, it was necessary to coat the wafer surface with a passivating dielectric to protect it from the environment and to reduce the skin effects. A dielectric is also used in fabrication of passive elements like capacitors. We have used the two-layer system of alumina (Al_2O_3) deposited by the atomic layer method at 300 $^{\circ}\text{C}$ and silicon nitride (Si_3N_4) obtained by plasma-enhanced chemical vapor deposition with ICP in the Plasmalab System 100 tool. The dielectric deposition was realized in monosilane (SiH_4 , 12 sccm) mixture with nitrogen (N_2 , 11 sccm), with the inductively coupled plasma source power of 800 W, under the pressure of 8 mTorr, and at the temperature of 300 $^{\circ}\text{C}$. In these conditions, the dielectric thickness was provided that was needed for the capacitors' capacity meet the requirements specified for MICs under development. To ensure the required deposited substance migration over the surface, the substrate temperature was 300 $^{\circ}\text{C}$.

It should be pointed out that the film quality strongly depends on many deposition parameters such as the kind of reactor, gases used, substrate's material and temperature, pressure in the chamber, microwave power, distance between the electrodes, partial pressure of the reagents, pump speed, and the electrodes' material and geometry.

And so, to obtain films of desired quality, it is necessary to solve a multicriterion problem. As a rule, the dielectric deposition parameters are adjusted until the produced dielectric film meets the necessary requirements.

While in a case of semiconductor's surface passivation only the plane of the semiconductor should be coated with a dielectric, at gate passivation, good conformity is to be ensured for the dielectric film to cover evenly the top and the underneath of a mushroom-shaped gate's "hat". The atomic layer deposition of dielectric films provides for the necessary conformity and requires thin layers about 10-nm thick to be deposited for the surface passivation. To ensure the capacitors' parameters (breakdown voltage- and capacitance values), Si_3N_4 layer of the needed thickness (usually of the order of 0.1...0.3 μm) is deposited over the Al_2O_3 layer. A microphotography of a sample of a gate with $L_g \sim 250 \mu\text{m}$ obtained after the passivation is presented in the fig. 5.

After the continuous dielectric film fabrication, they proceed to a photoresist window mask formation for plasma chemical removal of the dielectric from the wafer, except from the regions of active domain passivation and those of the future capacitors fabrication. The plasma-originating medium in the reactor should provide for the necessary etch rate, -se-

lectivity and — anisotropy. It is well known that fluorine-containing gases are used for etching silicon and its compounds: these gases are mostly halogen-containing carbon compounds known under the DuPont brand name "Freon". The drawbacks shared by the members of this group of etchants are the possibility of toxic compounds formation in the course of etching, propensity to polymerize, and the possibility of elemental carbon formation on the surface under treatment (particularly true for the simple representatives of the Freon family). To suppress two last effects, they often add oxygen to a working gas. From the other fluorine-containing gases, attention is to be paid to sulfur hexafluoride SF₆; the use of this gas makes it possible to reach a high etch rate without the hard products of the initial gas decomposition deteriorating the surface. Pure fluorine is practically never used because of its high toxicity and chemical activity, as regards the structural materials of the technological equipment.

To etch the two-layer dielectric, the plasma chemical etching system SI 500 was used; for Si₃N₄ etching, SF₆ (15 sccm) + O₂ (4 sccm) medium under the working pressure of 6.2 Pa was applied, ICP source power was 200 W. For the subsequent etching with the same Al₂O₃ photoresist mask, BCl₃ (7 sccm) medium with Ar (14 sccm) was used under the working pressure of 1 Pa, ICP source power of 800 W, and the microwave power of 20 W. One should keep in mind that to be quite sure if the dielectric stripping *via* plasma chemical etching is complete, a little "over-etch" is necessary.

The "over-etch" is needed because of:

- nonuniformity of the dielectric layer thickness over the substrate (10 % of thickness);
- nonuniformity of the dielectric etch rate (5 % of thickness).

When the passivation is completed, the photoresist mask is removed from the plate and the lithography for the "explosion" is made for the first metallization layer fabrication.

So, the following technologic operations should be performed for the gate passivation and capacitor's dielectric fabrication: Al₂O₃ film layering by the atomic-layer deposition; Si₃N₄ film plasma chemical deposition; photolithography of passivation windows and future capacitors; Si₃N₄ and Al₂O₃ layers sequential plasma chemical etching; photoresist mask removal.

In the domain between the ohmic contacts the only Al₂O₃ layer is enough for the gate passivation, and this is also the way to minimize the gate-drain/source parasitic capacitances.

The use of SiN_x/AlGaIn/GaN heterostructures, when SiN_x passivation layer *in situ* deposition is carried out after the structure growth directly in the growing chamber, makes it possible to use the dielectric as a Schottky gate passivator. For the structures of that kind, the task is the dielectric removal from the region of the gate fabrication. For transistors with Schottky gates fabricated *via* SiN_x dielectric growth in the same growing chamber with the heterostructure no additional passivation is needed. The *in situ* use of SiN_x promotes an increase in the majority carrier concentration, due to the charge neutralization at the surface *via* passivation; it also favors relaxation reduction and a decrease in the number of defects and in the AlGaIn surface roughness. Besides, the *in situ* SiN_x film serves as the surface protective layer [18]. After the gate fabrication, dielectric deposition is necessary only for MIC's capacitors fabrication. The mentioned passivation is used in the alloyed ohmic contact technique, since in the non-alloyed technique the passivating *in situ* SiN_x layer is weared away in a liquid etchant along with the dielectric mask for highly doped GaN growing.

First metallization level and capacitors' top plates fabrication

After passivation fabrication, a two-layer photoresist mask is created on the wafer, after which the wafer substrate is stripped and subject to metal deposition.

Stripping is carried out directly before the deposition operation in the plasma chemical etching system SI 500 in Ar medium (50 sccm) under the pressure of 2 Pa in the combined reactive ion etching (RIE) mode in ICP. Bottom electrode bias was 50 V. To avoid the photoresist mask overheating, the process was realized in a cyclic mode. A cycle comprised 20-s etching under Ar and a 3-min pause. The cycle was repeated 4 times. Stripping prior to vacuum deposition provides for better metal-to-metal adhesion. After stripping, the wafer is placed into an installation for thermal resist vacuum deposition, where Ti (50 nm)/Au (500 nm) metal layers are deposited, titanium forming the adhesion layer and gold serving the contact material. After the deposition, the photoresist is "exploded" and the necessary measurements are conducted in testing modules.

Electrical component interconnects fabrication in the form of "air bridges"

The second metallization level interconnecting the elements on a substrate is performed in the form of "air bridges". Taking into account that the total bridge thickness should be 3 μm (gold plate thickness is 2.3 μm), it is extended by the gold plating. First, a photolithography of a bridge resist determining the bridge's height is created, after which the patterned photoresist is subject to thermal treatment, this leading to photoresist edges fritting and formation of a mildly sloping margin necessary for metal seed layer continuous sputtering. After that, Ti/Au/Ti (50 nm/500 nm/20 nm) seed layer was sputtered by the thermal resist method. To enhance the adhesion, prior to the seed layer sputtering, stripping is performed in Ar in the plasma chemical etching system SI 500 following the procedure described above. Photolithography for gold-plate building-up is made over the seed layer. To form a gold buildup, the gold-plating system Valenza 2400V2 was used under a hood. The unnecessary regions of the seed layer on the photoresist were removed by wet chemical etching (WCE). The final operation of "air bridge" formation was stripping the resist from under the bridge regions of the substrate wafer.

Thus, the interlayer isolation is achieved using 2-μm high and 3-μm thick "air bridges". The image of an "air bridge" is presented in the fig. 6.

Fabrication of electrical interconnects for a common ground provision

For common electrodes (mostly the ground ones) they use coplanar strips, a common bottom electrode on the backside of the substrate, or an additional electrical connection level over the isolation layer on the face of the substrate.

In the course of development of AlGaIn/GaN heterostructure-based MICs on SiC and Al₂O₃ substrates for cm- and mm wavelength ranges, it has been shown by the preliminary research that creation of MICs of this type on the basis of coplanar technology would be rather difficult, taking into account problems with making stable the systems of this sort and the existence of frequency-dependent phase incursions in common conductors/wires. It shows already at amplification enhancement and increasing the output power of power amplifiers' (PAs') MICs. Foreign producers use mainly the microstrip technology for AlGaIn/GaN heterostructure-based MIC fabrication, which implies through holes etching in the sub-

strate. This is associated, though, with considerable technological difficulties. Finding a solution to the problem can be, to some part, facilitated by passage to the heterostructures on silicon substrates, but these heterostructures are being studied yet.

As a result, a design- and engineering solution to the problem was found; it consisted in creation of a ground plane above the face of a wafer bearing the ready-made active and passive microwave components over the 10- to 15- μm thick polymer dielectric layer (a photo lacquer developed at the Institute of Macromolecular Compounds RAS). The corresponding elements are grounded through the holes in the photo lacquer layer. At the same time, the photo lacquer plays the role of protective passivation. The lacquer is a composition comprising a precursor of a highly thermostable polymer (an analog of a polyimide) and a photosensitive component of type quinone diazide used in ordinary FP 383 and FP 051 positive photoresists. Photo lacquer application does not require any special equipment. It can be used in a standard lithography system with an arc mercury lamp.

A pattern for the additional electrical connection layer providing the common ground and the whole circuit protection has been developed, taking into account recommendations of the photo lacquer developers.

The first photo lacquer layer is applied by whirling onto a substrate with the ready circuits; after that, blanket exposure and hardening are performed stepwise in a static furnace under nitrogen: 15 min at 150 °C, 15 min at 200 °C, 15 min at 250 °C, and 30 min at 350 °C. In this way, the first adhesion 2- μm photo lacquer layer is formed. Relief blanket exposure without a pattern/mask is necessary for the photosensitive component decomposition, or, upon the fabricated microrelief thermal hardening, film swelling might occur or holes (fish eyes) might appear because of photosensitive compound decomposition with nitrogen release at hardening temperature.

After that, two lacquer layers are applied again (also by whirling) to fabricate the isolation layer of needed total thickness (12 to 15 μm). Photo lacquer alignment/registration and exposure is realized on the precision contact photolithography system SUSS MJB4 IR. The development is carried out using 0.3 % aqueous solution of potassium hydroxide. Next, stepwise hardening is conducted in the inert nitrogen medium following the procedure described above.

Complete sputtering of the photo lacquer surface bearing the fabricated relief with Ti/Au (50 nm/500 nm) metallization is realized on a system for vacuum deposition by the thermal resist method. Sputtering is preceded with photo lacquer windows plasma chemical stripping, in order to remove the lower hardened adhesion layer. Stripping is carried out on SI 500 plasma chemical etching system in O_2 medium, with subsequent control with an optic microscope. Thus, the common-ground electric contact lying on a nonconductive material and interconnecting the electrodes through the windows in the photo lacquer layer is fabricated.

Over the sputtered metal, a photolithography is made to remove excess metallization on the photo lacquer surface. Using this photolithographic mask, the unprotected metallization is removed by wet chemical etching. The fabricated pattern of the "top ground" metallization is thickened *via* gold plating. To remove the photo lacquer from the "cutting/dicing" lines and contact pads, the photo lacquer is etched plasma chemically with the fabricated metal mask in O_2 medium on SI 500 system.

After the electrical interconnect fabrication, the route of the GaN-based MIC's "face" part fabrication is finished. This operation is followed by the wafer's backside chemical me-

chanical polishing in Logitech PM5 system, dicing by controlled laser thermal cleavage, irregular dies rejection, and planting onto a heatsink using a thermal interface. The main stages of the engineering route of MIC's "face" part fabrication are presented in a diagram form in the fig. 7.

Realization of GaN based MIC fabrication technology in topological solutions for cm- and mm frequency ranges

The above production technology has been introduced at IUHFSE RAS and used for fabrication of a wide range of MICs for various frequency ranges up to 70 GHz [19–25].

In particular, a single-stage 8–12 GHz power amplifier (PA) is designed and fabricated. There are certain difficulties in single-stage PA development related to the circuit stability and necessity to achieve high gain- and power performances of the single cascade. In this respect, the cascode configuration of transistor connection possesses the unique capabilities and the configuration is especially promising in GaN technology. Among the cascode configuration's advantages are an increase in energy efficiency and reduction of power consumption. As far as we know, a GaN-based MIC of this configuration has not been earlier fabricated in Russia.

The outlook of the fabricated PAs MICs chip after all manufacture operations is presented in the fig. 8. The transistors' gate length is 0.25 μm with a total width of 6.4 mm. The amplifiers are fabricated on a AlGaN/AlN/GaN heterostructure on a sapphire substrate. Chip dimensions are 1.57 \times 1.71 mm. For measurements conduction, the samples were mounted on a heatsink into the accessory shown in the fig. 9. Output power measurements were carried out in the pulsed power mode: at pulse duration of 1 μs , the off-duty ratio equal to 100, and the supply voltage up to 50 V. At the supply voltage of 50 V, the linear output power (P_{out}) reaches 3 W, this corresponding with 34.8 dBm, in accordance to the formula $P_{dBm} = 10 \cdot \log_{10}(P_{mW})$. The current consumption is below 0.8 A, the gain (K_p) is about 15 dB (fig. 10).

Development of MMICs set with the working frequencies of 57–64 GHz on a sapphire substrate [26–30] is an example of the above production technology application in the millimeter wavelength range. The set comprises a voltage-controlled oscillator (VCO), a balanced mixer, a millimeter-wave amplifier, an intermediate-frequency amplifier (IFA), and an antenna. Besides, the amplifiers with integrated receiving and transmitting antennas are fabricated, as well as versatile receiving and transceiving signal converters comprising VCO, mixer and IFA (system-on-chip) (fig. 11–15). As far as the authors know, this is the first time such multifunction gallium-nitride signal converters chips on sapphire substrates have been fabricated anywhere in the world.

Millimeter-wave amplifier's MMIC may serve as a low-noise amplifier (LNA) or a power amplifier, depending on the bias. The amplifier has 4 stages. The gate length is 0.14 μm . At the small-signal mode, the gain is 15 dB or higher with the noise figure of about 6 dB and current consumption of less than 100 mA (fig. 16). At large-signal operation in the pulsed power mode, the output power reaches 100 mW (20 dBm) with the gain up to 20 dB and current consumption not exceeding 200 mA (fig. 17). The linear output power is 30–50 mW.

The output power of VCO is 30 to 40 mW. Frequency tuning range more than 3 GHz. The oscillation frequency stability against the supply voltage is no worse than 200 MHz/V at the supply voltage of 10 V (fig. 18).

Versatile receiving and transceiving signal converters MMICs have typical conversion gain of plus 10 dB at the sup-

ply voltage up to 10 V and current consumption below 150 mA. The transmitting channel's output power is 10 mW or more.

The MMICs of the mm-range amplifier and receiving signal converter were given the following reference designations:

- LNA without an antenna: 5411UV01N;
- LNA integrated with an antenna on a single chip: 5411UV01AN;
- PA without an antenna: 5411UV02N;
- PA integrated with an antenna on a single chip: 5411UV02AN;
- signal converter MMIC comprising a mixer, VCO and IFA on a single chip: 5411NS01N.

The directory page of the MMIC set is available at the IUHFSE RAS homepage <http://isvch.ru> in the section "Developments".

Conclusion

The use of GaN-based monolithic integrated circuits technology made it possible to realize the engineering solutions for centimeter- and millimeter wave PA, LNA, VCO and IFA comparable to the foreign analogs with respect to their performance. The gate length of T-shaped gates is 0.14 μm for mm-wave and 0.25 μm cm-wave transistors.

The MICs can be used in car radars, radio locating devices, and high-rate channels of ground-based and satellite communications.

The research was supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (Grant Agreement no. 14.607.21.0011; the unique identifier of the Project: RFMEFI60714X0011).

References

1. Bessemulen A., Dadello A., Harvi D. i dr. Sozdanie vysokoeffektivnykh usilitel'ev Ka i H diapazonov, *Komponenty i tehnologii*, 2008, no. 87, pp. 10–14 (in Russian).
2. Fedorov Yu. V., Mikhaylovich S. V. Vliyanie parametrov nanogeterostruktury i tehnologii izgotovleniya na shumovye svoystvo AlGaIn/GaN HEMT, *Nano- i mikrosistemnaya tehnika*, 2014, no. 10, pp. 12–17 (in Russian).
3. Fedorov Yu. V., Mikhaylovich S. V. Nitridnye HEMT protiv arsenidnykh: Poslednjaya bitva? *Izvestiya vuzov. Materialy jelektronnoy tehniki*, 2015, vol. 18, no. 1, pp. 16–22 (in Russian).
4. Galiev R. R., Gnatyuk D. L., Zuev A. V. i dr. Nitridnye tehnologii dlja osvoeniya millimetrovogo diapazona dlin voln, *Nano- i mikrosistemnaya tehnika*, 2015, no. 2, pp. 21–32 (in Russian).
5. Fedorov Yu. V., Mikhaylovich S. V. Perspektivy zameny arsenidnykh MIS na nitridnye, *Nano- i mikrosistemnaya tehnika*, 2016, vol. 18, no. 4, pp. 217–226 (in Russian).
6. Pavlov V. Yu., Pavlov A. Yu., Slapovskij D. N. i dr. Vliyanie metodov formirovaniya omicheskikh kontaktov na chastotnye harakteristiki polevykh tranzistorov na geterostrukturah AlGaIn/GaN, *Fundamentalnye problemy radioelektronnoy priborostroeniya*, 2016, vol. 16, no. 4, pp. 53–56 (in Russian).
7. Lei M., Adeni K. F., Chang Z., et al. Comparison of Different GaN etching techniques, *Proceedings of the CSMANTECH Conference, Vancouver, British Columbia, Canada*, april 24–27, 2006, pp. 105–108.
8. Pavlov V. Yu., Pavlov A. Yu. Tehnologiya splavnykh i nesplavnykh omicheskikh kontaktov k geterostrukturam na osnove GaN. Obzor, *Nano- i mikrosistemnaya tehnika*, 2016, vol. 18, no. 10, pp. 635–644 (in Russian).
9. Slapovskij D. N., Pavlov A. Yu., Pavlov V. Yu., Klekovkin A. V. Splavnye omicheskije kontakty na osnove Si/Al k nitridnym geterostrukturam AlGaIn/GaN, *Fizika i tehnika poluprovodnikov*, 2017, vol. 51, no. 4, pp. 461–466 (in Russian).
10. Slapovskij D. N., Pavlov A. Yu., Pavlov V. Yu., Klekovkin A. V. Issledovanie morfologii splavnykh omicheskikh kontaktov s kontaktnym sloem kremniya k geterostrukture AlGaIn/GaN, *Fundamentalnye problemy radioelektronnoy priborostroeniya*, 2016, vol. 16, no. 4, pp. 77–80 (in Russian).

11. Yoon S., Song Y., Lee S. M., et al. Localized TiSi and TiN phases in Si/Ti/Al/Cu Ohmic contacts to AlGaIn/GaN heterostructures, *Semiconductor Science and Technology*, 2016, no. 31, pp. 055002.
12. Mohammed F. M., Wang L., Adesida I. Differences in the reaction kinetics and contact formation mechanisms of annealed Ti/Al/Mo/Au Ohmic contacts on n-GaN and AlGaIn/GaN epilayers, *Journal of Applied Physics*, 2007, vol. 101, no. 1, pp. 013702.
13. Guodong G., Shaobo D., Yuanjie L., et al. Low ohmic contact AlN/GaN HEMTs grown by MOCVD, *Journal of Semiconductors*, 2013, vol. 34, no. 11, pp. 114004.
14. Liu Y., Singh S. P., Kyaw L. M., et al. Mechanisms of Ohmic Contact Formation and Carrier Transport of Low Temperature Annealed Hf/Al/Ta on $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{GaN-on-Si}$, *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 2015, vol. 4, no. 2, pp. 30–35.
15. Pang L., Kim K. Analysis of AlGaIn/GaN high electron mobility transistors with nonalloyed Ohmic contacts achieved by selective area growth using plasma assisted molecular beam epitaxy, *IOSR Journal of Engineering (IOSRJEN)*, 2014, vol. 4, no. 2, pp. 08–13.
16. Arutjunjan S. S., Pavlov A. Yu., Pavlov V. Yu. i dr. Dvuhslonjnaja dijelektricheskaja maska $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ dlja sozdaniya nizkoomnykh omicheskikh kontaktov k AlGaIn/GaN HEMT, *Fizika i tehnika poluprovodnikov*, 2016, vol. 50, no. 8, pp. 1138–1142 (in Russian).
17. Mokerov V. G., Kuznecov A. L., Fedorov Yu. V. i dr. Al-GaN/GaN-SVCh HEMT-tranzistory s probivnym napryazheniem vyshhe 100 V i s predel'noj chastotoj usileniya po moshhnosti f max do 100 GGc, *Fizika i tehnika poluprovodnikov*, 2009, vol. 43, no. 4, pp. 561–567 (in Russian).
18. Tomosh K. N., Pavlov A. Yu., Pavlov V. Yu. i dr. Issledovanie processov izgotovleniya HEMT AlGaIn/AlN/GaN c passivaciej Si_3N_4 in situ, *Fizika i tehnika poluprovodnikov*, 2016, vol. 50, no. 10, pp. 1434–1438 (in Russian).
19. Fedorov Yu. V., Maytama M. V. Topologija IMS "Integral'nyj usilitel' moshhnosti dlja diapazona chastot 8–12 GGc", Svidetel'stvo o gosudarstvennoj registracii no. 2016630104 ot 19.08.2016 (in Russian).
20. Fedorov Yu. V., Maytama M. V. Topologija IMS "Integral'nyj maloshumjashhij usilitel' dlja diapazona chastot 8–12 GGc", Svidetel'stvo o gosudarstvennoj registracii no. 2016630103 ot 19.08.2016 (in Russian).
21. Fedorov Yu. V., Maytama M. V. Topologija IMS "Integral'nyj SVCh pereklyuchatel' 1h2 dlja diapazona 4–18 GGc v koplanarnom ispolnenii", Svidetel'stvo o gosudarstvennoj registracii no. 2016630003 ot 11.01.2016 (in Russian).
22. Maltsev P. P., Fedorov Yu. V., Gnatyuk D. L. i dr. Integral'nyj anten'nyj jelement so vstroennym maloshumjashhim usilitelem dlja diapazona 57–64 GGc, Svidetel'stvo o gosudarstvennoj registracii № 2013630159 ot 06.11.2013 (in Russian).
23. Maltsev P. P., Fedorov Yu. V., Gnatyuk D. L. i dr. Preobrazovatel' signala dlja diapazona 57–64 GGc, Svidetel'stvo o gosudarstvennoj registracii № 2013630171 ot 05.12.2013 (in Russian).
24. Maltsev P. P., Fedorov Yu. V., Gnatyuk D. L. i dr. Integral'nyj anten'nyj jelement so vstroennym usilitelem moshhnosti dlja diapazona 57–64 GGc, Svidetel'stvo o gosudarstvennoj registracii № 2015630131 ot 02.12.2015 (in Russian).
25. Maltsev P. P., Fedorov Yu. V., Gnatyuk D. L. i dr. Integrirovannyj priemo-peredajushhij modul dlja diapazona chastot 57–64 GGc, Svidetel'stvo o gosudarstvennoj registracii № 2016630080 ot 12.07.2016 (in Russian).
26. Fedorov Yu. V., Maltsev P. P., Matveenko O. S. i dr. MIS usilitel'ev so vstroennymi antennami SVCh-diapazona na nanogeterostrukturah, *Nanoindustrija*, 2015, no. 3, pp. 44–51 (in Russian).
27. Fedorov Yu. V., Gnatyuk D. L., Bugaev A. S. i dr. Razrabotka monolitnykh integral'nykh shem dlja Ka-, V- i W-diapazonov na osnove nitrida gallija, *Mikroelektronika*, 2016, vol. 45, no. 2, pp. 135–143 (in Russian).
28. Fedorov Yu. V., Maltsev P. P., Gnatyuk D. L. i dr. Sozdanie SVCh monolitnykh IS 5-millimetrovogo diapazona dlja primeneniya v perspektivnykh KS, *Raketno-kosmicheskoe priborostroenie i informacionnye sistemy*, 2016, no. 2, pp. 73–78 (in Russian).
29. Krapukhin D. V., Maltsev P. P. Monolitnaja integral'naja shema maloshumjashhego usilitelja na nitride gallija dlja diapazona 57–64 GGc, *Rossijskij tehnologicheskij zhurnal*, 2016, vol. 4, no. 4, pp. 42–53 (in Russian).
30. Maltsev P. P., Fedorov Yu. V., Gnatyuk D. L. i dr. Monolitnaja integral'naja shema GUN V-diapazona, *Nano- i mikrosistemnaya tehnika*, 2016, vol. 18, no. 10, pp. 645–648 (in Russian).

