№ 10 (123) 💠 2010

Издается с 1999 г.

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

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

Журнал включен в перечень научных и научно-технических изданий ВАК России и в систему Российского индекса научного цитирования

Главный редактор Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора Лучинин В. В.

Релакционный совет: Аристов В. В. Асеев А. Л.

Асеев А. Л. Волчихин В. И. Гапонов С. В. Захаревич В. Г. Каляев И. А. Квардаков В. В