А. С. Бугаев, гл. технолог, зам. директора, И. А. Глинский, инж.-исследователь,
 С. С. Пушкарев, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., Д. В. Лаврухин, науч. сотр.,
 А. Э. Ячменев, канд. физ.-мат. наук, науч. сотр., Р. А. Хабибуллин, канд. физ.-мат. наук, уч. секр.,
 Д. С. Пономарев, канд. физ.-мат. наук, зам. директора, e-mail: ponomarev_dmitr@mail.ru
 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук
 (ИСВЧПЭ РАН), г. Москва

РАЗРАБОТКА МАТЕРИАЛОВ И ФОТОПРОВОДЯЩИХ АНТЕНН НА ИХ ОСНОВЕ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ И ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО И НЕПРЕРЫВНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО (ТГц) ИЗЛУЧЕНИЯ

Поступила в редакцию 01.11.2016

Показано, что $In_{0,38}Ga_{0,62}As$ обладает высокой эффективностью оптико-ТГц конверсии, а также имеет широкий спектр излучения вплоть до 6 ТГц. Разработана оснастка с фотопроводящей антенной (ФА) с теплоотводом на печатную плату. Показано, что использование теплоотвода позволяет снизить рабочую температуру ФА на 16–40 %. Разработанные ФА на основе LT GaAs и $In_{0,38}Ga_{0,62}As$ с динамическим диапазоном по интенсивности в 2–3 порядка имеют спектр генерации до 3 ТГц.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, фотопроводящие антенны, фотоэффект Дембера, фотопроводящий материал, InGaAs, GaAs, низкотемпературный GaAs

Введение

Излучение терагерцового (ТГц) диапазона (0,1...10 ТГц) находит важное практическое применение в области спектроскопии (обнаружение взрывчатых веществ и вредных газов), медицины (диагностика раковых опухолей), безопасности, биологии и т.д. Кроме того, в автомобильной, авиационной и космической промышленности необходимы все более совершенные системы неразрушающего контроля.

Фотопроводящие антенны (ФА) являются перспективными источниками импульсного и непрерывного излучения ТГц диапазона частот [1]. При облучении активной области ФА оптическим излучением в фотопроводящем слое антенны рождаются фотовозбужденные носители заряда, которые впоследствии разделяются и ускоряются приложенным к контактным электродам ФА электрическим полем. Разделение фотовозбужденных носителей заряда приводит к появлению дипольного момента, который является источником генерируемого ТГц излучения. В отличие от других источников ТГц излучения, принцип работы которых основан на нелинейных оптических процессах, ФА могут потенциально обеспечить высокую эффективность оптико-ТГц конверсии. В основном в качестве фотопроводящего слоя для ФА используют два материала: "низкотемпературный" (*low-temperature grown* — LT GaAs) [2, 3] и InGaAs [4]. Первый применяют для создания источников ТГц излучения под оптическую накачку ~800 нм, а второй позволяет работать с более длинноволновой оптической накачкой в диапазоне 1,0...1,6 мкм [5].

Альтернативным источником ТГц излучения являются фотопроводящие источники на основе

фотоэффекта Дембера. Данный эффект заключается в возникновении электрического поля в полупроводнике при воздействии на него фемтосекундными оптическими импульсами за счет разницы в коэффициентах диффузии электронов и дырок [6] и не связан с влиянием встроенного электрического поля. Ввиду большого соотношения диффузионных подвижностей электронов и дырок $In_xGa_{1-x}As$ является хорошим кандидатом для создания источника ТГц генерации на основе фотоэффекта Дембера.

В настоящей работе приведены результаты работ ИСВЧПЭ РАН в области создания и исследования материалов LT GaAs и $In_xGa_{1-x}As$ для $x \geq 0,4$ и ФА на их основе для генерации широкополосного ТГц излучения.

Генерация ТГц излучения в LT GaAs и $In_{0,38}Ga_{0,62}As$

Образцы структур для генерации ТГц излучения были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на установке Riber 32P. В качестве подложки использовали пластины полупроводящего GaAs. Поскольку в $In_{0,38}Ga_{0,62}As$ возникает сильное рассогласование по параметру кристаллической решетки с подложкой GaAs, для роста данного фотопроводящего материала был использован ступенчатый метаморфный буфер (МБ). Схематическое изображение на примере конструкции образца $In_{0,38}Ga_{0,62}As$ с МБ, а также последовательность ростовых процессов приведены в работе [7]. Толщина фотопроводящего слоя $In_{0,38}Ga_{0,62}As$ была равна 1,0 мкм, температура роста составляла 490 °С. Для сравнения был выращен образец LT GaAs с фотопроводящим слоем

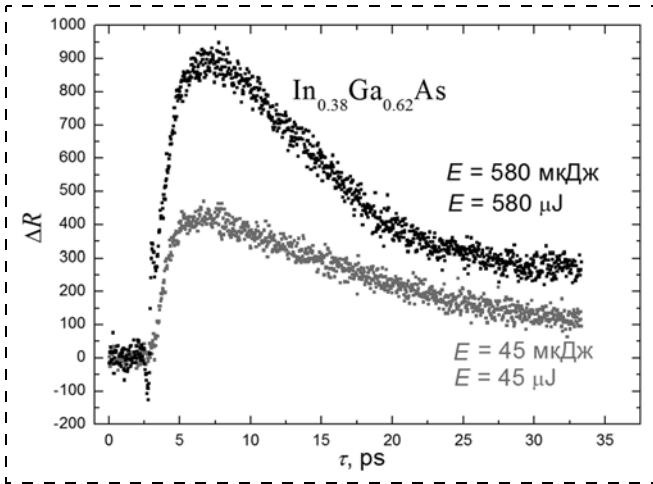


Рис. 1. Временная динамика фотовозбужденных носителей заряда для $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ с МБ при разной энергии оптической накачки

Fig. 1. Time-resolved dynamics of the photoexcited charge carriers for $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ with MB at different energies of the optical pumping

GaAs толщиной 0,75 мкм на легированном буфере $n + \text{GaAs}$ толщиной 0,25 мкм так, чтобы суммарная толщина активных слоев была равна первому образцу.

Спектр ТГц излучения определяли по временной форме, зарегистрированной с помощью спектроскопии с временным разрешением (*time-domain spectroscopy* — TDS). Измерения проводили в ИПФ РАН. Оптическая накачка выполнялась импульсным излучением Ti:S-лазера с длиной волны 800 нм и длительностью 50 фс (энергия импульсов составляла 800 мкДж, частота следования импульсов — 1,0 кГц, диаметр пучка 7,0 мм) [8].

Временную динамику фотовозбужденных носителей заряда для $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ с МБ исследовали с помощью схемы "накачка—зондирование" в геометрии отражения света от поверхности образца при комнатной температуре. Результаты измерений приведены на рис. 1. Накачка осуществлялась с помощью воздействия фемтосекундным лазером с двумя разными флюенсами с энергией 45 и 580 мкДж. Экспоненциально аппроксимируя временную компоненту, соответствующую длительной задержке (другими словами, эта компонента связана с временем пребывания электрона на уровне ловушки до момента его рекомбинации с дыркой в валентной зоне), мы получили время жизни фотовозбужденных носителей заряда τ .

Характерные значения τ находятся в диапазоне 10...15 пс для обеих энергий накачки. То, что τ для $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ больше, чем для LT GaAs [9], является следствием высокой подвижности носителей заряда в слое $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ за

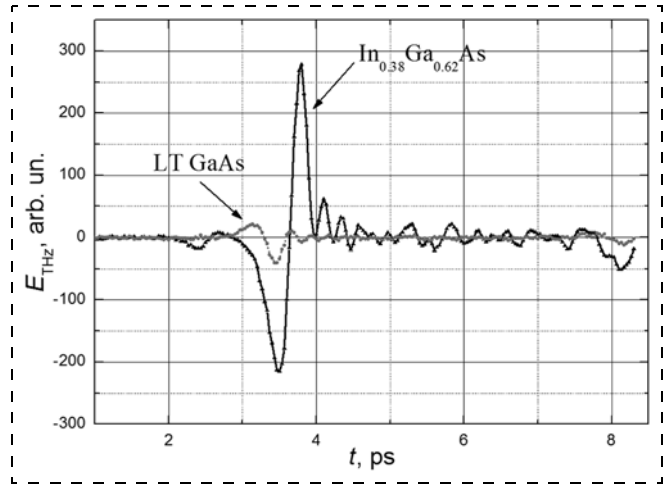


Рис. 2. Временная форма ТГц импульса, измеренная для двух исследуемых образцов ($\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ и LT GaAs)

Fig. 2. Wave form of a THz pulse measured for the two investigated samples ($\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ and LT GaAs)

счет использования МБ по сравнению с дефектным LT GaAs. Важно отметить, что увеличение времени жизни фотовозбужденных носителей заряда не повлияло на интенсивность ТГц генерации в $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$, а, напротив, привело к ее существенному увеличению за счет вклада фотоэффекта Дембера в ТГц генерацию.

На рис. 2 приведена временная форма ТГц импульса (E_{THz}), измеренная для двух исследуемых образцов. С помощью Фурье-преобразования от волновой формы был получен спектр ТГц излучения (рис. 3).

Видно, что мощность излучения P_{rel} в образце $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ с МБ на два порядка превосходит аналогичную величину для LT GaAs. К тому же его частотный диапазон имеет широкий спектр излучения вплоть до 6,0 ТГц. Это связано с тем,

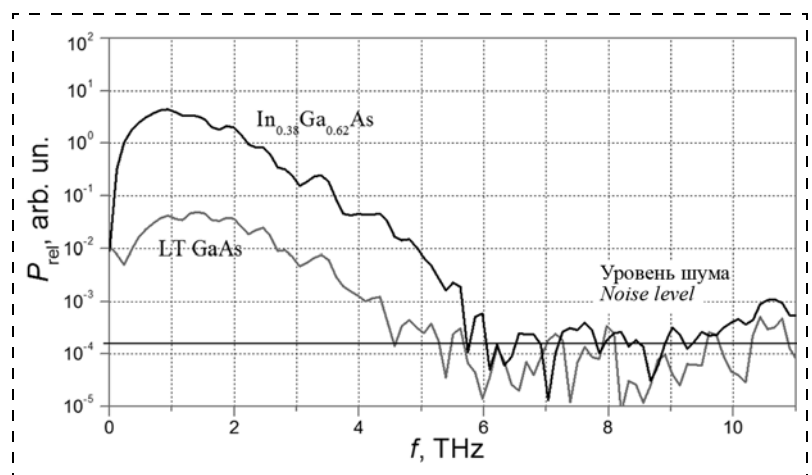


Рис. 3. Спектр ТГц импульса, построенный для двух исследуемых образцов ($\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ и LT GaAs) [11]

Fig. 3. Spectrum of a THz pulse constructed for the two investigated samples ($\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ and LT GaAs) [11]

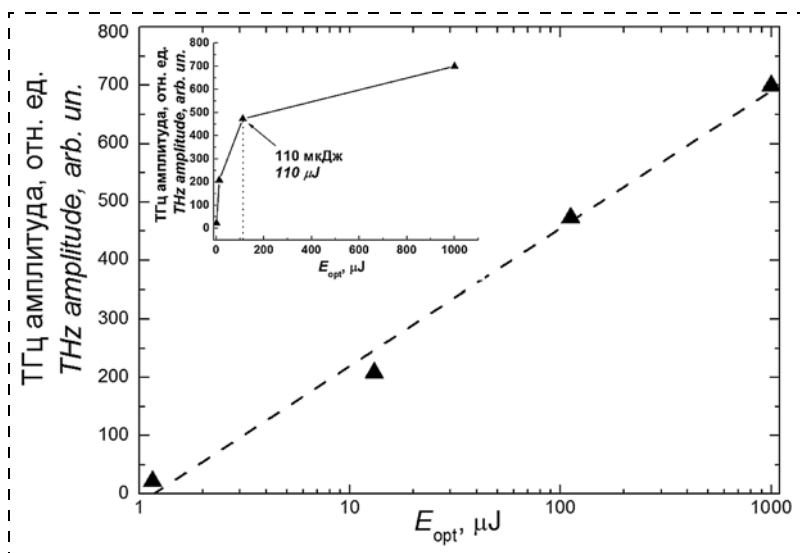


Рис. 4. Зависимость амплитуды ТГц излучения от энергии накачки фемтосекундного лазера для образца $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ с МБ в логарифмическом масштабе. На вставке приведена данная зависимость в линейном масштабе
Fig. 4. Dependence of the amplitude of the THz radiation on the energy of pumping of a femtosecond laser for $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ sample with MB in a logarithmic scale. The insert presents the given dependence in a linear scale

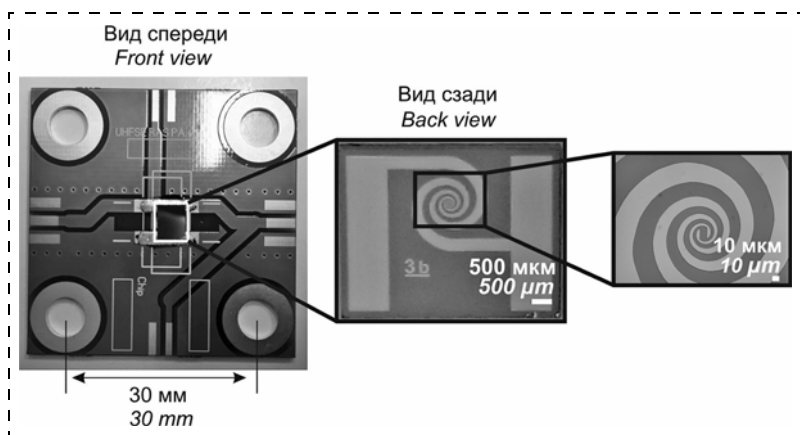


Рис. 5. Спроектированная оснастка на основе текстолитовой платы с ФА для помещения в держатель с фокусирующей линзой для измерения ТГц сигнала
Fig. 5. Equipment on the basis of a textolite board with PCA designed for the holder with a focusing lens for measurement of the THz signals

что вклад в генерацию ТГц излучения в образце $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ с МБ, помимо ускорения фотовозбужденных носителей встроенным электрическим полем, вносит фотоэффект Дембера [10]. На рис. 4 приведена зависимость амплитуды ТГц излучения от энергии накачки фемтосекундного лазера E_{opt} для образца $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ с МБ. Видно, что амплитуда ТГц излучения линейно возрастает в логарифмическом масштабе с увеличением энергии накачки.

При достижении энергии накачки $E_{\text{opt}} \approx 110$ мкДж данная зависимость выходит на насыщение, что связано с уменьшением подвижности электронов в фотопроводящем слое $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$. При достаточно малом оптическом флюенсе (~ 40 мкДж/см²) эффективность оптико-ТГц конверсии в такой

структуре составила $\sim 10^{-5}$, что на несколько порядков выше, чем в LT GaAs. В дальнейшем это позволит использовать данный материал в фотопроводящих источниках на основе латерального фотоэффекта Дембера [12].

Разработка фотопроводящих антенн и исследование их электрических и тепловых свойств

Основное применение ФА связано с системами ТГц спектроскопии для анализа биологических объектов, взрывчатых веществ и холодного оружия, а также для терапии недоброкачественных опухолей, в частности при диагностике рака кожи [13].

Для увеличения эффективности оптико-ТГц конверсии в ФА применяются различные подходы [15]: расширение активной области ФА, использование плазмонных нанополос, создание трехмерных плазмонных контактов и др. Несмотря на достигнутые успехи в области инженерии ФА, они крайне подвержены воздействию темновых токов [16]. Это сопровождается выделением джоулевой теплоты [17, 18] одновременно с нагревом от воздействия оптической накачки лазером, что приводит к тепловому пробою антенны.

Мы провели исследование электрических и тепловых, а также частотных свойств ФА на основе LT GaAs и $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ с МБ и предложили оригинальный способ монтажа кристаллов ФА на текстолитовую плату без приклеивания кремниевой линзы непосредственно на антенну, с возможностью отвода теплоты от активной области. Такая оснастка с ФА на текстолитовой

плате может быть помещена в держатель с фокусирующей линзой для проведения измерений ТГц сигнала. Для формирования ФА на выращенных структурах был разработан и изготовлен фотошаблон, содержащий несколько различных типов антенн с контактными площадками. Резку пластины на отдельные кристаллы ФА осуществляли методом дисковой резки. Оснастка для держателя с фокусирующей линзой для проведения измерений ТГц сигнала была изготовлена на основе печатной платы из фольгированного с двух сторон стеклотекстолита (рис. 5). Последовательность технологических операций подробно описана в работе [19].

Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводили при 300 К на зондовой станции с игольчатыми зондами, подключенной к измери-

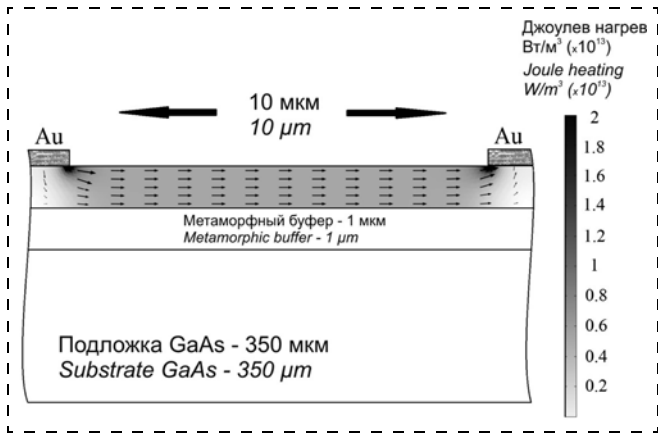


Рис. 6. Структура ФА и картина распределения плотности тепловыделения в фотопроводящем слое ($\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$, $V_b = 10 \text{ В}$). Стрелки указывают направление электрического поля
Fig. 6. PCA structure and a picture of distribution of the density of the thermal emission in the photoconducting layer ($\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$, $V_b = 10 \text{ V}$). The arrows indicate the direction of the electric field

тению характеристик полупроводниковых приборов Tektronix 370A Curve Tracer.

Исследование процессов протекания тока и джоулевого нагрева в фотопроводящем слое ФА было проведено с помощью моделирования методом конечных элементов в программе COMSOL Multiphysics. Структура ФА и картина распределения плотности джоулевого нагрева P_H на примере $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ представлена на рис. 6. Видно, что максимальная плотность тепловыделения сосредоточена у краев металлизации (стрелками показано направление электрического поля). Максимальные расчетные значения P_H для темнового тока составляют $7,43 \times 10^{12} \text{ Вт/м}^3$ для ФА на LT GaAs при приложении напряжения $V_b = 15 \text{ В}$ и $3,72 \times 10^{13} \text{ Вт/м}^3$ для ФА на $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ при $V_b = 10 \text{ В}$.

На рис. 7 приведено сравнение экспериментальных и теоретических ВАХ для ФА на основе двух исследуемых материалов. Видно, что теоретическая кривая для темнового тока I_d (COMSOL) хорошо согласуется с экспериментальной I_d (exp.). Воздействие на ФА фемтосекундным импульсом с энергией накачки $\sim 1 \text{ мДж}$ (длина волны 800 нм) приводит к появлению наведенного фототока I_{ph} и, как следствие, к возрастанию джоулевой теплоты P_H . Расчетные максимальные значения величины P_H с учетом фото- и темнового токов составляют $P_H \approx 3,02 \times 10^{13} \text{ Вт/м}^3$ для ФА на LT GaAs при $V_b = 15 \text{ В}$ и $P_H \approx 8,22 \times 10^{13} \text{ Вт/м}^3$ для ФА на $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ при $V_b = 10 \text{ В}$. Таким образом, воздействие оптической накачки лазером приводит к возрастанию P_H в 4 раза для ФА на LT GaAs и более чем в 2 раза для ФА на $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$.

На рис. 8 приведены рассчитанные температурно-временные зависимости работы ФА на основе

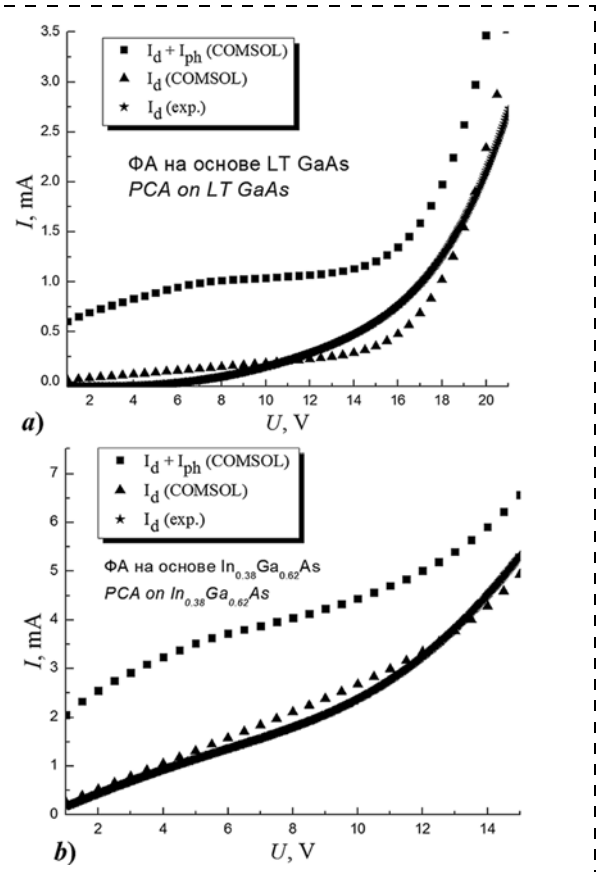


Рис. 7. Сравнение экспериментальной и теоретической ВАХ с учетом влияния фототока и без учета фототока для ФА на основе LT GaAs при $V_b = 15 \text{ В}$ (а) и на основе $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ при $V_b = 10 \text{ В}$ (б)
Fig. 7. Comparison of the experimental and theoretical VAC taking into account the influence of a photocurrent and without a photocurrent for PCA on the basis of LT GaAs at $V_b = 15 \text{ V}$ (a) and on the basis of $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ at $V_b = 10 \text{ V}$ (b)

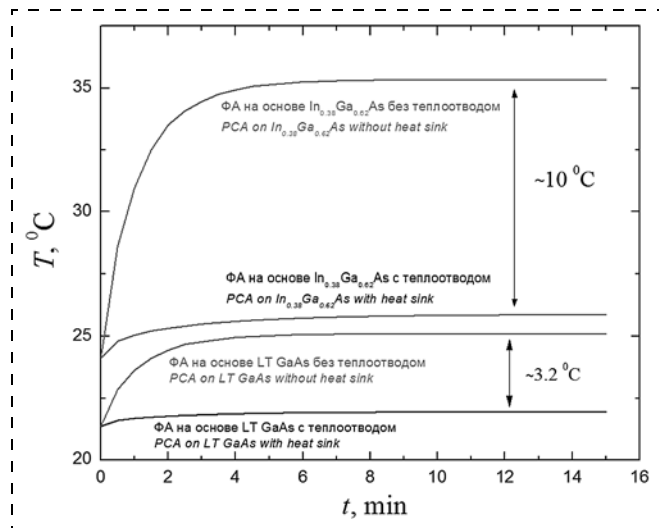


Рис. 8. Рассчитанные температурные зависимости работы ФА на основе LT GaAs (для $V_b = 15 \text{ В}$) и $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ с МБ (для $V_b = 10 \text{ В}$) от времени при непрерывном протекании тока с теплоотводом и без него
Fig. 8. The calculated temperature dependences of operation of PCA on the basis of LT GaAs (for $V_b = 15 \text{ V}$) and $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ with MB (for $V_b = 10 \text{ V}$) on time at a continuous current with a heat sink and without it

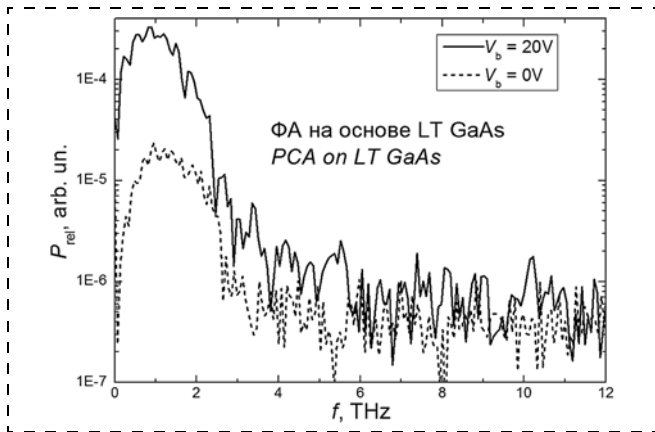


Рис. 9. Спектр ТГц импульса, построенный для ФА на LT GaAs, при приложении напряжения $V_b = 0$ и 20 В

Fig. 9. Spectrum of a THz pulse constructed for PCA on LT GaAs at the applied voltage of $V_b = 0$ and 20 V

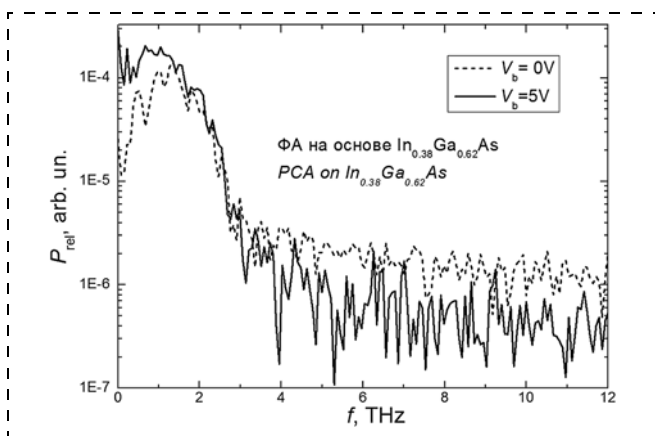


Рис. 10. Спектр ТГц импульса, построенный для ФА на $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$, при приложении напряжения $V_b = 0$ и 5 В

Fig. 10. Spectrum of a THz pulse constructed for PCA on $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ at the applied voltage of $V_b = 0$ and 5 V

LT GaAs с учетом отвода теплоты на текстолитовую плату и без отвода теплоты. Видно, что использование теплоотвода на текстолитовую плату позволяет уменьшить рабочую температуру антенны на 16 % для ФА на основе LT GaAs и на 40 % для ФА на основе $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ с МБ. Стоит отметить, что ФА на LT GaAs без теплоотвода почти не нагревается и выходит на насыщение по температуре в течение 3—4 мин, в то время как ФА на $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ испытывает скачок с градиентом по температуре от 25 до 35 °С. Поскольку ФА на $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ имеет больший темновой ток и, соответственно, больше джоулевой теплоты выделяется в единицу времени, то использование теплоотводящей поверхности позволяет скомпенсировать негативное воздействие темнового тока на работу антенны.

На рис. 9 и 10 приведены спектры ТГц излучения для двух исследуемых ФА на LT GaAs и $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ с МБ. Видно, что динамический

диапазон (по оси ординат) по излучаемой мощности составляет примерно два порядка для обеих антенн. Приложение напряжения $V_b = 20$ В к ФА на LT GaAs приводит к увеличению интенсивности ТГц генерации более чем на порядок, в то время как приложение напряжения $V_b = 5$ В к ФА на $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ увеличивает интенсивность незначительно. Вероятно, это связано с тем, что антенны с фотопроводящим слоем $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ сильнее "текут", поэтому для них дополнительно требуется вытравливать мезу, чтобы уменьшить I_d .

Заключение

В работе приведены результаты разработок и исследования фотопроводящих материалов LT GaAs и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (для $x \geq 0,4$) и антенн на их основе для генерации ТГц излучения. Показано, что $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ с МБ имеет широкий спектр излучения (до 6 ТГц), а также высокую интенсивность ТГц генерации, которая на два порядка превосходит аналогичную величину для LT GaAs. На основе указанных материалов разработаны ФА, которые были смонтированы на текстолитовую плату для отвода теплоты от активной области антенны. Было показано, что использование теплоотвода позволяет снизить рабочую температуру ФА от 16 до 40 % в зависимости от фотопроводящего материала. Измерения частотных характеристик ФА на основе LT GaAs и $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$ с МБ показали, что обе антенны имеют спектр излучения до 3 ТГц.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ИПФ РАН И. Е. Илякову, Б. В. Шишкину и Р. А. Ахмеджанову за измерения спектроскопии с временным разрешением для фотопроводящих материалов LT GaAs и $\text{In}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{As}$, сотрудникам МИРЭА А. М. Бурякову, Д. И. Хусяинову, Е. Д. Мишиной за измерения ФА на основе указанных материалов, а также сотрудникам ИСВЧПЭ РАН Д. Н. Слаповскому и О. А. Рубану за помощь в изготовлении ФА и монтаж кристаллов антенн на плату.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ 16-07-00187 А, 16-29-14029 офи_м и 16-29-03033 офи_м.

Список литературы

1. Berry C. W., Wang N., Hashemi M. R., Unlu M., Jarrahi M. Significant performance enhancement in photoconductive terahertz optoelectronics by incorporating plasmonic contact electrodes // Nature Communications. 2013. vol. 4. P. 1622 (10 pp.).
2. Krotkus A. Semiconductors for terahertz photonics applications // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. N 27. P. 273001 (21 pp.).
3. Галиев Р. Р., Ячменев А. Э., Бугаев А. С., Галиев Г. Б., Федоров Ю. В., Климов Е. А., Хабибуллин Р. А., Пономарев Д. С., Мальцев П. П. Перспективные материалы электронно-компонентной базы для создания детекторов и генераторов ТГц диапазона частот (0,5—10 ТГц) // Изв. РАН. Сер. Физ. 2016. Т. 80, № 4. С. 523—525.

4. Vignaud D., Lampin J. F., Lefebvre E., Zaknoune M., Mollet F. Electron lifetime of heavily Be-doped $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ as a function of growth temperature and doping density // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 80, N. 22. P. 4151–4153.

5. Dietz R. J. B., Wilk R., Globisch B., Roehle H., Stanze D., Ullrich S., Schumann S., Born N., Koch M., Sartorius B., Schell M. Low Temperature Grown Be-doped InGaAs/InAlAs Photoconductive Antennas Excited at 1030 nm // J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves. 2013. Vol. 34, N. 3–4. P. 231–237.

6. Beck M., Schäfer H., Klatt G., Demsar J., Winner S., Helm M., Dekorsy T. Impulsive terahertz radiation with high electric fields from an amplifier-driven large-area photoconductive antenna // Opt. Express. 2010. Vol. 18. N 9. P. 9251–9257.

7. Пономарев Д. С., Хабибуллин Р. А., Ячменев А. Э., Мальцев П. П., Грехов М. М., Иляков И. Е., Шишкин Б. В., Ахмеджанов Р. А. Генерация терагерцового излучения при облучении фемтосекундными лазерными импульсами $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$, выращенного на подложке GaAs с метаморфным буферным слоем // ФТП. 2017. Т. 51, № 4. С. 535.

8. Пыаков И. Е., Kitaeva G. Kh., Shishkin B. V., Akhmedzhanov R. A. Terahertz time-domain electro-optic measurements by femtosecond laser pulses with an edge-cut spectrum // Optics Lett. 2016. Vol. 41, N 13. P. 2998–3001.

9. Лаврухин Д. В., Ячменев А. Э., Бугаев А. С., Галиев Г. Б., Климов Е. А., Хабибуллин Р. А., Пономарев Д. С., Мальцев П. П. Исследование оптических свойств GaAs, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низких температурах роста, с δ -легированными слоями Si // ФТП. 2015. Т. 49, № 7. С. 932–935.

10. Патент 2016126551 от 04.07.2016. Материал для эффективной генерации терагерцового излучения / Пономарев Д. С., Хабибуллин Р. А., Ячменев А. Э., Мальцев П. П.

11. Ponomarev D. S., Khabibullin R. A., Yachmenev A. E., Maltsev P. P., Pyakov I. E., Shishkin B. V., Akhmedzhanov R. A. Intense Terahertz Radiation from $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ due to Photo-Dember Effect // IJHSES. 2016. vol. 25. N. 3 & 4. P. 1640023 (8 pp.).

12. McBryde D., Barnes M. E., Berry S. A., Gow P., Beere H. E., Ritchie D. A., Apostolopoulos V. Fluence and po-

larisation dependence of GaAs based Lateral Photo-Dember terahertz emitters // Opt. Exp. 2014. Vol. 22, N. 3. P. 3234–3243.

13. Галиев Г. Б., Климов Е. А., Лаврухин Д. В., Ячменев А. Э., Галиев Р. Р., Пономарев Д. С., Хабибуллин Р. А., Федоров Ю. В., Бугаев А. С. Разработка и исследование фотопроводящих антенн на основе полупроводников группы АЗВ5, выращенных при пониженных температурах эпитаксиального роста // Нано- и микросистемная техника. 2014. № 6. С. 28–30.

14. Chimot N., Mangeney J., Mounaix P., Tondusson M., Blary K., Lampin J. F. Terahertz radiation generated and detected by Br + irradiated $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ photoconductive antenna excited at 800 nm wavelength // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. P. 083519 (3 p.).

15. Yang S.-H., Hashemi M. R., Berry C. W., Jarrahi M. 7,5 % Optical-to-Terahertz Conversion Efficiency Offered by Photoconductive Emitters with Three-Dimensional Plasmonic Contact Electrodes // IEEE Trans. Tera. Sci. Technol. 2014. Vol. 4. P. 575.

16. Wu D. H., Graber B., Kim C., Qadri S. B., Garzarella A. Coherent and incoherent terahertz beams measured from a terahertz photoconductive antenna // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 104, N. 5. P. 051126 (4 p.).

17. Collier C. M., Stirling T. J., Hristovski I. R., Krupa J. D. A., Holzman J. F. Photoconductive terahertz generation from textured semiconductor materials // Sci. Rep. 2016. Vol. 6. P. 23185 (10 p.).

18. Глинский И. А., Зенченко Н. В. Расчет теплораспределяющего элемента конструкции для мощных СВЧ-транзисторов // Микроэлектроника. 2015. Т. 44, № 4. С. 236–239.

19. Пономарев Д. С., Хабибуллин Р. А., Ячменев А. Э., Павлов А. Ю., Слаповский Д. Н., Глинский И. А., Лаврухин Д. В., Рубан О. А., Мальцев П. П. Электрические и тепловые свойства фотопроводящих антенн на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x > 0,3$) с метаморфным буферным слоем для генерации терагерцового излучения // ФТП. 2017. Т. 51, принята к печати.

A. S. Bugaev, Deputy director, I. A. Glinskiy, engineer, S. S. Pushkarev, Senior Researcher, D. V. Lavrukhin, Researcher, A. E. Yachmenev, Researcher, R. A. Khabibullin, Scientific Secretary, D. S. Ponomarev, Deputy Director, e-mail: ponomarev_dmitr@mail.ru
Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics of RAS, Moscow, 117105, Russian Federation

Corresponding author:

Ponomarev Dmitry S., Deputy Director, Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics of RAS, Moscow, 117105, Russian Federation, e-mail: ponomarev_dmitr@mail.ru

Fabrication of Materials and Photoconductive Antennas on their Basis for Generation and Detection of the Pulsed and Continuous-Wave Terahertz (THz) Radiation

Received on November 01, 2016

Accepted on November 14, 2016

It was demonstrated that $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ was characterized by a high efficiency of the optical-THz conversion and by a broadband spectra up to 6 THz. Rigging was developed with a photoconductive antenna (PCA) and a heat sink connected to a printed circuit board. It was also demonstrated that the use of a heat sink reduced the temperature of PCA by 16–40 %. The PCA developed on the basis of LT GaAs and $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ and with the dynamic range of intensity of 2–3 orders had the spectra of generation up to 3 THz.

Keywords: terahertz radiation, photoconductive antennas, photo-Dember effect, photoconductor, InGaAs, LT GaAs

For citation:

Bugaev A. S., Glinskiy I. A., Pushkarev S. S., Lavrukhin D. V., Yachmenev A. E., Khabibullin R. A., Ponomarev D. S. Fabrication of Materials and Photoconductive Antennas on their Basis for Generation and Detection of the Pulsed and Continuous-Wave Terahertz (THz) Radiation, *Nano- I Mikrosistemnaya Tekhnika*, 2017, vol. 19, no. 5, pp. 294–302.

DOI: 10.17587/nmst.19.294-302

Introduction

Radiation of the terahertz (THz) range (0.1...10 THz) finds important applications in spectroscopy (detection of explosives and harmful gases), medicine (diagnostics of cancer tumours), security, biology, etc. Besides, the automobile, aviation and space industries require more efficient systems of nondestructive control.

The photoconducting antennas (PCA) are promising sources of the pulse and continuous THz radiation [1]. An optical irradiation of the active area of PCA generates the photoexcited charge carriers in its photoconducting layer, which are divided and accelerated by the electric field applied to the contact electrodes of PCA. Division of the photoexcited charge carriers leads to appearance of a dipole moment, which is a source of the generated THz radiation. Unlike other sources of the THz radiation, the operating principle of which is based on nonlinear optical processes, PCA can potentially ensure high efficiency of the optical-THz conversion. As the photoconducting layer for PCA the *low-temperature grown* — LT GaAs [2, 3] and InGaAs [4] are used. The former is applied for creation of THz radiation sources for the optical pumping of ~800 nm, the latter allows us to work with a more long-wave optical pumping within the range of 1.0...1.6 μm [5].

The alternative sources of THz radiation are the photoconducting sources on the basis of the photo-Dember effect. It consists in appearance of the electric field in a semiconductor under the influence of the femtosecond optical pulses on it, due to the difference in the coefficients of diffusion of the electrons and holes [6], and it is not connected with the influence of the embedded electric field. Due to a big correlation of the diffusion mobilities of the electrons and the holes $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ is a good candidate for creation of THz source generation on the basis of the photo-Dember effect.

The work presents the results of ISVChPE of RAS in the field of research and development of LT GaAs and $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ materials for $x \geq 0.4$ and PCA on their basis for generation of a broadband THz radiation.

Generation of THz radiation in LT GaAs and $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$

The samples of the structures for generation of THz radiation were grown by the method of the molecule-beam epitaxy (MME) on Riber 32P installation. As a substrate the plates of semi-insulating GaAs were used. Since in $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ a strong mismatch may occur on the parameter of a crystal lattice with GaAs substrate, for growth of a photoconducting material the stepped metamorphic buffer (MB) was used. A schematic image of the design of $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ sample with MB, and also the sequence of the growth processes are presented in [7]. The thickness of $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ photoconducting layer was equal to 1.0 μm , the growth temperature was 490 °C. For comparison reasons, a sample of LT GaAs with the thickness of the photoconducting layer of GaAs of 0.75 μm was grown on the alloyed buffer of $n + \text{GaAs}$ with thickness of 0.25 μm , so that the total thickness of the active layers was equal to the first sample.

The spectrum of THz radiation was determined by the time form recorded by means of the *time-domain spectroscopy* — TDS. Measurements were done in IAP of RAS. The optical pumping was carried out by the pulse radiation of a Ti:S laser with the wavelength of 800 nm and duration of 50 fs (energy of the pulses was equal to 800 μJ , the frequency of their sequence — 1.0 kHz, diameter of the beam — 7.0 mm) [8].

The time dynamics of the photoexcited charge carriers for $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ with MB was investigated by means of the "pumping-probing" scheme in the geometry of the light reflection from the surface of a sample at the room temperature. The results of the measurements are presented in fig. 1. The pumping was carried out by means of a femtosecond laser with two different fluences with the energy of 45 and 580 μJ . Exponentially, by approximating the time component corresponding to a long delay (this component is connected with the time of an electron's stay at the trap level till the moment of its recombination with a hole in the valency zone), we got the time of the life of the photoexcited carriers of the τ charges.

The typical values of τ are within the range of 10...15 ps for both energies of pumping. The fact that τ for $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ is more than for LT GaAs [9] is a consequence of high mobility of the charge carriers in $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ layer due to the use of MB in comparison with the defective LT GaAs. It is important to point out, that the increase of the lifetime of the photoexcited charge carriers did not affect the intensity of the THz generation in $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$, but led to its essential increase due to contribution of the photo-Dember effect to the THz generation.

Fig. 2 presents the time form of THz pulse (E_{THz}) measured for the two investigated samples. By means of the Fourier transform the range of the THz radiation was obtained from a wave form (fig. 3).

It is visible, that the power of radiation P_{rel} in $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ sample with MB by two orders surpasses the similar value of LT GaAs. Besides, its frequency range has a wide spectrum of radiation, up to 6.0 THz. This is connected with the fact that besides the acceleration of the photoexcited carriers by the embedded electric field, a contribution to generation of the THz radiation in sample $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ with MB is brought by the photo-Dember effect [10]. Fig. 4 presents the dependence of the amplitude of the THz radiation on the energy of pumping of the femtosecond laser E_{opt} for $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ sample with MB. It is visible, that the amplitude of the THz radiation increases linearly in a logarithmic scale with an increase of the energy of pumping.

When the energy of pumping reaches $E_{\text{opt}} \approx 110 \mu\text{J}$ the given dependence comes to the level of saturation, which is connected with a lower mobility of the electrons in the photoconducting layer of $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$. At a rather small optical fluence (~40 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$) the efficiency of the optical-THz conversion in such a structure was $\sim 10^{-5}$, which is by several orders higher than in LT GaAs. Later it will allow us to use the given material in the photoconducting sources on the basis of the lateral photo-Dember effect [12].

Development of the photoconducting antennas and study of their electric and thermal properties

The basic application of PCA is connected with the systems of the THz spectroscopy for analysis of biological objects, explosives and cold arms, and also for therapy of malignant tumours, in particular, during diagnostics of a skin cancer [13].

In order to increase the efficiency of the optical-THz conversion in PCA various approaches are applied [15]: extension of the active area of PCA, use of plasmon nanoantennas, development of 3D plasmon contacts, etc. Notwithstanding the success in the field of PCA engineering, they are extremely subjected to the influence of the dark currents [16]. This is accompanied by allocation of the Joulean heat [17, 18] simultaneously with heating under the influence of an optical pumping laser, which leads to a thermal breakdown of an antenna.

We carried out research of the electric, thermal and also frequency properties of PCA on the basis of LT GaAs and $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ with MB and offered a way of installation of PCA crystals on a textolite board without gluing of a silicon lens directly to an antenna with a possibility of a heat sink from the active area. Such equipment with PCA on a textolite board can be placed in a holder with a focusing lens for carrying out of measurements of the THz signals. For formation of PCA on the grown structures a photo mask was developed and manufactured containing several various types of antennas with the contact platforms. The plates were cut in PCA crystals by a disk cutter. The device for the holder with a focusing lens for measurement of THz signals was made of a printed-circuit board from a glass-fiber plastic, foil-coated on both sides (fig. 5). The sequence of operations is described in detail in [19].

Measurements of the volt-ampere characteristics (VAC) were done at 300 K on a probe station with needle probes, connected to Tektronix 370A Curve Tracer, measuring instrument of characteristics of the semi-conductor devices.

Research of the processes of the current behavior and Joule heating in the photoconducting layer of PCA was done by means of simulation by the method of final elements in COMSOL Multiphysics program. The structure of PCA and a picture of distribution of the density of the Joule heating P_H are presented in fig. 6 on the example of $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$. It is visible that the maximal density of the thermal emission is concentrated at the edges of metallization (the arrows show the direction of the electric field). The maximal calculated values of P_H for the dark current are $7.43 \times 10^{12} \text{ W/m}^3$ for PCA on LT GaAs at the applied voltage $V_b = 15 \text{ V}$ and $3.72 \times 10^{13} \text{ W/m}^3$ for PCA on $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ at $V_b = 10 \text{ V}$.

Fig. 7 presents a comparison of the experimental and theoretical VAC for PCA on the basis of the two investigated materials. It is visible, that the theoretical curve of the dark current I_d (COMSOL) agrees well with the experimental I_d (exp.). The influence of femtosecond pulse with the pumping energy of $\sim 1 \text{ mJ}$ (wavelength 800 nm) on PCA leads to appearance of an induced photocurrent I_{ph} and growth of Joule heating P_H . The maximal calculation data of P_H taking into account the photo- and dark currents are equal to $P_H \sim 3.02 \times 10^{13} \text{ W/m}^3$ for PCA on LT GaAs at $V_b = 15 \text{ V}$ and $P_H \sim 8.22 \times 10^{13} \text{ W/m}^3$ for PCA on $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ at $V_b = 10 \text{ V}$. Thus, the influence of an optical pumping by a laser leads to a 4-times increase of P_H for PCA on LT GaAs and more than 2 times for PCA on $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$.

Fig. 8 presents the calculated temperature-time dependencies of operation of PCA on the basis of LT GaAs with account of a heat sink to a textile board and without a heat sink. It is visible, that the use of a heat sink to a textolite board allows us to reduce the working temperature of an antenna by 16 % for PCA on the basis of LT GaAs and by 40 % for PCA on the basis of $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ with MB. It should be pointed out that PCA on the basis of LT GaAs without a heat-conducting path almost does not heat up and comes to saturation by temperature during 3–4 min., while PCA on $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ demonstrates a jump with a gradient by temperature from 25 up to 35 °C. Since PCA on $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ has a higher dark current and more of Joule heating is emitted in a unit of time, the use of a heat-removing surface allows us to compensate for the negative influence of the dark current on operation of the antenna.

Fig. 9 and 10 present the spectra of the THz radiation for the two investigated PCA on LT GaAs and $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ with MB. It is visible, that the dynamic range (by the axis of ordinates) by the radiation power is about two orders for both

antennas. Application of voltage $V_b = 20 \text{ V}$ to PCA on LT GaAs leads to an increase of the intensity of the THz generation by more, than 10 times, at that, application of voltage $V_b = 5 \text{ V}$ to PCA on $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ increases the intensity only insignificantly. Possibly, this is connected with the fact that the antennas with a photoconducting layer of $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ "flow" more intensively, therefore, they require additional etching of mesa to reduce I_d .

Conclusion

The work presents the research of the photoconducting materials of LT GaAs and $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (for $x \geq 0.4$) and antennas on their basis for generation of the THz radiation. It was demonstrated, that $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ with MB had the spectrum of radiation up to 6 THz, and also a high intensity of the THz generation, which by two orders surpassed the similar value for LT GaAs. On the basis of the specified materials PCA were developed, assembled on a textolite board, to ensure a heat sink from the active area of the antenna. It was demonstrated, that the use of a heat sink made it possible to lower the working temperature of PCA from 16 up to 40 %, depending on a photoconducting material. The measurements of the frequency characteristics of PCA on the basis of LT GaAs and $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ with MB proved that both antennas had the spectrum of radiation up to 3 THz.

The authors express their gratitude to the employees of IAP of RAS I. E. Ilyakov, B. V. Shishkin and R. A. Ahmedzhanov for the spectroscopic measurements with the time resolution for the photoconducting materials of LT GaAs and $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$, to the employees of MIREA A. M. Burjakov, D. I. Khusjainov and E. D. Mishina for measurements of PCA on the basis of the specified materials, and also to the employees of ISVChPE of RAS D. N. Slapovsky and O. A. Ruban for assistance in manufacturing of PCA and installation of the dice of antennas on a board.

The work was done with a partial financial support of the RFFI grants 16-07-00187 And, 16-29-14029 ofi_m and 16-29-03033 ofi_m.

References

1. Berry C. W., Wang N., Hashemi M. R., Unlu M., Jarrahi M. Significant performance enhancement in photoconductive terahertz optoelectronics by incorporating plasmonic contact electrodes, *Nature Communications*, 2013, vol. 4, pp. 1622 (10 p.).
2. Krotkus A. Semiconductors for terahertz photonics applications, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2010, vol. 43, pp. 273001 (21 p.).
3. Galiev R. R., Yachmenev A. E., Bugaev A. S., Galiev G. B., Fedorov Yu. V., Klimov E. A., Khabibullin R. A., Ponomarev D. S., Maltsev P. P. Promising Materials for an Electronic Component Base Used to Create Terahertz Frequency Range (0.5–10 THz) Generators and Detectors, *Bul. Rus. Ac. Sci.*, 2016, vol. 80, no. 4, pp. 476–478.
4. Vignaud D., Lampin J. F., Lefebvre E., Zaknoute M., Mollet F. Electron lifetime of heavily Be-doped $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ as a function of growth temperature and doping density, *Appl. Phys. Lett.*, 2002, vol. 80, no. 22, pp. 4151–4153.
5. Dietz R. J. B., Wilk R., Globisch B., Roehle H., Stanze D., Ullrich S., Schumann S., Born N., Koch M., Sartorius B., Schell M. Low Temperature Grown Be-doped InGaAs/InAlAs Photoconductive Antennas Excited at 1030 nm, *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, 2013, vol. 34, no. 3–4, pp. 231–237.
6. Beck M., Schäfer H., Klatt G., Demsar J., Winner S., Helm M., Dekorsy T. Impulsive terahertz radiation with high electric fields from an amplifier-driven large-area photoconductive antenna, *Opt. Express*, 2010, vol. 18, pp. 9251–9257.
7. Ponomarev D. S., Khabibullin R. A., Yachmenev A. E., Maltsev P. P., Grekhov M. M., Ilyakov I. E., Shishkin B. V., Akhmedzhanov R. A. THz radiation in $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ grown on GaAs wafer with metamorphic buffer layer under femtosecond laser excitation, *Fizika i tekhn. poluprovod.*, 2017, vol. 51, no. 4, pp. 535.

8. Ilyakov I. E., Kitaeva G. Kh., Shishkin B. V., Akhmedzhanov R. A. Terahertz time-domain electro-optic measurements by femtosecond laser pulses with an edge-cut spectrum, *Optics Lett.*, 2016, vol. 41, no. 13, pp. 2998–3001.
9. Lavrukhin D. V., Galiev G. B., Klimov E. A., Yachmenev A. E., Bugaev A. S., Khabibullin R. A., Ponomarev D. S., Maltsev P. P. Investigation of the optical properties of GaAs with δ -Si doping grown by molecular-beam epitaxy at low temperatures, *Semicond.*, 2015, vol. 49, no. 7, pp. 911–914.
10. Patent RF, N. 2016126551 from 04.07.2016, *Photoconductive material for THz generation*. Authors: D. S. Ponomarev, R. A. Khabibullin, A. E. Yachmenev, P. P. Maltsev.
11. Ponomarev D. S., Khabibullin R. A., Yachmenev A. E., Maltsev P. P., Ilyakov I. E., Shishkin B. V., Akhmedzhanov R. A. Intensive Terahertz Radiation from $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ due to Photo-Dember Effect, *IJHSES*, 2016, vol. 25, no. 3 & 4, pp. 1640023 (8 p.).
12. McBryde D., Barnes M. E., Berry S. A., Gow P., Beere H. E., Ritchie D. A., Apostolopoulos V. Fluence and polarisation dependence of GaAs based Lateral Photo-Dember terahertz emitters, *Opt. Exp.*, 2014, vol. 22, no. 3, pp. 3235–3243.
13. Galiev G. B., Klimov E. A., Lavrukhin D. V., Yachmenev A. E., Galiev R. R., Ponomarev D. S., Khabibullin R. A., Fedorov Yu. V., Bugaev A. S. Fabrication and investigation of photoconductive antennas based on A3B5 semiconductors, grown at low temperatures, *Nano- i Microsystemnaya Tekhnika*, 2014, no. 6, pp. 28–30.
14. Chimot N., Mangeney J., Mounaix P., Tondusson M., Blary K., Lampin J. F. Terahertz radiation generated and detected by Br + irradiated $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ photoconductive antenna excited at 800 nm wavelength, *Appl. Phys. Lett.*, 2006, vol. 89, pp. 083519 (3 p.).
15. Yang S.-H., Hashemi M. R., Berry C. W., Jarrahi M. 7.5 % Optical-to-Terahertz Conversion Efficiency Offered by Photoconductive Emitters with Three-Dimensional Plasmonic Contact Electrodes, *IEEE Trans. Tera. Sci. Technol.*, 2014, vol. 4, pp. 575.
16. Wu D. H., Graber B., Kim C., Qadri S. B., Garzarella A. Coherent and incoherent terahertz beams measured from a terahertz photoconductive antenna, *Appl. Phys. Lett.*, 2014, vol. 104, no. 5, pp. 051126 (4 p.).
17. Collier C. M., Stirling T. J., Hristovski I. R., Krupa J. D. A., Holzman J. F. Photoconductive terahertz generation from textured semiconductor materials, *Sci. Rep.*, 2016, vol. 6, pp. 23185 (10 p.).
18. Glinskii I. A., Zenchenko N. V. Computer simulation of the heat distribution element for high-power microwave transistors, *Rus. Microelectr.*, 2015, vol. 44, no. 4, pp. 236–239.
19. Ponomarev D. S., Khabibullin R. A., Yachmenev A. E., Pavlov A. Yu., Slapovskii D. N., Glinskiy I. A., Lavrukhin D. V., Ruban O. A., Maltsev P. P. Electrical and thermal properties of photoconductive antennas based on $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x > 0.3$) grown on metamorphic buffer for generation of THz radiation, *Fizika i tekhn. poluprovod.*, 2017, accepted for publishing.

УДК 620.179

DOI: 10.17587/nmst.19.302-316

Е. А. Климов, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., Д. В. Лаврухин, науч. сотр.,
С. С. Пушкарев, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., О. А. Рубан, мл. науч. сотр., e-mail: мух.05@mail.ru,
А. Н. Алешин, д-р физ.-мат. наук, зав. лаб.

Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук, г. Москва

НЕРАЗРУШАЮЩИЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ АРСЕНИДНЫХ И НИТРИДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВОЙ ЯМОЙ

Поступила в редакцию 11.11.2017

Рассматриваются неразрушающие методы контроля нитридных и арсенидных гетероструктур с квантовой ямой: спектроскопия фотолюминесценции, рентгеновская дифрактометрия, измерение вольт-фарадных характеристик. Объяснены основные принципы этих методов и границы их применимости. Описаны особенности применения этих методов к нитридным и арсенидным гетероструктурам $(\text{Al}, \text{Ga}, \text{In})\text{N}$ и $(\text{Al}, \text{Ga}, \text{In})\text{As}$, а также их различия.

Ключевые слова: наноструктуры, вольт-фарадные характеристики, фотолюминесценция, рентгеновская дифракция, неразрушающий анализ

Введение

Современные тенденции развития технологии НЕМТ (high electron mobility transistor) направлены на утонение барьерного слоя полупроводниковой гетероструктуры для уменьшения подзатворной емкости, чтобы обеспечить более высокие рабочие частоты транзисторов. Разработка монолитных интегральных схем на основе НЕМТ значительно упрощается при использовании систем автоматизированного проектирования. Для применения систем автоматизированного проектирования необходимы модели, дающие комплексное представление о гетероструктуре: состояние слоев, образующих двумерную потенциальную яму, наличие и природа электронных ловушек, концентрация и подвижность электронов в канальном слое. Поэтому неразрушающий контроль исходных гетерострук-

тур является одним из ключевых моментов при проектировании и изготовлении монолитных интегральных схем. В работе рассмотрены основные методы неразрушающего контроля полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами и двумерным электронным газом — как арсенидных $(\text{Al}, \text{Ga}, \text{In})\text{As}$, так и нитридных $(\text{Al}, \text{Ga}, \text{In})\text{N}$. Первые обычно выращивают методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs (100) и InP (100), а вторые — методом металлорганической газофазной эпитаксии на подложках Al_2O_3 (0001) и 6H-SiC (0001).

1. Спектроскопия фотолюминесценции

Качество полупроводниковых гетероструктур можно контролировать спектроскопией фотолюминесценции (ФЛ) [1]. Этот метод применим к по-

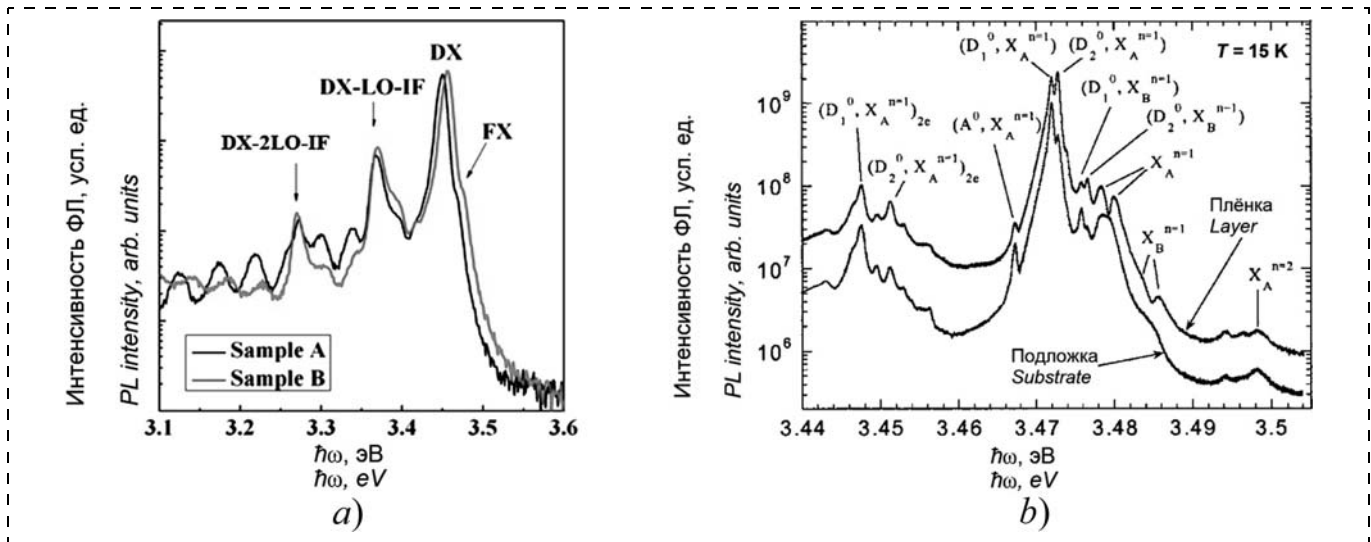


Рис. 1. Спектр ФЛ нитридной структуры в ультрафиолетовом диапазоне; *a* — из работы [2]; *b* — из работы [5]
 Fig. 1. PL spectrum of a nitride structure in the ultra-violet range; *a* — from the work [2]; *b* — from the work [5]

лупроводниковым соединениям, в которых переход фотовозбужденного электрона из зоны проводимости в валентную зону не сопровождается потерей импульса (прямой переход, прямозонные полупроводники). К ним относятся как арсениды, так и нитриды металлов III группы периодической системы (за исключением AlAs). Измерение спектроскопии фотолюминесценции требует охлаждения образцов хотя бы до температуры кипения жидкого азота (77 K), за счет этого увеличивается интенсивность регистрируемого люминесцентного излучения и, самое главное, разрешаются близко расположенные пики на спектрах.

Люминесцентное излучение арсенидных гетероструктур (Al, Ga, In)As лежит в общем в более низкоэнергетической области электромагнитного спектра (0,5...2,4 эВ) по сравнению с люминесцентным излучением нитридных гетероструктур (Al, Ga, In)N (0,9...5,5 эВ). При ФЛ обоих типов гетероструктур наблюдаются следующие типы излучательных электронных переходов: через запрещенную зону объемного материала (краевая ФЛ), между уровнями размерного квантования электронов и дырок в квантовых ямах, а также с уровней примесей или дефектов в валентную зону.

Гетероструктуры на основе GaN ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ или $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$), возбуждаемые лазером (ФЛ) или электронным пучком (катодолуминесценция), генерируют собственное излучение в нескольких диапазонах: ультрафиолетовом, видимом и ближнем инфракрасном.

В ультрафиолетовом диапазоне проявляется так называемая краевая/околокраевая ФЛ (англ. термин *near-band-edge emission*), которая вызвана рекомбинацией экситонов в объемном слое GaN. Такая ФЛ обязательно проявит себя на спектрах нитридных гетероструктур, так как материал GaN

присутствует и доминирует во всех нитридных гетероструктурах (рис. 1). Основной пик с энергетическим положением 3,456 эВ (температура измерений 15 K [2]), 3,468 эВ (10 K [3]), 3,484 эВ (10 K [4]) вызван рекомбинацией экситонов, связанных на нейтральных мелких донорах (англ. термин *donor-bound exciton*, DBE). Менее интенсивные пики вызваны одиночной и двойной фононной репликой рекомбинации DBE (3,369 и 3,269 эВ соответственно [2]; в работе [3] первая фононная реплика на 3,406 эВ). В пленках с очень высоким совершенством кристаллической структуры, выращенных на подложках GaN, при температуре измерений 15 K в спектре ФЛ в области 3,3...3,5 эВ разрешается довольно много отдельных пиков [5]. Из них два наиболее интенсивных пика с энергетическими положениями 3,4720 и 3,4728 эВ вызваны рекомбинацией A-экситонов, связанных на нейтральных мелких донорах (DBE): кислороде и кремнии соответственно. Менее интенсивные пики вызваны: рекомбинацией A-экситонов, связанных на нейтральном мелком неидентифицированном акцепторе (3,4673 эВ); двухэлектронной рекомбинацией A-экситонов, связанных на нейтральных мелких донорах O и Si (3,4475 и 3,4512 эВ соответственно); рекомбинацией B-экситонов, связанных на нейтральных мелких донорах O и Si; рекомбинацией свободных A- и B-экситонов. Если измерения проводят при недостаточно низкой температуре (30...77 K [6]), то в таких случаях тонкая экситонная структура не различается, виден главным образом уширенный основной пик DBE. При увеличении дефектности пленок GaN (например, если понижается температура роста пленок от 680 до 500 °C при MOCVD [7] либо пленки выращиваются на подложках Si [7, 8]) интенсивность пика краевой ФЛ, который в этом случае также не разре-

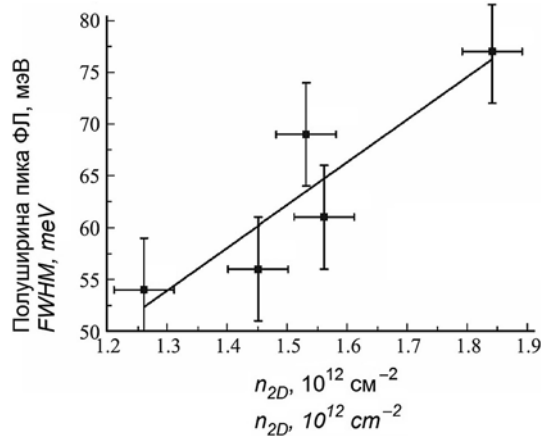


Рис. 2. Корреляционная зависимость полуширины пика ФЛ квантовой ямы $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ при $T = 77\text{ K}$ от концентрации двумерного электронного газа n_{2D} FWHM — full width of half maximum

Fig. 2. Correlative dependence of the semi-width of PL peak of the quantum well of the $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ at $T = 77\text{ K}$ on the concentration of two-dimensional electronic gas n_{2D} FWHM — full width of half maximum

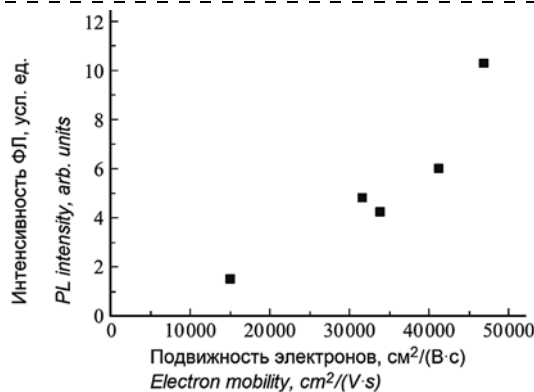


Рис. 3. Корреляционная зависимость интенсивности линии ФЛ квантовой ямы от подвижности электронов при $T = 77\text{ K}$

Fig. 3. Correlative dependence of the intensity of PL line of a quantum well on the mobility of electrons at $T = 77\text{ K}$

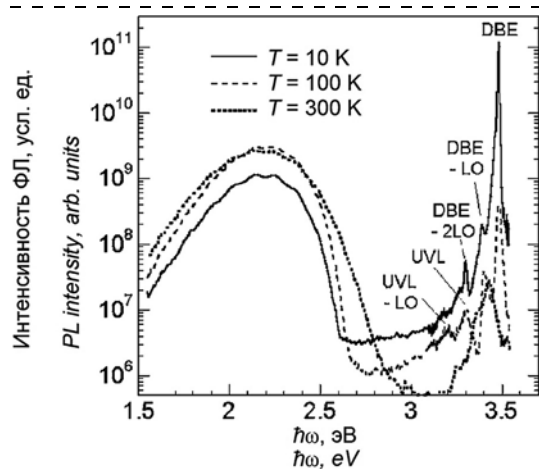


Рис. 4. Спектр ФЛ нелегированной пленки GaN в видимом и ультрафиолетовом диапазонах [4]

Fig. 4. PL spectrum of the unalloyed GaN film in the visible and ultra-violet ranges [4]

шается на отдельные линии, уменьшается, и этот пик может даже вовсе исчезнуть. Кроме того, в ультрафиолетовом диапазоне также находится пик от экситонов, сильно связанных на протяженных дефектах, в частности на дислокациях (его энергетическое положение 3,370 эВ [9] либо 3,404 эВ [8]). В работе [10] показано, что, анализируя зависимость интенсивности краевой ФЛ эпитаксиальной пленки GaN от интенсивности фотовозбуждения, можно сделать вывод о плотности дислокаций в пленке и качественно сравнить разные пленки по этому параметру.

Также в ультрафиолетовом диапазоне при исследовании гетероструктур AlGaN/GaN с квантовыми ямами проявляется ФЛ, связанная с переходами электронов между уровнями размерного квантования в квантовой яме [3, 11]. С помощью исследования температурной зависимости полуширины пиков фотолюминесценции, обусловленных излучательными переходами электронов между электронными и дырочными уровнями размерного квантования в квантовой яме, можно оценить концентрацию электронов в квантовой яме гетероструктуры [12]. Это справедливо также и для арсенидных гетероструктур [13], как показано на рис. 2. А по интенсивности ФЛ квантовой ямы можно оценить подвижность электронов [13], как показано на рис. 3, так как и та и другая величина зависит от дефектности гетероструктуры.

В диапазоне видимого излучения проявляется так называемая "желтая" ФЛ (англ. термин *yellow luminescence*). В спектре ФЛ наблюдается очень широкий пик в области 1,5...2,5 эВ с максимумом вблизи 2,2 эВ (рис. 4), который вызван переходом электронов из зоны проводимости или с уровней мелких доноров на уровни глубоких акцепторов в объемном слое GaN. Такая ФЛ также проявляется на спектрах нитридных гетероструктур. В качестве глубоких акцепторов рассматриваются атомы С, Fe, вакансии Ga и комплексы $V_{\text{Ga}}-\text{O}_\text{N}$ (вакансия галлия — атом О в узле N). Мощная "желтая" ФЛ свидетельствует о большой концентрации нежелательных фоновых примесей и дефектов в исследуемой пленке или гетероструктуре. Наличие интенсивной "желтой" фотолюминесценции непосредственно связано с уменьшением надежности [14] и быстродействия [15] СВЧ-транзисторов на GaN.

В отличие от околокраевой ФЛ, интенсивность которой линейно увеличивается при увеличении интенсивности возбуждающего лазера, интенсивность "желтой" ФЛ при этом выходит на насыщение (рис. 5), что согласуется с простой моделью рекомбинации через полосу энергетических состояний глубоко внутри запрещенной зоны [16]. Из этого следует, что при сравнении интенсивности "желтой" и околокраевой ФЛ для оценки качества кристаллической структуры образца необходимо учитывать интенсивность возбуждения.

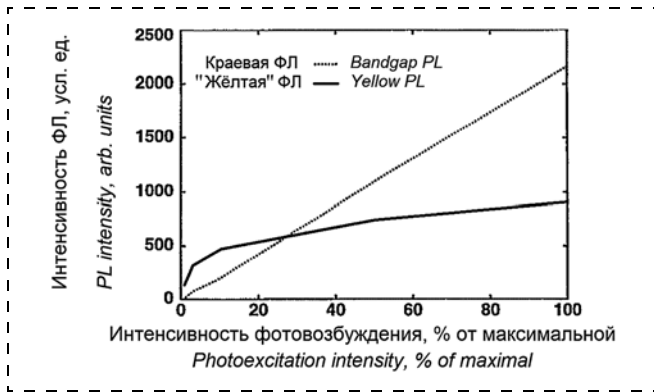


Рис. 5. График зависимости интенсивности "желтой" и краевой ФЛ от интенсивности фотовозбуждения [16]

Fig. 5. Diagram of the dependence of the intensity of the "yellow" and boundary PL on the intensity of photoexcitation [16]

В работе [4] разработан метод оценки концентрации глубоких акцепторов, ответственных за "желтую" ФЛ, с помощью измерения зависимости интенсивности "желтой" ФЛ I_{YL} от интенсивности фотовозбуждения P_0 и последующей аппроксимации этой экспериментальной зависимости следующей формулой:

$$I_{YL} = \frac{N}{\alpha\tau} \ln\left(1 + \frac{\alpha\tau\eta_{ext}}{N} P_0\right), \quad (1)$$

где N — концентрация глубоких акцепторов (подгоняемый параметр в данном выражении); α — коэффициент поглощения лазерного излучения с длиной волны 325 нм в GaN ($\alpha \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$); τ — время жизни электрона на уровнях глубоких акцепторов ($\tau \approx 0,4$ мс согласно измеренному экспоненциальному затуханию интенсивности "желтой" ФЛ после импульсного возбуждения); η_{ext} — квантовая эффективность ($\eta_{ext} = I_{YL}/P_0 = 4\%$ согласно прямым измерениям стандартного образца). Этот метод применим для достаточно толстых пленок GaN (более 1 мкм) и для не слишком большой интенсивности фотовозбуждения (менее 100 Вт/см^2). Согласно ему в работе [4] $N = 3,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В отличие от околокраевой ФЛ, которая затухает при повышении температуры измерений, "желтая" ФЛ, наоборот, становится несколько более интенсивной при повышении температуры измерений [4].

В ближнем ИК-диапазоне проявляется ФЛ, вызванная внутренними электронными переходами в примесных атомах 3d-элементов: V^{3+} (0,931 эВ), Co^{2+} (1,047 эВ), Ti^{2+} или Cr^{4+} (1,190 эВ), Fe^{3+} (1,300 эВ) [17, 18].

На энергетическое положение краевой/околокраевой ФЛ оказывает влияние не только изменение состава пленки, но также и остаточное упругое напряжение в выращенной пленке. Сравнивая энергетическое положение пика краевой/околокраевой ФЛ, измеренной от разных участков пластины, можно сделать вывод о неоднородном рас-

пределении упругих напряжений в пластине, как показано на рис. 6 (при этом нужно отделить влияние неоднородности пластины по составу на сдвиг пиков ФЛ, например, предварительно определив неоднородность состава с помощью рентгеновской дифрактометрии) [2]. Указанный метод относится главным образом к нитридным гетероструктурам, в которых значения остаточных упругих напряжений значительно больше, чем в арсенидных. Также вклады в изменение состава и внутреннего упругого напряжения можно разделить с помощью совместного применения спектроскопии комбинационного рассеяния света и спектроскопии ФЛ для исследования нитридных структур [19], как показано на рис. 7.

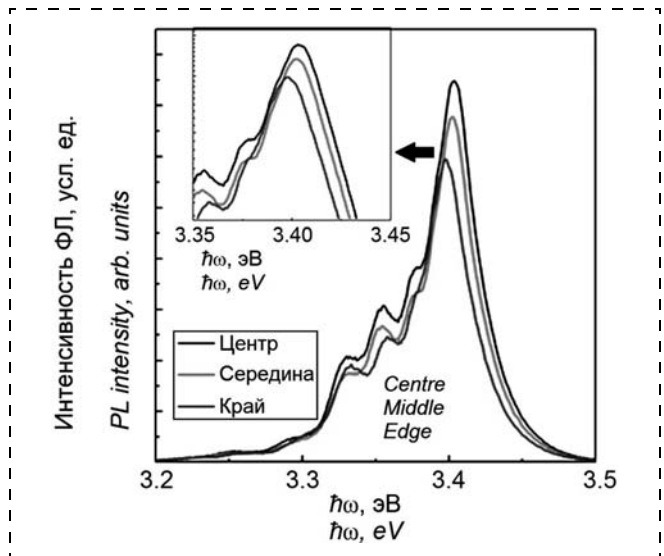


Рис. 6. Спектр ФЛ гетероструктуры $Al_{0,24}Ga_{0,76}N/GaN$, измеренный в разных точках пластины [2]

Fig. 6. PL spectrum of $Al_{0,24}Ga_{0,76}N/GaN$ heterostructure measured in different points of a plate [2]

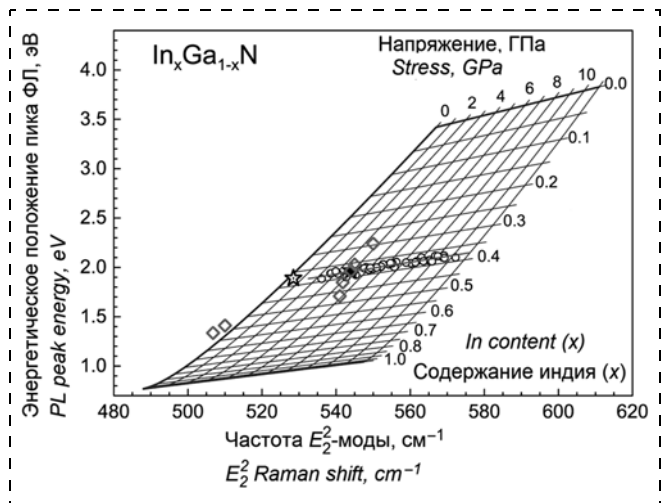


Рис. 7. Диаграмма "состав пленки — упругое напряжение в пленке" [19]

Fig. 7. "Film composition — elastic stress in a film" diagram [19]

Анализ нитридных гетероструктур методом спектроскопии фотолюминесценции отличается от анализа арсенидных гетероструктур тем, что требует использования более коротковолнового лазера (с длиной волны менее 350 нм, например, He-Cd лазер с длиной волны 325 нм), а также дифракционной решетки монохроматора с большей плотностью штрихов (1200 или 2400 штрихов/мм), в то время как для анализа арсенидных гетероструктур подходит лазер с длиной волны менее 630 нм и решетка 600 штрихов/мм.

2. Рентгеновская дифрактометрия

Чаще всего применяют следующие режимы исследования гетероструктур методом рентгеновской дифрактометрии: $\theta/2\theta$ -сканирование; ω -сканирование; картографирование рассеяния рентгеновского излучения в угловых координатах либо в обратном пространстве. Арсенидные гетероструктуры были исследованы методом рентгеновской дифрактометрии в описанных выше режимах в работах [20–23], а нитридные гетероструктуры — в работах [24–30].

Кривые дифракционного отражения, снятые в режиме $\theta/2\theta$ -сканирования одновременно от кристаллографических плоскостей с симметричными и асимметричными индексами, дают возможность определить параметр решетки монокристаллического материала в нескольких направлениях, причем кривые дифракционного отражения содержат информацию о параметрах решетки всех слоев гетероструктуры. Из полученных данных делается вывод о составе материала и упругой деформации кристаллической решетки. Кроме того, специализированное программное обеспечение позволяет моделировать кривую дифракционного отражения от сложной многослойной гетероструктуры и подгонять ее под экспериментально измеренную, варьируя толщины и состав слоев. Таким образом можно определить толщины и состав слоев (рис. 8).

Кривые дифракционного отражения, снятые в режиме ω -сканирования, дают возможность по полуширине пика от пленки оценить разориентацию (мозаичность) кристаллической структуры пленки, вызванную локальными искажениями и поворотами кристаллической структуры вокруг существующих в пленке дислокаций, а также доменной структурой пленки. Тем самым можно оценить плотность дислокаций и размеры доменов. В работе [5] показано, что пленка GaN, выращенная на подложке GaN, имеет примерно такую же полуширину ω -пика, как и подложка (53"/52" при отражении от плоскостей (002) пленки/подложки, 145"/137" при отражении от плоскостей (102), 54"/42" при отражении от плоскостей (104)), что говорит об очень высоком совершенстве кристаллической структуры пленки GaN на под-

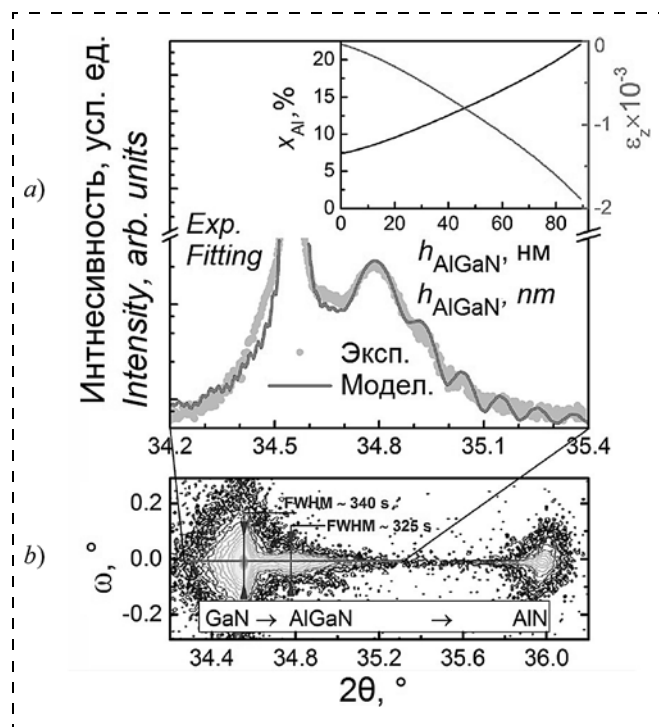


Рис. 8. Экспериментальная и рассчитанная кривые дифракционного отражения (a) и карта рассеяния в угловых координатах (b) для отражения (0002). На вставке — определенное в результате аппроксимации распределение состава и упругой деформации в градиентном слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ [31]

ложке GaN. В работе [32] по полуширине ω -пика GaN оценены размеры столбчатых доменов, образовавшихся в гетероструктурах AlGaIn/GaAs, выращенных методом MOCVD на подложках $c\text{-Al}_2\text{O}_3$, и показано, что увеличение размеров доменов приводит к увеличению подвижности электронов.

Карты рассеяния рентгеновского излучения совмещают в себе достоинства $\theta/2\theta$ - и ω -сканирования, однако они требуют большего времени накопления сигнала (эта проблема решается использованием мощного источника излучения, например синхротрона). Карты рассеяния позволяют лучшим образом аппроксимировать экспериментальные данные расчетными, особенно это касается диффузного рассеяния рентгеновского излучения, вызванного дислокациями. Сравнение экспериментальных и вычисленных карт рассеяния позволяет определить плотность дислокаций. В работе [33] показано, что использование геометрии скользящего падения пучка (реализуется полное внутреннее отражение, при этом падающий и отраженный пучки направлены под очень малым углом (0,6°) к поверхности образца) при измерении карт рассеяния позволяет вдвое уменьшить погрешность определения плотности краевых прорастающих

дислокаций в пленке GaN на сапфире по сравнению с использованием геометрии обычного дифракционного отражения пучка от симметричных и асимметричных кристаллографических плоскостей. Однако недостаток геометрии скользящего падения заключается в том, что винтовые дислокации не выявляются, в то время как измерение карт рассеяния в геометрии обычного дифракционного отражения от симметричных и асимметричных плоскостей позволяет разделить вклад прорастающих краевых и винтовых дислокаций. Значения суммарной плотности дислокаций в этой работе были подтверждены определением плотности ямок травления.

Эпитаксиальная многослойная гетероструктура на основе GaN является упруго напряженной в результате действия нескольких факторов: 1) различие коэффициентов термического расширения GaN и материала подложки (этот фактор начинает играть роль при охлаждении пластины от температуры роста до комнатной температуры, в результате слой GaN на подложке Al_2O_3 становится сжатым, а на подложке 6H-SiC — растянутым); 2) неоднородный нагрев гетероструктуры в процессе эпитаксиального роста; 3) несоответствие постоянных решетки GaN и материала подложки; 4) образование дефектов в процессе эпитаксиального роста (обычно это приводит к растягивающему упругому напряжению). Возникшее в пленке упругое напряжение может вызвать следующие эффекты: изгиб пластины [34]; появление трещин в пленке [35]; отслоение пленки от подложки; образование дислокаций несоответствия [36]. Радиус кривизны пластины R определяется формулой Стоуни:

$$R = \left(\frac{E_{substrate}}{1 - \nu_{substrate}} \right) \frac{h_{substrate}^2}{6\sigma_{film}h_{film}}, \quad (2)$$

где $E_{substrate}$ и $\nu_{substrate}$ — модуль Юнга и коэффициент Пуассона материала подложки; $h_{substrate}$ и h_{film} — толщина подложки и толщина пленки; σ_{film} — упругое напряжение в пленке. Формула Стоуни применима к тонким напряженным пленкам на сравнительно толстых подложках ($h_{film} \ll h_{substrate}$). Прогиб пленки Δz определяется выражением

$$\Delta z \approx \frac{D^2}{8R}, \quad (3)$$

где D — диаметр пластины. Обычно пластины с нитридными структурами имеют радиус кривизны 5...10 м, и прогиб двухдюймовых пластин составляет 30...60 мкм [37]. При особенно сильном упругом напряжении пленки кривизна пластины становится не сферической, а цилиндрической. Кривизна пластины, как и наличие дислокаций в гетероструктуре, приводит к уширению ω -пиков.

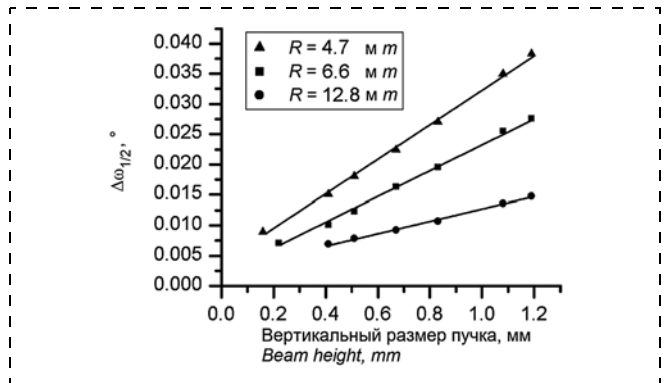


Рис. 9. Зависимость полуширины ω -пика слоя GaN на $c-Al_2O_3$ при отражении (0006) от высоты рентгеновского пучка при различном радиусе кривизны пластины [38]

Fig. 9. Dependence of the semi-width of ω -peak of GaN layer on $c-Al_2O_3$ at reflexion (0006) from the height of an x-ray beam at various curvature radiuses of a plate [38]

Вклад кривизны пластины в это уширение становится особенно заметным при исследовании высококачественных нитридных гетероструктур с малой плотностью дислокаций. Авторы работы [38] показали, что при отражении от симметричных плоскостей (0006) вклад кривизны пластины можно минимизировать, уменьшая высоту рентгеновского пучка с помощью изменения ширины щели коллиматора (рис. 9) либо используя не целую пластину, а маленький ее фрагмент (площадью несколько квадратных миллиметров); правда, при этом уменьшится интенсивность отраженного пучка. Для арсенидных структур в силу их сравнительно малого упругого напряжения (~10 МПа по сравнению с ~450 МПа в нитридных гетероструктурах) влияние кривизны пластины на полуширину ω -пиков значительно меньше.

3. Вольт-фарадный метод исследования гетероструктур

Вольт-фарадные методы измерения параметров полупроводников основаны на определении зависимости емкости структуры, обусловленной наличием объемного заряда в приповерхностной области полупроводника, от приложенного к ней напряжения [39]. Одновременно на структуру могут оказывать влияние другие факторы, которые могут варьироваться при измерениях. К ним относятся воздействие на структуру внешнего фотоактивного излучения и ее нагревание по определенному закону. Емкость, возникающую за счет поглощения излучения, в первом случае называют фотоемкостью, а во втором случае — термостимулированной емкостью. Другой отличительной особенностью методов является наличие двух электрических сигналов, подаваемых на структуру. Первый сигнал — это постоянное напряжение (напряжение смещения), которое обеспечивает поддержку рабочей

точки прибора, второй сигнал — переменное напряжение малой амплитуды (измерительный сигнал), необходимое для измерения собственно емкости структуры. В основе вольт-фарадных методов измерения лежит электронная теория приповерхностной области пространственного заряда и дифференциальной поверхностной емкости. Поэтому важным моментом измерительного процесса является понимание физических процессов, происходящих в полупроводниковых структурах, которые приводят к появлению емкости.

Наноразмерные структуры практически всегда создают на основе пленок толщиной порядка десятков (единиц) нанометров либо из тонкопленочных многослойных структур [40]. Понятно, что при транспорте электронов вдоль или поперек такой пленки или структуры основное влияние на все процессы будут оказывать параметры границы раздела (интерфейс) и приповерхностных областей. Происходит захват электронов локальными уровнями на границе раздела, что приводит к образованию встроенных зарядов. Роль таких поверхностных зарядов может играть и внешнее электрическое поле.

Если к конденсатору, одной из обкладок которого является пластина полупроводника, приложить электрическое поле, то вблизи поверхности последнего возникнет индуцированный заряд. Этот заряд создается подвижными носителями заряда, присутствующими в полупроводнике. Появившийся заряд экранирует остальной объем полупроводника от проникновения внешнего электрического поля.

В зависимости от соотношения работ выхода (уровней Ферми) материалов и типа проводимости полупроводника при контакте металла с полупроводником возможны четыре ситуации. При этом в двух ситуациях наблюдается возникновение обогащенного слоя, а в двух других ситуациях — обедненного и даже инверсного слоев. Если получается обогащенный слой, то для носителей заряда при их движении из материала в материал не образуется потенциального барьера. Если же слой получается обедненный — потенциальный барьер есть. Этот барьер и получил название барьера Шоттки (диод Шоттки) [41].

Форма такого барьера существенно отличается от формы барьеров с неметаллическими веществами. Самое главное — вершина барьера имеет треугольную форму, т. е. толщина его явно уменьшается при приближении энергии частиц к вершине.

В результате этого появляется возможность туннельного перехода, вероятность которого повышается по мере приближения к вершине потенциального барьера.

На рис. 10 представлена типичная энергетическая диаграмма перехода металл—полупроводник *n*-типа в равновесном состоянии (без внешнего электрического поля). На этом же рисунке показано распределение носителей заряда. Поскольку электронов в металле намного больше, мы видим только часть распределения [42].

В плоскости контакта здесь присутствует разрыв зон ΔE_C ; потенциальных барьеров два, и они разные по значению: ΔE_{Me} — барьер для электронов металла; $q\phi_0$ — для электронов полупроводника.

Чтобы рассчитать распределение электрического потенциала в месте контакта, необходимо решить уравнение Пуассона. В предположении обеднения (в обедненном слое вблизи металлургической границы отсутствуют носители заряда) заряд в обедненной области протяженностью δ обусловлен зарядами ионизированных доноров N_D . В этом случае решение уравнения дает следующие результаты (рис. 11):

$$E = \frac{q}{2\epsilon_s\epsilon_0} N_D(\delta - x); \quad (4)$$

$$\phi = -\frac{q}{2\epsilon_s\epsilon_0} N_D(\delta - x)^2 + \phi_{п/п}. \quad (5)$$

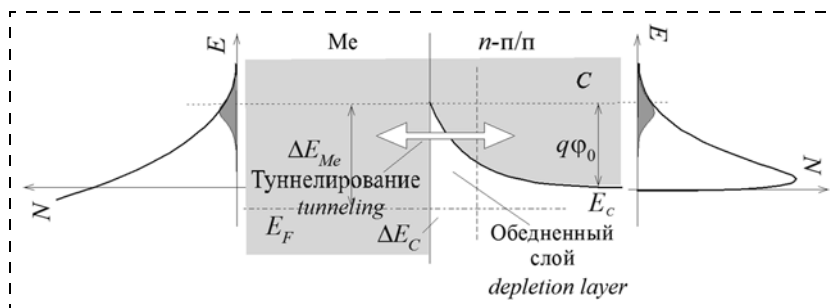


Рис. 10. Энергетическая диаграмма и концентрация носителей заряда в равновесном переходе металл—полупроводник

Fig. 10. Energy diagram and concentration of the charge carriers in the metal—semiconductor equilibrium transition

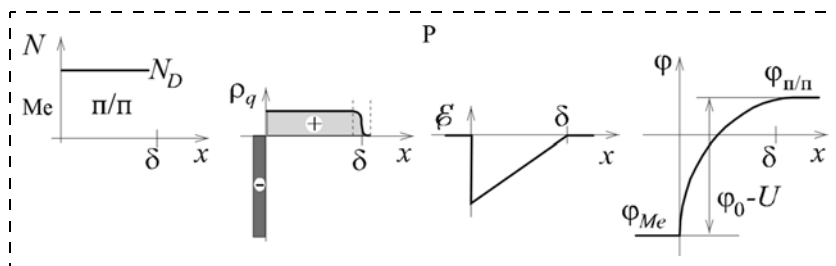


Рис. 11. Распределение примеси, заряда, напряженности электрического поля и потенциала в переходе Шоттки

Fig. 11. Distribution of an impurity, charge, intensity of the electric field and potential in Schottky transition

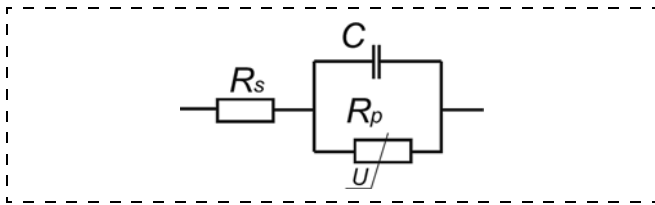


Рис. 12. Эквивалентная схема диода Шоттки
Fig. 12. An equivalent scheme of Schottky diode

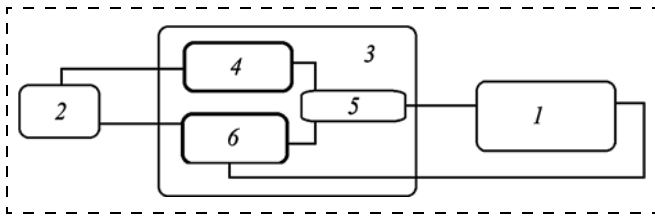


Рис. 13. Схема установки для CV-измерений: 1 — зондовый стол; 2 — ЭВМ; 3 — LCR измеритель; 4 — источник напряжения смещения; 5 — модулятор; 6 — генератор, измеритель \$C\$ и \$R\$
Fig. 13. Scheme of installation for CV measurements: 1 — probe table; 2 — computer; 3 — LCR measuring instrument; 4 — source of bias voltage; 5 — modulator; 6 — generator, measuring instrument of \$C\$ and \$R\$

Здесь ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Из уравнения (5) можно получить, что $\delta = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_0}{qN_D}(\varphi_0 - U)}$, где ϵ_0 — контактная разность потенциалов, а U — приложенное напряжение. Пространственный заряд в полупроводнике [43]

$$Q_s = qN_D\delta S = S\sqrt{2\epsilon_s\epsilon_0qN_D(\varphi_0 - U)}, \quad (6)$$

где S — площадь перехода Шоттки.

По определению емкость — скорость изменения заряда при изменении приложенного напряжения, т. е. $C \equiv \frac{dQ}{dU}$. Изменение заряда в переходе связано с изменением толщины области обеднения, которая зависит от приложенного напряжения. Таким образом,

$$C = S\sqrt{\frac{\epsilon_s\epsilon_0qN_D}{2(\varphi_0 - U)}} = \frac{\epsilon_s\epsilon_0S}{\delta}. \quad (7)$$

Выразим полное напряжение, приложенное к переходу, через емкость:

$$\varphi_0 - U = \frac{q\epsilon_s\epsilon_0N_D S^2}{2C^2}. \quad (8)$$

Это соотношение показывает, что график зависимости квадрата величины, обратной емкости, от напряжения смещения должен представлять собой прямую линию. Зная наклон этой линии, можно определить уровень легирования полупроводника N_D , а точка пересечения прямой с осью абсцисс дает значение φ_0 . На практике наиболее серьезная

неточность возникает при определении φ_0 по пересечению графика с осью напряжений, что же касается наклона кривой, то он обычно позволяет довольно точно определить концентрацию примеси.

Эквивалентная схема диода Шоттки представлена на рис. 12 [44, 45].

Резистор R_s представляет собой сопротивление объема полупроводника (сопротивление базы), а R_p — нелинейное сопротивление собственно перехода Шоттки, зависящее от приложенного напряжения.

Установка для измерений вольт-фарадных характеристик является программно-аппаратным комплексом, для измерения емкости на котором на гетероструктуру подается два сигнала. Первый сигнал вырабатывает напряжение смещения, обеспечивающее поддержку рабочей точки прибора (определенный изгиб зон), второй — измерительный сигнал в виде переменного напряжения, который позволяет определить дифференциальную емкость гетероструктуры. Схема установки, на которой проводят измерения, показана на рис. 13.

Заключение

Особенности кристаллической структуры гетероструктур на базе полупроводниковых соединений группы A^3B^5 удобнее и проще всего могут быть диагностированы с помощью спектроскопии фотолюминесценции, рентгеновской дифрактометрии и измерения вольт-фарадных характеристик (что касается оптической микроскопии, то ее тоже активно используют, но она дает ограниченную информацию лишь о состоянии поверхности гетероструктур). Эти методы являются неразрушающими (при условии, что оборудование позволяет поместить в него исследуемую пластину целиком). Их эффективно применяют для диагностики гетероструктур как на основе арсенидов (Al, Ga, In)As, так и на основе нитридов (Al, Ga, In)N. Спектроскопия фотолюминесценции позволяет оценить концентрацию точечных дефектов (в том числе нежелательных фоновых примесей) в гетероструктуре. Рентгеновская дифрактометрия позволяет оценить плотность двумерных (в том числе различных дислокаций) и трехмерных дефектов в монокристаллическом материале, состав и толщину слоев гетероструктуры, упругие напряжения в них. Общая методика анализа очень похожа для арсенидных и нитридных гетероструктур, однако в случае нитридных гетероструктур приходится учитывать гораздо большие значения упругого напряжения и кривизны пластин, что приводит к значительно более сильному сдвигу пика краевой/околокраевой фотолюминесценции, а также к значительно более сильному уширению пика на ω -кривых дифракционного отражения; последнее обстоятельство при-

водит к завышенной оценке плотности дислокаций и требует минимизации эффекта кривизны пластин.

Из электрофизических методов неразрушающего контроля наиболее применим вольт-фарадный метод. Он позволяет определить распределение зарядов по глубине гетероструктуры и выявить области легирования, заряженные центры и электроны в квантовой яме.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашение о предоставлении субсидии № 14.607.21.0011, уникальный идентификатор проекта RFMEF160714X0011).

Список литературы

1. Груздов В. В., Колковский Ю. В., Концевой Ю. А. Контроль новых технологий в твердотельной СВЧ электронике. М.: Техносфера, 2016. 328 с.
2. Bhat T. N., Dolmanan S. B., Dikme Y., Tan H. R., Bera L. K., Tripathy S. Structural and optical properties of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ high electron mobility transistor structures grown on 200 mm diameter Si(111) substrates // Journal of Vacuum Science & Technology B. 2014. V. 32. P. 021206(8).
3. Fang C. Y., Lin C. F., Chang E. Yi., Feng M. S. A study of subbands in AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistor structures using low-temperature photoluminescence spectroscopy // Applied Physics Letters. 2002. V. 80. P. 4558(3).
4. Reshchikov M. A. Determination of acceptor concentration in GaN from photoluminescence // Applied Physics Letters. 2006. V. 88. P. 202104(3).
5. Reshchikov M. A., Huang D., Yun F., He L., Morkoç H., Reynolds D. C., Park S. S., Lee K. Y. Photoluminescence of GaN grown by molecular-beam epitaxy on a freestanding GaN template // Applied Physics Letters. 2001. V. 79. P. 3779(3).
6. Khan M. A., Skogman R. A., Van Hove J. M., Krishnan-kutty S., Kolbas R. M. Photoluminescence characteristics of AlGaInGaAlGaIn quantum wells // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. P. 1257(3).
7. Dissanayake A., Lin J. Y., Jiang H. X., Yu Z. J., Edgar J. H. Low temperature epitaxial growth and photoluminescence characterization of GaN // Applied Physics Letters. 1994. V. 65. P. 2317(5).
8. Benyoucef M., Kuball M., Beaumont B., Gibart P. Raman mapping, photoluminescence investigations, and finite element analysis of epitaxial lateral overgrown GaN on silicon substrates // Applied Physics Letters. 2002. V. 80. P. 2275(4).
9. Buyanova I. A., Wagner Mt., Chen W. M., Monemar B., Lindström J. L., Amano H., Akasaki I. Photoluminescence of GaN: Effect of electron irradiation // Applied Physics Letters. 1998. V. 73. P. 2968(3).
10. Бессолов В. Н., Евстропов В. В., Компан М. Е., Меш М. В. Фотолуминесценция GaN: зависимость от интенсивности возбуждения // Физика и техника полупроводников. 2002. Т. 36. Вып. 10. С. 1207—1210.
11. Guan Sun, Yujie J. Ding, Guangyu Liu, Huang G. S., Hongping Zhao, Nelson Tansu, Khurgin J. B. Photoluminescence emission in deep ultraviolet region from GaN/AlN asymmetric-coupled quantum wells // Applied Physics Letters. 2010. V. 97. P. 021904(4).
12. Yu P. W., Jogai B., Rogers T. J., Martin P. A., Ballingall J. M. Temperature dependence of photoluminescence linewidth in modulation doped pseudomorphic high electron mobility transistor $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$ structures // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. P. 3263—3265.
13. Галиев Г. Б., Климов Е. А., Ключков А. Н., Лаврухин Д. В., Пушкарев С. С., Мальцев П. П. Фотолуминесцентные исследования метаморфных наногетероструктур

$\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ на подложках GaAs // Физика и техника полупроводников. 2014. Т. 48. Вып. 5. С. 658—666.

14. Kikkawa T., Makiyama K., Ohki T., Kanamura M., Imanishi K., Hara N., Joshin K. High performance and high reliability AlGaIn/GaN HEMTs // Phys. Stat. Solidi (a). 2009. V. 206. Is. 6. P. 1135—1144.
15. Saarinen K., Laine T., Kuisma S., Nissilä J., Hautojärvi P., Dobrzynski L., Baranowski J. M., Pakula K., Stepniewski R., Wojdak M., Wyszomolek A., Suski T., Leszczynski M., Grzegory I., Porowski S. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 3030—3033.
16. Singh R., Molnar R. J., Ünlü M. S., Moustakas T. D. Intensity dependence of photoluminescence in GaN thin films // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 64. P. 336.
17. Baur J., Kaufmann U., Kunzer M., Schneider J., Amano H., Akasaki I., Detchprohm T., Hiramatsu K. Photoluminescence of residual transition metal impurities in GaN // Appl. Phys. Lett. 1995. Vol. 67. P. 1140 (5).
18. Pressel K., Nilsson S., Heitz R., Hoffmann A., Meyer B. K. Photoluminescence study of the 1,047 eV emission in GaN // Journal of Applied Physics 79, 3214(3) (1996).
19. Gkrana V., Filintoglou K., Arvanitidis J., Christofilos D., Bazioti C., Dimitrakopoulos G. P., Katsikini M., Ves S., Kourouklis G. A., Zoumakis N., Georgakilas A., Piopoulos E. // Applied Physics Letters. 2014. Vol. 105. P. 092107 (7).
20. Галиев Г. Б., Климов Е. А., Грехов М. М., Пушкарев С. С., Лаврухин Д. В., Мальцев П. П. Структурные и фотолуминесцентные свойства низкотемпературного GaAs, выращенного на подложках GaAs (100) и GaAs (111)A // ФТП. 2016. Т. 50. Вып. 2. С. 195—203.
21. Галиев Г. Б., Васильевский И. С., Климов Е. А., Ключков А. Н., Лаврухин Д. В., Пушкарев С. С., Мальцев П. П. Фотолуминесцентные свойства модулированно-легированных структур $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с напряженными нановставками InAs и GaAs в квантовой яме // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49. Вып. 9. С. 1243—1253.
22. Галиев Г. Б., Васильевский И. С., Климов Е. А., Ключков А. Н., Лаврухин Д. В., Пушкарев С. С., Мальцев П. П. Особенности фотолуминесценции HEMT-наногетероструктур с составной квантовой ямой InAlAs/InGaAs/InAs/InGaAs/InAlAs // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49. Вып. 2. С. 241—248.
23. Васильевский И. С., Пушкарев С. С., Грехов М. М., Виниченко А. Н., Лаврухин Д. В., Коленцова О. С. Особенности диагностики метаморфных наногетероструктур InAlAs/InGaAs/InAlAs методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии в режиме ω -сканирования // ФТП. 2016. Т. 50. Вып. 4. С. 567—573.
24. Wu M. F., Shude Yao, Vantomme A., Hogg S. M., Langouche G., Li J., Zhang G. Y. Strain in AlGaIn layer studied by Rutherford backscattering/channeling and X-ray diffraction // J. Vac. Sci. Technol. B. 1999. V. 17. P. 1502—1506.
25. Torabi A., Hoke W. E., Mosca J. J., Siddiqui J. J., Halllock R. B., Kennedy T. D. Influence of AlN nucleation layer on the epitaxy of GaN/AlGaIn high electron mobility transistor structure and wafer curvature // J. Vac. Sci. Technol. B. 2005. V. 23. P. 1194—1198.
26. Кютт Р. Н., Мосина Г. Н., Щеглов М. П., Сорокин Л. М. Дефектная структура сверхрешеток AlGaIn/GaN, выращенных методом MOCVD на сапфире // Физика твердого тела. 2006. Т. 48. Вып. 8. С. 1491—1497.
27. Zhenyang Zhong, Ambacher O., Link A., Holy V., Stangl J., Lechner R. T., Roch T., Bauer G. Influence of GaN domain size on the electron mobility of two-dimensional electron gases in AlGaIn/GaN heterostructures determined by X-ray reflectivity and diffraction // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 3521—3523.
28. Yue Jun Sun, Brandt O., Tian Yu Liu, Trampert A., Ploog K. H., Blasing J., Krost A. Determination of the azimuthal orientational spread of GaN films by X-ray diffraction // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 4928—4930.

29. Chierchia R., Böttcher T., Heinke H., Einfeldt S., Figge S., Hommel D. Microstructure of heteroepitaxial GaN revealed by X-ray diffraction // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. P. 8918–8925.

30. Reiher A., Blasing J., Dadgar A., Krost A. Depth-resolving structural analysis of GaN layers by skew angle X-ray diffraction // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. P. 3537–3539.

31. Kuchuk A. V., Stanchu H. V., Chen Li, Ware M. E., Mazur Yu. I., Kladko V. P., Belyaev A. E., Salamo G. J. Measuring the depth profiles of strain/composition in AlGaIn-graded layer by high resolution X-ray diffraction // J. of Appl. Phys. 2014. V. 116. P. 224302(3).

32. Zhenyang Zhong, Ambacher O., Link A., Holy V., Stangl J., Lechner R. T., Roch T., Bauer G. Influence of GaN domain size on the electron mobility of two-dimensional electron gases in AlGaIn/GaN heterostructures determined by x-ray reflectivity and diffraction // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 3521.

33. Barchuk M., Holy V., Miljevi B., Krause B., Vaumbach T. Grazing-incidence X-ray diffraction from GaN epitaxial layers with threading dislocations // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. P. 021912(4).

34. Добрынин А. В. О применимости формулы Стони для расчета механических напряжений в толстых пленках и покрытиях // Письма в ЖТФ. 1997. Т 23. № 18. С. 32–36.

35. Einfeldt S., Diebelberg M., Heinke H., Hommel D., Rudloff D., Christen J., Davis R. F. Strain in cracked AlGaIn layers // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. P. 118–123.

36. Вороненков В. В. Оптимизация технологических условий эпитаксиального роста толстых слоев нитрида галлия: дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.10. СПб., 2015. 175 с.

37. Yuseong Jang, Won Rae Kim, Dong-Hyun Jang, Jong-In Shim, Dong-Soo Shin. Analysis of the stress distribution in the nonuniformly bent GaN thin film grown on a sapphire substrate // Journal of Applied Physics. 2010. V. 107. P. 113537(5).

38. Moram M. A., Vickers M. E., Kappers M. J., Humphreys C. J. The effect of wafer curvature on X-ray rocking curves from gallium nitride films // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 093528(4).

39. Стрельченко С. С., Лебедев В. В. Соединения АЗВ5. М.: Металлургия, 1984. С. 121.

40. Федоров Ю. В. Широкозонные гетероструктуры (Al, Ga, In)N и приборы на их основе для миллиметрового диапазона длин волн // ЭЛЕКТРОНИКА: наука, технология, бизнес. 2011. Т. 2 (00108). С. 92–107.

41. Иванов П. А., Потапов А. С., Николаев А. Е., Лундин В. В., Сахаров А. В., Цапульников А. Ф., Афанасьев А. В., Романов А. А., Осачев Е. В. Вольт-фарадные характеристики МДП структур (Al/Ti)/Al₂O₃/n-GaN // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49. № 8. С. 1061–1064.

42. Пасынков В. В., Чиркин Л. К. Полупроводниковые приборы: учебник для вузов. М.: Высш. шк., 1987.

43. Медведев С. П. Физика полупроводниковых и микроэлектронных приборов (биполярные приборы): учеб. пос. Пенза, 1996.

44. Малер Р., Кейминс Т. Элементы интегральных схем. М.: Мир, 1989.

45. Рубан О. А. Исследование поляризации в гетероструктурах с квантовой ямой AlGaIn/GaN методом вольт-фарадных характеристик // Нано- и микросистемная техника. 2016. № 11. С. 675–680.

E. A. Klimov, Ph. D., Senior Researcher, **D. V. Lavrukhin**, Researcher, **S. S. Pushkarev**, Ph. D., Senior Researcher, **O. A. Ruban**, Junior Researcher, **A. N. Alyoshin**, D. Sc., Head of Laboratory Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117105, Russian Federation

Corresponding author:

Ruban Oleg A., Junior Researcher, Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117105, Russian Federation

Nondestructing Methods for Control of the Arsenide and Nitride Heterostructures with a Quantum Well

Received on November 11, 2016

Accepted on November 22, 2016

The topic of the article is the nondestructing methods for control of the nitride and arsenide heterostructures with a quantum well: photoluminescence spectroscopy, x-ray diffractometry and measurement of the capacity-voltage characteristics. The main principles of these methods and the scope of their application are explained. Specific features of application of these methods to the nitride and arsenide heterostructures (Al, Ga, In)N and (Al, Ga, In)As, and their distinctions are described.

Keywords: nanostructures, capacity-voltage characteristics, photoluminescence, x-ray diffraction, nondestructing analysis

For citation:

Klimov E. A., Lavrukhin D. V., Pushkarev S. S., Ruban O. A., Alyoshin A. N. Nondestructing Methods for Control of the Arsenide and Nitride Heterostructures with a Quantum Well, *Nano- i Mikrosistemnaya Tekhnika*, 2017, vol. 19, no. 5, pp. 302–316.

DOI: 10.17587/nmst.19.302-316

Introduction

Development of HEMT (high electron mobility transistor) technology is aimed at thinning of the barrier layer of the semi-conductor heterostructure, and reduction of the subgate capacity in order to ensure higher working frequencies of the transistors. Development of monolithic integrated circuits on

the basis of HEMT becomes simpler with the use of the computer-aided design. Their application requires models, which give a comprehensive idea about a heterostructure: the state of the layers forming a two-dimensional potential well, availability and nature of the electronic traPL, concentration and mobility of the electrons in the channel layer. Therefore, the

nondestructing control of the initial heterostructures is one of the key moments in designing and manufacturing of the monolithic integrated circuits. The work presents the basic methods of the nondestructing control of the semi-conductor heterostructures with quantum wells and two-dimensional electronic gas: both the arsenide (Al, Ga, In)As and the nitride (Al, Ga, In)N ones. The former are usually grown by molecule-beam epitaxy on the substrates of GaAs (100) and InP (100), and the latter — by metalorganic gas-cycle epitaxy on the substrates of Al₂O₃ (0001) and 6H-SiC (0001).

1. Photoluminescence Spectroscopy

The quality of the semi-conductor heterostructures can be controlled by means of spectroscopy of photoluminescence (PL) [1]. This method is applicable to the semi-conductor compounds, in which the transition of a photo-excited electron from the conductivity zone into the valency zone is not accompanied by a loss of an impulse (direct transition, direct band semiconductors). Among them are arsenides and nitrides of the III group of the periodic system (except AlAs). Measurement of PL demands cooling of samples down to the temperature of boiling of liquid nitrogen (77 K), due to this the intensity of the recorded luminescent radiation increases and, which is the most important thing, the closely located peaks on the spectra are resolved.

Luminescent radiation of the arsenide heterostructures (Al, Ga, In)As lays in a lower energy area of the electromagnetic spectrum (0.5...2.4 eV) in comparison with the luminescent radiation of the nitride heterostructures (Al, Ga, In)N (0.9...5.5 eV). In case of PL of both types of the heterostructures the following types of the radiating electronic transitions are observed: through the forbidden zone of the volume material (boundary PL), between the levels of the dimensional quantization of the electrons and wells in the quantum wells, and also from the levels of impurities or defects into the valency zone.

The heterostructures on the basis of GaN (Al_xGa_{1-x}N/GaN or In_xGa_{1-x}N/GaN), excited by a laser (PL) or an electronic beam (cathodoluminescence), generate their own radiation in several bands: UV, visible and near IR.

In the UV range the *near-band-edge emission* PL is present, caused by a recombination of the excitons in the volume layer of GaN. Such PL will necessarily reveal itself in the spectra of the nitride heterostructures, because GaN material is present and it dominates in all the nitride heterostructures (fig. 1). The basic peak with a power position of 3.456 eV (temperature of measurements — 15 K [2]), 3.468 eV (10 K [3]), 3.484 eV (10 K [4]) is caused by a recombination of the excitons, connected on neutral small donors (*donor-bound excitons*, DBE). Less intensive peaks are caused by the single and double phonon replicas of DBE recombination (3.369 and 3.269 eV, accordingly [2]; in [3] the first phonon replica — 3.406 eV). In the films with a very high degree of perfection of the crystal structure grown on GaN substrates at the temperature of measurements of 15 K in PL spectrum in the area of 3.3...3.5 eV rather many separate peaks are admissible [5]. Out of them two the most intensive peaks with the power positions of 3.4720 and 3.4728 eV are caused by a recombination of A-excitons, connected on *donor-bound excitons* (DBE): oxygen and silicon, accordingly. The less intensive peaks are caused: by a recombination of A-excitons, connected on the neutral small unidentified acceptor (3.4673 eV); two-electron recombination of A-excitons, connected on donor-bound excitons

of O and Si (3.4475 and 3.4512 eV, accordingly); recombination of B-excitons, connected on donor-bound excitons of O and Si; recombination of free A- and B-excitons. If the measurements are done at an insufficiently low temperature (30...77 K [6]), then the thin exciton structure is not distinguished, and the widened basic peak of DBE is mainly visible. With an increase of the deficiency of GaN films (for example, if the growth temperature of the films goes from 680 down to 500 °C at MOCVD [7] or, if the films are grown on Si substrates [7, 8]), the intensity of the peak boundary PL, which in this case also is not admitted to separate lines, decreases and the peak can even disappear at all. Besides, in the UV range there is also a peak from the excitons, strongly connected on the lengthy defects, in particular, on dislocations (its power position is 3.370 eV [9] or 3.404 eV [8]). In [10] it is shown, that when analyzing the dependence of the intensity of the boundary PL of the epitaxial GaN films on the intensity of photoexcitation, it is possible to draw a conclusion on the density of the dislocations in a film and to compare qualitatively different films by this parameter.

Also in the UV range during research of AlGaN/GaN heterostructures with the quantum wells PL appears, connected with the transitions of the electrons between the levels of the dimensional quantization in a quantum well [3, 11]. By means of research of the temperature dependence of the semi-widths of the photoluminescence peaks caused by the radiating transitions of electrons between the electron and the well levels of the dimensional quantization in a quantum well, it is possible to estimate the concentration of electrons in a quantum well of a heterostructure [12]. This is also fair for the arsenide heterostructures [13] (fig. 2, a), by the intensity of PL of a quantum well it is possible to estimate the mobility of the electrons [13] (fig. 3), because both values depend on the deficiency of a heterostructure.

In the range of the visible radiation a "yellow" PL (*yellow luminescence*) is revealed. In PL spectrum a very wide peak is observed in the area of 1.52.5 eV with the maximum close to 2.2 eV (fig. 4), which is caused by transition of the electrons from the zone of conductivity or from the levels of small donors to the levels of the deep acceptors in the volume layer of GaN. Such PL is also visible on in the spectra of the nitride heterostructures. As deep acceptors the atoms of C, Fe, vacancies of Ga and complexes of V_{Ga}—O_N (vacancy of gallium — atom of O in the N node) are considered. A powerful "yellow" PL testifies to a big concentration of an undesirable background impurities and defects in the investigated film or heterostructure. Presence of an intensive "yellow" PL is directly connected with a decrease of reliability [14] and speed [15] of the microwave transistors on GaN.

Unlike the near-boundary PL, the intensity of which increases linearly with an increase of the intensity of the exciting laser, the intensity of the yellow PL comes to a saturation (fig. 5), which agrees well with a simple model of a recombination through a strip of the power states deeply inside of the forbidden zone [16]. From this it follows, that during a comparison of the intensity of the "yellow" and the near-boundary PL for estimation of the quality of a crystal structure of a sample it is necessary to consider the intensity of the excitation.

In [4] a method was developed for estimation of the concentration of the deep acceptors responsible for the "yellow" PL by means of measurement of the dependence of the intensity of the "yellow" PL I_{YL} on the intensity of photoexcitation

tation P_0 and the subsequent approximation of this experimental dependence by the following formula:

$$I_{YL} = \frac{N}{\alpha\tau} \ln\left(1 + \frac{\alpha\tau\eta_{ext}P_0}{N}\right), \quad (1)$$

where N — concentration of the deep acceptors (an adjusted parameter in the given expression), α — absorption coefficient of the laser radiation with the wavelength of 325 nm in GaN ($\alpha \sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$); τ — lifetime of an electron on the levels of the deep acceptors ($\tau \sim 0.4$ ms, according to the measured exponential attenuation of the "yellow" PL after a pulse excitation), η_{ext} — quantum efficiency ($\eta_{ext} = I_{YL}/P_0 = 4\%$ according to the direct measurements of a standard sample). The method is applicable for thick films of GaN (over 1 micrometer) and not too high intensity of photoexcitation (below 100 W/cm^2). According to it, in the work [4] $N = 3.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Unlike the near-boundary PL, which attenuates with a rise of the temperature of measurements, yellow PL, on the contrary, becomes a little more intensive with the rise of the temperature of measurements [4].

In the near IR range PL appears, caused by the internal electronic transitions in the impurity he impurity atoms of 3D elements: V^{3+} (0.931 eV), Co^{2+} (1.047 eV), Ti^{2+} or Cr^{4+} (1.190 eV), Fe^{3+} (1.300 eV) [17, 18].

The power position of the boundary/near-boundary PL is influenced not only by the change of a film composition, but also and by the residual elastic stress in the grown film. Comparing the power position of the peak of the boundary/near-boundary PL, measured from different sites of a plate, it is possible to draw a conclusion on a non-uniform distribution of the elastic stress in the plate (fig. 6) (it is necessary to separate the influence of the heterogeneity of a plate by composition on the shift of PL peaks, for example, preliminary having defined the heterogeneity of the composition by means of x-ray diffractometry) [2]. The above method concerns mainly the nitride heterostructures, in which the values of the residual elastic stresses are much higher, than in the arsenide ones. Also, the contributions to the changes of the composition and of the internal elastic stress can be divided by means of a joint application of the spectroscopy of a combinational scattering of light and spectroscopy of PL for research of the nitride structures [19] (fig. 7).

Analysis of the nitride heterostructures by the method of spectroscopy of photoluminescence differs from the analysis of the arsenide heterostructures by the fact that it demands the use of a more short-wave laser (with the wavelength less than 325 nm), for example, He-Cd laser with the wavelength of 325 nm), and also a diffraction lattice of the monochromator with a higher density of the strokes (1200 or 2400 strokes/mm), while for the analysis of the arsenide heterostructures a laser with the wavelength less than 630 nm and a lattice of 600 strokes/mm is suitable.

2. X-ray Diffractometry

The most frequently applied modes of research of the heterostructures by the method of x-ray diffractometry are: $\theta/2\theta$ -scanning, ω -scanning, mapping of scattering of the x-ray radiation in the angular co-ordinates or in the reverse space. The arsenide heterostructures are investigated by the method of x-ray diffractometry in the modes described in [20–23], and the nitride ones — in [24–30].

The curves of the diffraction reflexion, recorded in the mode of $\theta/2\theta$ -scanning simultaneously from the crystallographic planes with the symmetric and asymmetric indexes, give a chance to determine the parameter of a lattice of a monocrystal material in several directions, at that, the curves of the diffractive reflexion contain information on the parameters of the lattices of all the layers of a heterostructure. From the received data a conclusion is made about the composition of a material and elastic deformation of a crystal lattice. Besides, the software allows us to model a curve of the diffractive reflexion from a complex multilayered heterostructure and adjust it to the experimentally measured one, varying the thicknesses and compositions of the layers. Thus, it is possible to determine the thicknesses and compositions of the layers (fig. 8).

The curves of the diffractive reflexion, recorded in the mode of ω -scanning, give a chance by the semi-width of the peak from a film to estimate the off-orientation (mosaicity) of the crystal structure of the film, caused by the local distortions and turns of the crystal structure round the dislocations existing in the film, and also the domain structure of a film. Thereby it is possible to estimate the density of the dislocations and the dimensions of the domains. In [5] it is shown, that GaN film grown on GaN substrate has about the same semi-width of ω -peak, as the substrate ($53''/52''$ at reflexion from the planes (002) of the films/substrates, $145''/137''$ at reflexion from the planes (102), $54''/42''$ at reflexion from the planes (104)), which means a very high degree of perfection of the crystal structure of GaN film on GaN substrate. In [32] by the semi-width of ω -peak of GaN the sizes of the columnar domains formed in AlGaIn/GaAs heterostructures, grown by MOCVD method on $c\text{-Al}_2\text{O}_3$ substrates, are estimated, and also it is shown, that an increase of the sizes of the domains leads to a higher mobility of the electrons.

Maps of scattering of the x-ray radiation combine the advantages of $\theta/2\theta$ - and ω -scannings, however, they demand more time for signal accumulation (the problem is solved by the use of a powerful source of radiation, synchrotron, for example). Maps of scattering allow us to approximate in the best way the experimental data by the calculated ones, especially this concerns the diffusive scattering of the x-ray radiation caused by dislocations. Comparison of the experimental and calculated maps of scattering allows us to determine the density of the dislocations. In [33] it is shown, that the use of the geometry of a sliding and falling beam (the full internal reflexion is realized, at that, the falling and the reflected beams are directed at very small angle (0.6°) to the surface of the sample) during measurement of the maps of scattering allows us to halve the error of determination of the density of the boundary sprouting dislocations in GaN film on sapphire in comparison with the use of the geometry of a regular diffractive reflexion of a beam from the symmetric and asymmetric crystallographic planes. However, a drawback of the geometry of a sliding fall is that the screw dislocations are not revealed, while the measurement of the maps of scattering in the geometry of a regular diffractive reflexion from the symmetric and asymmetric planes allows us to divide the contribution of the sprouting boundary and screw dislocations. The values of the total density of the dislocations are confirmed by determination of the density of the pits of etching.

The epitaxial multilayered heterostructure on the basis of GaN is characterized by an elastic stress, which is due to several factors: 1) differences in the coefficients of thermal ex-

pansion of GaN and of the substrate material (the coefficient begins to play its role during cooling of a plate from the temperature of growth down to the room temperature, and as a result, the GaN layer on Al₂O₃ substrate becomes compressed, and on the 6H-SiC substrate — stretched); 2) non-uniform heating of the heterostructure in the process of the epitaxial growth; 3) discrepancy of the constants of the GaN lattice and the substrate material; 4) formation of defects in the process of the epitaxial growth (usually this leads to a stretching elastic stress). The elastic stress arising in a film can cause bending of a plate [34]; occurrence of cracks in the film [35]; delamination of the film from a substrate; and formation of dislocations of discrepancy [36]. The radius of curvature of plate R is determined by Stoney formula:

$$R = \left(\frac{E_{substrate}}{1 - \nu_{substrate}} \right) \frac{h_{substrate}^2}{6\sigma_{film}h_{film}}, \quad (2)$$

where $E_{substrate}$ and $\nu_{substrate}$ — Young modulus and Poisson's ratio of the material of the substrate, $h_{substrate}$ and h_{film} — thicknesses of the substrate and the film, σ_{film} — elastic stress in the film. Stoney formula is applicable to the thin intense films on the relatively thick substrates ($h_{film} \ll h_{substrate}$). The film deflection Δz is determined by the following expression:

$$\Delta z \approx \frac{D^2}{8R}, \quad (3)$$

where D — diameter of a plate. Usually, the plates with the nitride structures have the curvature radius of 5...10 m, and the deflection of the two-inch plates equals to 30...60 micrometers [37]. In case of a strong elastic stress of a film the curvature of a plate becomes not spherical, but cylindrical. The curvature of a plate, just like presence of dislocations in a heterostructure, leads to broadening of ω -peaks. The contribution of the curvature of a plate to this broadening becomes especially noticeable during research of the high-quality nitride heterostructures with a small density of the dislocations. In [38] the authors demonstrated, that at a reflexion from the symmetric planes (0006) a contribution of the curvature of a plate can be minimized by reducing the height of the x-ray beam by means of changing the width of the collimator crack (fig. 9), or by using not the whole plate, but its small fragment (with the area of several square millimeters); however, at that, the intensity of the reflected beam will be reduced. For the arsenide structures due to their rather small elastic stress (~10 MPa in comparison with ~450 MPa in the nitride heterostructures) the influence of the curvature of a plate on the semi-width of ω -peaks is considerably less.

3. Capacity-voltage Method of Research of the Heterostructures

The capacity-voltage measurement of the parameters of the semiconductors are based on determination of the dependence of the capacity of a structure, which is due to the presence of a volume charge in the near-surface area of the semiconductor, on the voltage applied to it [39]. Simultaneously the structure may be influenced by the other factors, which can vary during the measurements. Among them are the influence on the structure of an external photoactive radiation and its heating under a certain law. The capacity aris-

ing due to absorption of radiation, in the first case is called photocapacity, and in the second case — thermostimulated capacity. Another distinctive feature of the methods is presence of two electric signals supplied to the structure. The first signal is a constant voltage (bias voltage), which ensures support for the working point of the device, and the second signal is an alternating voltage of a small amplitude (measuring signal), necessary for measurement of the capacity of the structure. The capacity-voltage methods are based on the electron theory of the near-surface area of a spatial charge and differential surface capacity. Therefore, an important point of the measurement is understanding of the physical processes occurring in the semiconductor structures, which lead to appearance of a capacity.

The nanosized structures are practically always created on the basis of the films with thickness of tens (units) of nanometers or from thin-film multilayered structures [40]. It is clear, that during transportation of the electrons lengthways or across a film or a structure the basic influence on the processes will be rendered by the boundary (interface) parameters and the near-surface areas. The electrons are captured by the local levels on the boundary, which leads to formation of the embedded charges. The role of such surface charges can also be played by an external electric field.

If an electric field is applied to the condenser, one of the facings of which is a semiconductor plate, an induced charge appears near its surface. This charge is created by the mobile charge carriers, which are present in a semiconductor. The appearing charge shields the rest of the volume of the semiconductor from penetration of an external electric field.

Depending on a correlation of the work functions (Fermi levels) of the materials and conductivity of a semiconductor during a contact of a metal with a semiconductor, four situations are possible. In two situations appearance of an enriched layer is observed, and in two other ones — of a depleted and even inverse layers. If an enriched layer is obtained, then for the charge carriers during their movement from a material into a material no potential barrier will be formed. If the layer turns out to be impoverished, there is a potential barrier. This barrier is called Schottky barrier (Schottky diode) [41].

The form of such a barrier essentially differs from the form of the barriers with nonmetallic substances. The most important thing is that the barrier's top has a triangular form, i.e. its thickness obviously decreases, when the energy of particles approach the top. As a result a possibility appears for a tunnel transition, the probability of which raises with approaching of the top of a potential barrier.

Fig. 10 presents a typical power diagram of a metal-semiconductor transition of n -type in an equilibrium state (without an external electric field). The same figure presents a distribution of the charge carriers. Since there are much more electrons in the metal, only a part of it is visible [42].

In the contact plane here there is a rupture of zones ΔE_C ; there are two potential barriers and they are different in values: ΔE_{Me} is a barrier for the electrons of the metal, and $q\phi_0$ — for the electrons of the semiconductor.

In order to calculate the distribution of the electric potential in the contact place, it is necessary to solve Poisson equation. In case of depletion (there are no charge carriers in the depleted layer near the metallurgical boundary) the charge in the depleted area with the length of δ is determined by the

charges of the ionized donors of N_D . In this case the equation will produce the following results (fig. 11):

$$E = \frac{q}{2\varepsilon_s\varepsilon_0} N_D(\delta - x); \quad (4)$$

$$\varphi = -\frac{q}{2\varepsilon_s\varepsilon_0} N_D(\delta - x)^2 + \varphi_{\pi/\pi}, \quad (5)$$

here ε_s — dielectric permeability of the semiconductor.

From equation (5) we can get $\delta = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0}{qN_D}(\varphi_0 - U)}$, where ε_0 — contact potential difference and U — applied voltage. The spatial charge is in the semiconductor [43]

$$Q_s = qN_D\delta S = S\sqrt{2\varepsilon_s\varepsilon_0qN_D(\varphi_0 - U)}, \quad (6)$$

where S — area of Schottky transition.

By definition, the capacity is the speed of change of a charge during the change of the applied voltage, i.e. $C \equiv \frac{dQ}{dU}$.

Change of the charge in the transition is connected with a change of the thickness of the depletion area, which depends on the applied voltage. Thus,

$$C = S \frac{\varepsilon_s\varepsilon_0qN_D}{\sqrt{2(\varphi_0 - U)}} = \frac{\varepsilon_s\varepsilon_0S}{\delta}. \quad (7)$$

Let us express the full voltage, applied to the transition, through the capacity:

$$\varphi_0 - U = \frac{q\varepsilon_s\varepsilon_0N_D S^2}{2C^2}. \quad (8)$$

This correlation shows that the diagram of the dependence of a square of value, inverse capacity, on the bias voltage should be a straight line. Knowing the inclination of this line, it is possible to determine the level of doping of semiconductor N_D , while the point of crossing of the straight line with the axis of abscissa gives value φ_0 . In practice the most serious discrepancy arises at definition of φ_0 on crossing of the diagram with the axis of voltage; as far as the inclination of the curve is concerned, it usually allows us to determine precisely enough the concentration of an impurity.

The equivalent scheme of Schottky diode is presented in fig. 12 [44, 45].

Resistor R_s is the resistance of the volume of the semiconductor (resistance of base), and R_p — nonlinear resistance of Schottky transition proper, depending on the applied voltage.

The installation for measurement of the capacity-voltage characteristics is a software-hardware complex, which is used to supply two signals to the heterostructure for measuring of the capacity. The first signal develops the bias voltage ensuring support for the working point of the device (a certain bending of the zones), the second one is a measuring signal in the form of an alternating voltage, which allows us to determine the differential capacity of a heterostructure. The scheme of the installation, on which the measurements are done, is presented in fig. 13.

Conclusion

The specific features of the crystal structure of the heterostructures on the basis of semi-conductor compounds of group A^3B^5 are more convenient and can be most easily diagnosed by means of photoluminescence spectroscopy, x-ray diffractometry and measurements of the capacity-voltage characteristics (as far as the optical microscopy is concerned, it is actively used, too, but it provides limited information and only about the state of the surface of the heterostructures). These are nondestructing methods (provided that equipment makes it possible to insert the investigated plate entirely in it). They are effectively applied for diagnostics of the heterostructures on the basis of arsenides (Al, Ga, In)As and nitrides (Al, Ga, In)N. The photoluminescence spectroscopy allows us to estimate the concentration of the dot defects (including the undesirable background impurities) in a heterostructure. The x-ray diffractometry allows us to estimate the density of the two-dimensional (including various dislocations) and three-dimensional defects in a monocrystal material, composition and thickness of the layers of a heterostructure, and the elastic stresses in them. The general technique of the analysis for the arsenide heterostructures and the nitride heterostructures is very similar, however, in case of the nitride heterostructures it is necessary to consider much bigger values of the elastic stresses and curvatures of the plates, which results in a bigger shift of the peak of the boundary/near-boundary photoluminescence, and also to a wider peak on ω -curves of the diffractational reflexion; the latter circumstance leads to an overestimated estimation of the density of the dislocations and demands minimization of the curvature effect of the plates.

Out of the electrophysical methods of the nondestructing control the most widely applied is the capacity-voltage method. It allows to determine the distribution of charges by the depth of a heterostructure and to reveal the doping areas, the charged centers and the electrons in a quantum well.

The work was done with a financial support of the Ministry of Education and Science of Russia (grant agreement № 14.607.21.0011, the unique identifier of the project — RFMEF160714X0011).

References

1. Gruzov V. V., Kolkovskij Yu. V., Kontsevoj Yu. A. *Kontrol' novykh tekhnologij v tverdotel'noj SVCH ehlektronike*, Moscow, Tekhnosfera, 2016, 328 p. (in Russian).
2. Bhat T. N., Dolmanan S. B., Dikme Y., Tan H. R., Bera L. K., Tripathy S. Structural and optical properties of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ high electron mobility transistor structures grown on 200 mm diameter Si(111) substrates, *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 2014, vol. 32, pp. 021206.
3. Fang C. Y., Lin C. F., Edward Yi Chang, Feng M. S. A study of subbands in $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ high-electron-mobility transistor structures using low-temperature photoluminescence spectroscopy, *Applied Physics Letters*, 2002, vol. 80, pp. 4558 (3).
4. Reshchikov M. A. Determination of acceptor concentration in GaN from photoluminescence, *Applied Physics Letters*, 2006, vol. 88, pp. 202104 (3).
5. Reshchikov M. A., Huang D., Yun F., He L., Morkoç H., Reynolds D. C., Park S. S., Lee K. Y. Photoluminescence of GaN grown by molecular-beam epitaxy on a freestanding GaN template, *Applied Physics Letters*, 2001, vol. 79, pp. 3779 (3).
6. Khan M. A., Skogman R. A., Van Hove J. M., Krishnakutty S., Kolbas R. M. Photoluminescence characteristics of AlGaNGaNAlGaIn quantum wells, *Applied Physics Letters*, 1990, vol. 56, pp. 1257 (3).
7. Dissanayake A., Lin J. Y., Jiang H. X., Yu Z. J., Edgar J. H. Low temperature epitaxial growth and photoluminescence characterization of GaN, *Applied Physics Letters*, 1994, vol. 65, pp. 2317 (5).

8. **Benyoucef M., Kuball M., Beaumont B., Gibart P.** Raman mapping, photoluminescence investigations, and finite element analysis of epitaxial lateral overgrown GaN on silicon substrates, *Applied Physics Letters*, 2002, vol. 80, pp. 2275.
9. **Buyanova I. A., Wagner Mt., Chen W. M., Monemar B., Lindström J. L., Amano H., Akasaki I.** Photoluminescence of GaN: Effect of electron irradiation, *Applied Physics Letters*, 1998, vol. 73, pp. 2968 (3).
10. **Bessolov V. N., Evstropov V. V., Kompan M. E., Mesh M. V.** Fotoluminescentsiya GaN: zavisimost' ot intensivnosti vzbuzhdeniya, *Fizika i tekhnika poluprovodnikov*, 2002, vol. 36, is. 10, pp. 1207—1210 (in Russian).
11. **Guan Sun, Yujie J. Ding, Guangyu Liu, Huang G. S., Hongping Zhao, Nelson Tansu, Jacob B. Khurgin.** Photoluminescence emission in deep ultraviolet region from GaN/AlN asymmetric-coupled quantum wells, *Applied Physics Letters*, 2010, vol. 97, pp. 021904 (4).
12. **Yu P. W., Jogai B., Rogers T. J., Martin P. A., Ballingall J. M.** Temperature dependence of photoluminescence linewidth in modulation doped PLeudomorphic high electron mobility transistor Al_xGa_{1-x}As/InyGa_{1-y}As/GaAs structures, *Appl. Phys. Lett.*, 1994, vol. 65, pp. 3263—3265.
13. **Galiev G. B., Klimov E. A., Klochkov A. N., Lavrukhin D. V., Pushkarev S. S., Mal'tsev P. P.** Fotoluminescentnye issledovaniya metamorfnykh nanogeterostruktur In_{0.7}Al_{0.3}As/In_{0.75}Ga_{0.25}As/In_{0.7}Al_{0.3}As na podlozhkakh GaAs, *Fizika i tekhnika poluprovodnikov*, 2014, vol. 48, vyp. 5, pp. 658—666 (in Russian).
14. **Kikkawa T., Makiyama K., Ohki T., Kanamura M., Imanishi K., Hara N., Joshin K.** High performance and high reliability AlGaIn/GaN HEMTs, *Phys. Stat. Solidi (a)*, 2009, vol. 206, is. 6, pp. 1135—1144.
15. **Saarinen K., Laine T., Kuisma S., Nissilä J., Hautojärvi P., Dobrzynski L., Baranowski J. M., Pakula K., Stepniewski R., Wojdak M., Wyszynski A., Suski T., Leszczynski M., Grzegory I., Porowski S.**, *Phys. Rev. Lett.*, 1997, vol. 79, pp. 3030—3033.
16. **Singh R., Molnar R. J., Ünlü M. S., Moustakas T. D.** Intensity dependence of photoluminescence in GaN thin films, *Appl. Phys. Lett.*, 1994, vol. 64, 336 p.
17. **Baur J., Kaufmann U., Kunzer M., Schneider J., Amano H., Akasaki I., Detchprohm T., Hiramatsu K.** Photoluminescence of residual transition metal impurities in GaN, *Appl. Phys. Lett.*, 1995, vol. 67, pp. 1140 (3).
18. **Pressel K., Nilsson S., Heitz R., Hoffmann A., Meyer B. K.** Photoluminescence study of the 1.047 eV emission in GaN, *Journal of Applied Physics*, 1996, vol. 79, pp. 3214 (3).
19. **Gkrana V., Filintoglou K., Arvanitidis J., Christofilos D., Baziotti C., Dimitrakopoulos G. P., Katsikini M., Ves S., Kourouklis G. A., Zoumakis N., Georgakilas A., Iliopoulos E.**, *Applied Physics Letters*, 2014, vol. 105, pp. 092107 (7).
20. **Galiev G. B., Klimov E. A., Grekhov M. M., Pushkarev S. S., Lavrukhin D. V., Mal'tsev P. P.** Strukturnye i fotoluminescentnye svoystva nizkotemperaturnogo GaAs, vyrashhennogo na podlozhkakh GaAs (100) i GaAs (111)A, *FTP*, 2016, vol. 50, is. 2, pp. 195—203 (in Russian).
21. **Galiev G. B., Vasil'evskij I. S., Klimov E. A., Klochkov A. N., Lavrukhin D. V., Pushkaryov S. S., Mal'tsev P. P.** Fotoluminescentnye svoystva modulirovanno-legirovannykh struktur In_xAl_{1-x}As/InyGa_{1-y}As/InxAl_{1-x}As s napryazhennymi nanovstavkami InAs i GaAs v kvantovoy yame, *Fizika i tekhnika poluprovodnikov*, 2015, vol. 49, is. 9, pp. 1243—1253 (in Russian).
22. **Galiev G. B., Vasil'evskij I. S., Klimov E. A., Klochkov A. N., Lavrukhin D. V., Pushkaryov S. S., Mal'tsev P. P.** Osobennosti fotoluminescentssii HEMT-nanogeterostruktur s sostavnoj kvantovoy yamoy InAlAs/InGaAs/InAs/InGaAs/InAlAs, *Fizika i tekhnika poluprovodnikov*, 2015, vol. 49, is. 2, pp. 241—248 (in Russian).
23. **Vasil'evskij I. S., Pushkarev S. S., Grekhov M. M., Vinichenko A. N., Lavrukhin D. V., Kolentsova O. S.** Osobennosti diagnostiki metamorfnykh nanogeterostruktur InAlAs/InGaAs/InAlAs metodom vysokorazreshayushhej rentgenovskoj diffraktometrii v rezhime ω-skanirovaniya, *FTP*, 2016, vol. 50, is. 4, pp. 567—573 (in Russian).
24. **Wu M. F., Shude Yao, Vantomme A., Hogg S. M., Langouche G., Li J., Zhang G. Y.** Strain in AlGaIn layer studied by Rutherford backscattering/channeling and X-ray diffraction, *J. Vac. Sci. Technol. B.*, 1999, vol. 17, pp. 1502—1506.
25. **Torabi A., Hoke W. E., Mosca J. J., Siddiqui J. J., Hallock R. B., Kennedy T. D.** Influence of AlN nucleation layer on the epitaxy of GaN/AlGaIn high electron mobility transistor structure and wafer curvature, *J. Vac. Sci. Technol. B.*, 2005, vol. 23, pp. 1194—1198.
26. **Kyutt R. N., Mosina G. N., Shheglov M. P., Sorokin L. M.** Defektnaya struktura sverkhreshyotok AlGaIn/GaN, vyrashhennykh metodom MOCVD na sapphire, *Fizika tvyordogo tela*, 2006, vol. 48, is. 8, pp. 1491—1497 (in Russian).
27. **Zhenyang Zhong, Ambacher O., Link A., Holy V., Stangl J., Lechner R. T., Roch T., Bauer G.** Influence of GaN domain size on the electron mobility of two-dimensional electron gases in Al-GaN/GaN heterostructures determined by X-ray reflectivity and diffraction, *Appl. Phys. Lett.*, 2002, vol. 80, pp. 3521—3523.
28. **Yue Jun Sun, Oliver Brandt, Tian Yu Liu, Trampert A., Ploog K. H., Blasing J., Krost A.** Determination of the azimuthal orientational spread of GaN films by X-ray diffraction, *Appl. Phys. Lett.*, 2002, vol. 81, pp. 4928—4930.
29. **Chierchia R., Böttcher T., Heinke H., Einfeldt S., Figge S., Hommel D.** Microstructure of heteroepitaxial GaN revealed by X-ray diffraction, *J. Appl. Phys.*, 2003, vol. 93, pp. 8918—8925.
30. **Reiher A., Blasing J., Dadgar A., Krost A.** Depth-resolving structural analysis of GaN layers by skew angle X-ray diffraction, *Appl. Phys. Lett.*, 2004, vol. 84, pp. 3537—3539.
31. **Kuchuk A. V., Stanchu H. V., Chen Li, Ware M. E., Mazur Yu. I., Kladko V. P., Belyaev A. E., Salamo G. J.** Measuring the depth profiles of strain/composition in AlGaIn-graded layer by high resolution X-ray diffraction, *J. of Appl. Phys.*, 2014, vol. 116, pp. 224302.
32. **Zhong Z., Ambacher O., Link A., Holy V., Stangl J., Lechner R. T., Roch T., Bauer G.** Influence of GaN domain size on the electron mobility of two-dimensional electron gases in AlGaIn/GaN heterostructures determined by x-ray reflectivity and diffraction, *Appl. Phys. Lett.*, 2002, vol. 80, pp. 3521.
33. **Barchuk M., Holý V., Miljevi B., Krause B., Baumbach T.** Grazing-incidence X-ray diffraction from GaN epitaxial layers with threading dislocations, *Appl. Phys. Lett.*, 2011, vol. 98, pp. 021912 (4).
34. **Dobrynin A. V.** O primenimosti formuly Stoni dlya raschyota mekhanicheskikh napryazhenij v tolstykh plyonkakh i pokrytiyakh, *Pis'ma v ZHTF*, 1997, vol. 23, no. 18, pp. 32—36 (in Russian).
35. **Einfeldt S., Dießelberg M., Heinke H., Hommel D., Rudloff D., Christen J., Davis R. F.** Strain in cracked AlGaIn layers, *J. Appl. Phys.*, 2002, vol. 92, pp. 118—123.
36. **Vorononov V. V.** Optimizatsiya tekhnologicheskikh uslovij ehpitaksial'nogo rosta tolstykh sloev nitrida galliya: dis. kand. fiz.-mat. nauk: 01.04.10. Sankt-Peterburg, 2015, 175 p. (in Russian).
37. **Yuseong Jang, Won Rae Kim, Dong-Hyun Jang, Jong-In Shim, Dong-Soo Shin.** Analysis of the stress distribution in the nonuniformly bent GaN thin film grown on a sapphire substrate, *Journal of Applied Physics*, 2010, vol. 107, pp. 113537 (5).
38. **Moram M. A., Vickers M. E., Kappers M. J., Humphreys C. J.** The effect of wafer curvature on X-ray rocking curves from gallium nitride films, *J. Appl. Phys.*, 2008, vol. 103, pp. 093528 (4).
39. **Strel'chenko S. S., Lebedev V. V.** Soedineniya A3B5, Moscow, Metallurgiya, 1984, 121 p. (in Russian).
40. **Fedorov Yu. V.** Shirokozonnnye geterostruktury (Al,Ga,In)N i pribory na ikh osnove dlya millimetrovogo diapazona dlín voln, *EHLEKTRONIKA: nauka, tekhnologiya, biznes*, 2011, vol. 2 (00108), pp. 92—107 (in Russian).
41. **Ivanov P. A., Potapov A. S., Nikolaev A. E., Lundin V. V., Sakharov A. V., TSatsul'nikov A. F., Afanas'ev A. V., Romanov A. A., Osachev E. V.** Vol't-faradnye kharakteristiki MDP struktur (Al/Ti)/Al₂O₃/n-GaN, *Fizika i tekhnika poluprovodnikov*, 2015, vol. 49, no. 8, pp. 1061—1064 (in Russian).
42. **Pasyonov V. V., Chirkin L. K.** Poluprovodnikovyye pribory: uchebnykh dlya vuzov, Moscow, Vyssh. shk., 1987. (in Russian).
43. **Medvedev S. P.** *Fizika poluprovodnikovykh i mikroelektronnykh priborov* (bipolyarnyye pribory): ucheb. pos., Penza, 1996. (in Russian).
44. **Maler R., Kejmins T.** Ehlementy integral'nykh skhem, Moscow, Mir, 1989. (in Russian).
45. **Ruban O. A.** Issledovanie polarizatsii v geterostrukturakh s kvantovoy yamoy AlGaIn/GaN metodom vol't-faradnykh kharakteristik, Nano- i mikrosistemnaya tekhnika, 2016, no. 11, pp. 675—680 (in Russian).

Н. В. Шаврук, науч. сотр., e-mail: kolq@mail.ru,

С. В. Редькин, канд. техн. наук, вед. науч. сотр., e-mail: sergeiredckin@yandex.ru,

А. А. Трофимов, мл. науч. сотр., e-mail: aa-trofimov@yandex.ru,

Н. Е. Иванова, инженер-исследователь,

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук

А. С. Скрипниченко, вед. инженер,

ОАО Научно-исследовательский институт точного машиностроения, г. Зеленоград

В. С. Кондратенко, д-р техн. наук, проф., e-mail: vsk1950@mail.ru,

В. В. Стыран, лаборант, e-mail: st-slava@bk.ru,

Физико-технологический институт, Московский технологический университет

РАЗДЕЛЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИН ИЗ ТВЕРДОГО МАТЕРИАЛА НА КРИСТАЛЛЫ

Поступила в редакцию 21.10.2016

Проведены работы по разделению полупроводниковых пластин сапфира диаметром 52 мм и толщиной 90 мкм на отдельные кристаллы с помощью метода лазерного управляемого термораскалывания. Проведены исследования по резке поликристаллических алмазных пластин, в результате которых предложен метод фрагментирования пластин на кристаллы — лазерный плазмохимический метод резки.

Ключевые слова: *разделение сапфировых пластин, лазерное управляемое термораскалывание, лазерная плазмохимическая резка*

Введение

В полупроводниковой микроэлектронике твердые материалы пластин представлены в основном сапфиром, карбидом кремния и нитридом галлия. Сложность деления таких пластин на кристаллы объясняется не только твердостью и хрупкостью материала, но и тем, что при сформированных на пластине элементах и межэлементных соединениях требуется высокая точность деления, недостаток которой приводит к повышенному браку. Полученные кристаллы являются заготовками для производства полупроводниковых приборов, поэтому требования к качеству проведения операции деления высоки.

Разделение пластины на кристаллы осуществляется, как правило, на конечных стадиях производственного цикла, изготовление пластины — трудоемкий процесс, она имеет высокую стоимость, что определяет ответственность операции деления и ее важное место во всей технологической цепочке производства полупроводниковых приборов.

Вне зависимости от метода деления пластины на кристаллы основными требованиями к данной операции являются:

- высокий процент выхода годных кристаллов;
- высокая производительность оборудования;
- геометрическая точность кристаллов;
- низкий уровень сколов по краям кристаллов;
- экономичность.

Методы деления полупроводниковых пластин из твердого материала на кристаллы

Для деления полупроводниковых пластин на отдельные кристаллы ИСВЧПЭ РАН в сотру-

дничестве с партнерами применяет различные методы [1, 2].

Сквозное деление пластины на кристаллы методом дисковой резки при правильном подборе режимов резки и инструмента дает возможность получать резы без сколов и строго вертикальные грани кристаллов. Однако при некоторых условиях данный метод неприменим в силу высокой стоимости расходных материалов [1].

Использование для деления пластин метода лазерного управляемого термораскалывания (ЛУТ) [3, 4] обеспечивает высокую производительность и бездефектную кромку, повышающую прочность изделия в несколько раз.

С помощью метода ЛУТ реализовано деление сапфировых пластин (диаметром 52 мм, толщиной 90 мкм) со структурами на кристаллы. Резку пластин выполняли на лазерной установке МЛП1-1060/355. При резке пластин в первом направлении первоначально на краю пластины наносили короткие надрезы, обеспечивающие "зарождение" разделяющих трещин методом ЛУТ. При резке во втором направлении для обеспечения сквозных разделяющих трещин наносится неглубокий надрез по всей линии реза. При последующем нагреве линии надреза лазерным пучком CO₂-лазера и последующего охлаждения зоны нагрева с помощью хладагента происходит образование сквозной разделяющей трещины.

Скорость резки пластины методом ЛУТ составила 450 мм/с.

Для нанесения локальных надрезов длиной 150 мкм на краю пластины при резке в первом направлении и нанесения надрезов по всей длине ре-

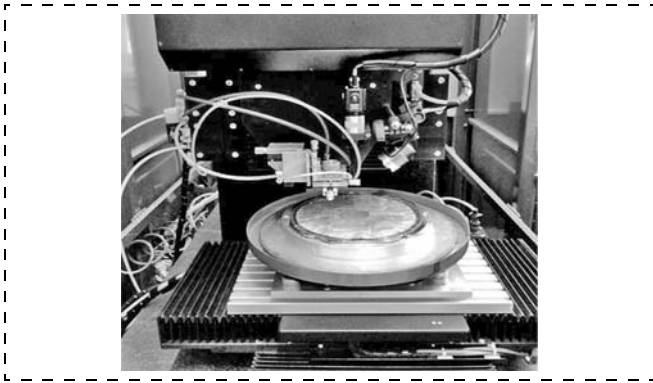


Рис. 1. Режущий модуль МЛП1-1060/355
Fig. 1. MLP1-1060/355 cutting module

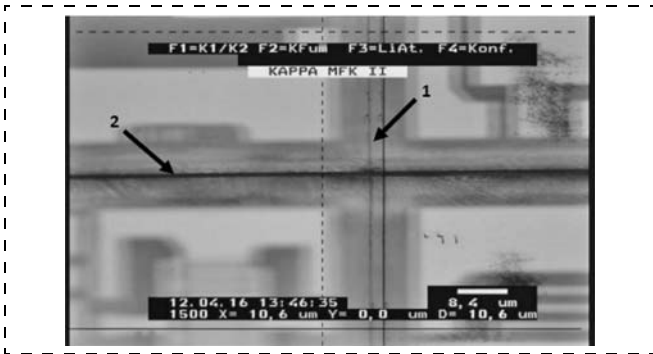


Рис. 2. Линии реза 1 пластины в первом направлении с помощью ЛУТ CO_2 -лазером и линии реза 2 во втором направлении с предварительным надрезом УФ-лазером
Fig. 2. Cut line 1 of plate 1 in the first direction by means of LCT and CO_2 laser, and cut line 2 in the second direction with a preliminary notch done by UV laser

за во втором направлении использовали УФ-лазер с длиной волны излучения 355 нм. Глубина надреза составляет 12...15 мкм, а ширина надреза — 8...10 мкм. На рис. 1 показан режущий модуль, а на рис. 2 — результат разделения сапфировых пластин на отдельные кристаллы методом ЛУТ, который обеспечивает высокое качество в первом и втором направлениях.

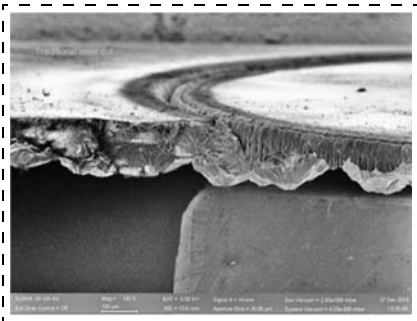


Рис. 3. Результат традиционной лазерной резки пластины из поликристаллического алмаза
Fig. 3. Result of a traditional laser cut of a plate from a polycrystalline diamond

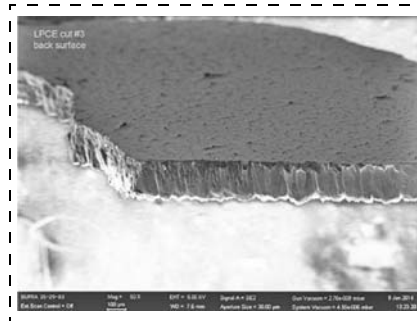


Рис. 4. Общий вид реза пластины из поликристаллического алмаза методом лазерной плазмохимической резки
Fig. 4. General view of the cut of a plate from a polycrystalline diamond by the method of laser plasma-chemical cutting

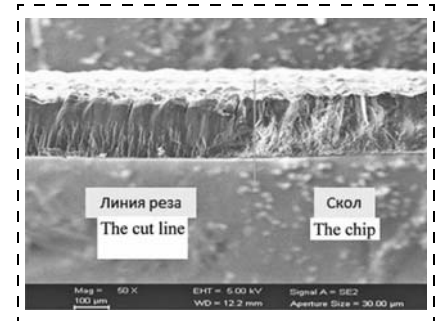


Рис. 5. Вид кристаллитов поликристаллической алмазной пластины после лазерной плазмохимической резки и скола
Fig. 5. View of the crystalline particles of the polycrystalline diamond plate after the laser plasma-chemical cutting and chipping

В ИСВЧПЭ РАН разработан новый метод фрагментирования пластин на кристаллы — лазерный плазмохимический метод резки. Суть метода лазерной плазмохимической резки заключается в том, что процесс проводится в плазме низкого давления в атмосфере газов, которые в ионизированном состоянии активно взаимодействуют с поверхностью полупроводниковой пластины из твердого материала и переводят его в летучие соединения, которые эвакуируются из реакционной камеры с помощью вакуумного насоса [5].

Плазма поджигается в фокусе лазерного луча и может перемещаться в нужном направлении по обрабатываемой поверхности либо с помощью оптической системы, либо посредством механического перемещения самого образца. Скорость резки по различным кристаллографическим осям практически одинакова. Данный метод лишен основного и наиболее важного недостатка традиционной лазерной резки (рис. 3), которым является выброс материала из области реза и его осаждение на уже сформированные приборные структуры, что абсолютно недопустимо при переходе к топологии приборов с наноразмерами [6].

В данном случае был использован лазер на парах меди с длиной волны 510,6 и 578,2 нм, частотой следования импульсов 10 кГц и длительностью импульсов 20 нс. Средняя мощность излучения в пучке составила 10 Вт, пиковая мощность излучения — 50 кВт, КПД 1 %; диаметр пучка 20 мм, пятно фокусировки 10 мкм, расходимость пучка, близкая к дифракционной.

В качестве плазмообразующей газовой среды использовали смесь $\text{CF}_4 + \text{O}_2$, а также смесь $\text{O}_2 + \text{Ar}$.

На рис. 4 и 5 представлены результаты лазерной плазмохимической резки алмазной поликристаллической пластины. Как можно заметить, резка данным методом обеспечивает отсутствие каких-либо посторонних углеродных материалов на поверхности пластины.

Рис. 5 демонстрирует сравнение результата лазерной плазмохимической резки (левая часть) и

скола пластины (правая часть). Как видно, они идентичны, что является доказательством отсутствия модификации поликристаллического алмаза в методе лазерной плазмохимической резки.

Заключение

При разделении пластин на отдельные кристаллы, содержащие сформированные полупроводниковые приборы, требуется высокая точность. Метод лазерного управляемого термораскалывания способен обеспечить высокую производительность и бездефектную кромку, благодаря чему повышается прочность изделия.

Достоинством метода лазерной плазмохимической резки в плазме низкого давления в атмосфере газов является отсутствие выброса материала из области реза и его осаждения на уже сформированные приборные структуры, что играет важную роль при переходе к топологии приборов с наноразмерами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение о предоставлении субсидии № 14.607.21.0011, уникальный идентификатор проекта RFMEF160714X0011).

Список литературы

1. **Щаврук Н. В., Трофимов А. А., Иванова Н. Е., Михалев А. О.** Разработка базовой технологии разделения пластин карбида кремния на кристаллы методом дисковой резки // *Материалы Международной научно-технической конференции, INTERMATIC-2015, часть 2, 1 — 5 декабря 2015 г., Москва, МИРЭА.* С. 87—89.
2. **Щаврук Н. В., Мальцев П. П., Трофимов А. А., Кондратенко В. С., Зобов А. К.** Разделение сапфировых пластин толщиной выше 300 мкм на кристаллы // *Сборник трудов 6-й Международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники "Моковские чтения" 2015.* М.: Изд. НИЯУ МИФИ, 2015. С. 54—55.
3. **Патент РФ № 2404931, МКИ⁵ СОЗ В 33/09.** Способ резки пластин из хрупких материалов / В. С. Кондратенко, А. С. Наумов; Заявл. № 2009132338/03 от 28.08.2009. Опубл. 27.11.2010. Бюл. № 33.
4. **Кондратенко В. С., Голубятников И. В., Жималов А. Б.** Развитие теории и практики метода лазерного управляемого термораскалывания // *Приборы.* 2009. № 12. С. 1—6.
5. **Патент России RU 2537101.** Способ прецизионной лазерно-плазмохимической резки пластин / Аристов В. В., Мальцев П. П., Редькин С. В., Скрипниченко А. С., Павлов В. Ю. 27.12.2014. Бюл. № 36.
6. **Мальцев П. П., Редькин С. В., Скрипниченко А. С., Побойкина Н. В., Духновский М. П., Смирнова А. К.** Технология лазерной резки поликристаллических алмазных пластин // *Нано- и микросистемная техника.* 2015. № 5 (178). С. 44—47.

N. V. Shchavruk, Researcher, kolq_mail.ru, **S. V. Redckin**, Ph. D., Leading Researcher, sergeiredckin@yandex.ru, **A. A. Trofimov**, Junior Researcher, aa-trofimov@yandex.ru, **N. E. Ivanova**, Engineer-researcher, Institute Ultra High Frequency Semiconductor Electronics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117105, Russian Federation, **A. S. Skripnichenko**, Leading Engineer, Scientific Research Institute of Precision Engineering, Zelenograd, **V. S. Kondratenko**, D. Sc., Professor, vsk1950@mail.ru, **V. V. Styran**, Laboratorian, st-slava@bk.ru, Moscow Technological University, Moscow, 119454, Russian Federation

Corresponding author:

Trofimov Aleksandr A., Junior Researcher, Institute Ultra High Frequency Semiconductor Electronics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117105, Russian Federation, e-mail: aa-trofimov@yandex.ru

Splitting of Semiconductor Plates from Hard Materials into Crystals

*Received on October 21, 2016
Accepted on November 18, 2016*

Semiconductor plates of sapphire with diameter of 52 mm and thickness of 90 micrometers were split into separate crystals by means of the method of laser controlled thermosplitting. Research was done concerning cutting of the polycrystalline diamond plates, as a result of which the method of fragmentation of plates into crystals was offered — the laser plasma-chemical method of cutting.

Keywords: *splitting of sapphire plates, laser controlled thermosplitting, laser plasma-chemical cutting*

For citation:

Shchavruk N. V., Redckin S. V., Trofimov A. A., Ivanova N. E., Skripnichenko A. S., Kondratenko V. S., Styran V. V. Splitting of Semi-Conductor Plates from Hard Materials into Crystals, *Nano- i Mikrosistemnaya Tekhnika*, 2017, vol. 19, no. 3, pp. 317—320.

DOI: 10.17587/nmst.19.317-320

Introduction

In the semiconductor microelectronics the hard materials of plates are represented basically by sapphire and silicon carbide. The problem with their splitting into crystals is determined by their hardness and fragility and also by the fact that the elements generated on a plate and the inter-element bonds require high precision of splitting, and lack of it results

in high waste. The received crystals are the preparations for manufacture of the semiconductor devices, therefore, the quality requirements to the splitting operation are very high.

As a rule, splitting of a plate into crystals is carried out at the final stages of the production cycle, at that, a plate comprises a lot of labor and material inputs, which determine its high cost and responsibility of the splitting, and its

important place in manufacture of the semi-conductor devices.

Regardless of the method of splitting of a plate into crystals, the basic requirements to the operation are the following:

- high percent of output of the suitable crystals;
- high efficiency of the equipment;
- geometrical precision of the crystals;
- low level of chipping along the edges of the crystals;
- economic efficiency.

Methods of splitting of the semi-conductor plates from hard materials into crystals

IUHFE of RAS in cooperation with partners applies various methods of splitting of the semi-conductor plates into separate crystals [1, 2].

Through splitting of a plate into crystals by a disk cutting with a correct selection of the modes and tools gives a chance to receive cuts without chipping and with strictly vertical sides of the crystals. However, under certain conditions the method is inapplicable, because of the high costs of the expendable materials [1].

Use of the laser controlled thermosplitting (LCT) [3, 4] ensures high efficiency and faultless edge, several times increasing the products' durability.

By means of LCT splitting of the sapphire plates (with diameter of 52 mm, thickness of 90 μm) with structures into crystals was realized. The cutting was done on MLP1-1060/355 installation. During cutting of plates in the first direction, originally, on the brink of a plate short notches were done ensuring "origin" of the dividing cracks by LCT method. During cutting in the second direction, in order to ensure through dividing cracks, a superficial notch was done along all the line of a cut. As a result of the subsequent heating of the line of the cut by CO_2 laser beam and subsequent cooling of the zone of heating by means of a coolant a through dividing crack was formed. The speed of cutting of the plate by LCT method was 450 mm/s.

For making of local notches with the length of 150 micrometers on the brink of a plate during cutting in the first direction and making notches along all the length of the cut in the second direction an UV laser was used with the wavelength of radiation of 355 nm. The depth of the notch was 12–15 μm , and its width — 8–10 μm . Fig. 1 demonstrates the cutting module, and fig. 2 — the result of splitting of the sapphire plates into separate crystals by LCT method, which ensured high quality, both in the first and in the second directions.

IUHFE of RAS developed the method of fragmentation of plates into crystals — the laser plasma-chemical method of cutting. The essence of the method is that the process takes place in a low pressure plasma, in the atmosphere of gases, which, in the ionized state, interact actively with the surface of the semiconductor plate from a hard material and transform it into the volatile compounds, which are evacuated from the reaction chamber by means of a vacuum pump [5].

Plasma is ignited in the focus of a laser beam and can move in the necessary direction on the processed surface, either by means of an optical system, or by means of a mechanical movement of the sample itself. The speed of cutting via various crystallographic axes is practically the same. The method is free of the basic and most important drawback of the traditional laser cutting, which is emission of a material from the area of cutting and its sedimentation on the formed

instrument structures, which is absolutely inadmissible in transition to topology of the nanosized devices [6].

In the given case it was a copper vapor laser with the wavelength of 510.6 nm and 578.2 nm, pulse repetition frequency of 10 kHz and duration of pulses of 20 ns. The average radiation power in the beam was 10 W, the peak radiation power — 50 kW, coefficient of efficiency — 1 %, beam diameter — 20 mm, focusing spot — 10 μm , and the beam divergence was close to the diffraction one. As the plasma-forming gas environment $\text{CF}_4 + \text{O}_2$ mixture was used and also mixture of $\text{O}_2 + \text{Ar}$.

Fig. 4 and 5 present the results of the laser plasma-chemical cutting of a diamond polycrystalline plate. As it is possible to notice, the given method of cutting ensures absence of extraneous carbon materials on the plate surface.

Fig. 5 demonstrates comparison of the result of the laser plasma-chemical cutting (left part) and chip of the plate (right part). Apparently, they are identical, which proves absence of modification of the polycrystalline diamond in the method of laser plasma-chemical cutting.

Conclusion

Splitting of plates into separate crystals containing the formed semiconductor devices requires high precision. The method of the laser controlled thermosplitting can ensure high efficiency and a faultless edge, which improves durability of the products.

An advantage of the method of the laser plasma-chemical cutting in a low-pressure plasma and in a gas atmosphere is the absence of the material exhausted from the cut area and of its sedimentation on the already formed instrument structures, which plays an important role in transition to the topology of the nanosized devices.

The work was done with the financial support of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (grant agreement № 14.607.21.0011, unique project identifier — RFMEF160714X0011).

References

1. Shchavruk N. V., Trofimov A. A., Ivanova N. E., Mihalev A. O. Razrabotka bazovoj tehnologii razdelenija plastin karbida kremnija na kristally metodom diskovoj rezki, *Materialy Mezhdunarodnoj nauchno-tehnicheskoy konferencii*, Moskva, INTERMATIC — 2015, 1–5 dekabrja 2015. Part 2, Moscow, MIRJeA, pp. 87–89 (in Russian).
2. Shchavruk N. V., Mal'cev P. P., Trofimov A. A., Kondratenko V. S., Zobov A. K. Razdelenie sifirovyh plastin tolshhinoj vyshe 300 mkm na kristally, *Sbornik trudov 6-th Mezhdunarodnoj Nauchno-Prakticheskoy konferencii po fizike i tehnologii nanogeterostrukturoj SVCh-jelektroniki "Mokerovskie chtenija"* — 2015. Moskva — NIJaU MIFI, 2015, pp. 54–55 (in Russian).
3. Patent RF № 2404931, MKI5 SO3 V 33/09. *Sposob rezki plastin iz hrupkih materialov*, V. S. Kondratenko, A. S. Naumov, Zajakl. № 2009132338/03 ot 28.08.2009; Opubl. 27.11.2010, Bjul. no. 33 (in Russian).
4. Kondratenko V. S., Golubjatnikov I. V., Zhimalov A. B. Razvitie teorii i praktiki metoda lazernogo upravljajemogo termoraskal'vanija, *Pribory*, 2009, no. 12, pp. 1–6.
5. Patent Rossii RU 2537101. *Sposob precizionnoj lazernoplazmohimicheskoy rezki plastin*, Aristov V. V., Mal'cev P. P., Red'kin S. V., Skripnichenko A. S., Pavlov V. Ju., 27.12.2014. Bjul. no. 36 (in Russian).
6. Mal'cev P. P., Red'kin S. V., Skripnichenko A. S., Pobojkina N. V., Duhnovskij M. P., Smirnova A. K. Tehnologija lazernoj rezki polikristallicheskihalmaznyh plastin, Nano- i mikrosistemnaja tehnika, 2015, no. 5 (178), pp. 44–47 (in Russian).

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромьинский пер., 4. Телефон редакции журнала (499) 269-5510. E-mail: nmst@novtex.ru
Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия.
Свидетельство о регистрации ПИ № 77-18289 от 06.09.04.

Технический редактор Т. А. Шацкая. Корректор Е. В. Комиссарова.

Сдано в набор 21.03.2017. Подписано в печать 25.04.2017. Формат 60×88 1/8. Заказ МС0517. Цена договорная
Оригинал-макет ООО «Авансед солюшнз». Отпечатано в ООО «Авансед солюшнз». 119071, г. Москва, Ленинский пр-т, д. 19, стр. 1. Сайт: www.aov.ru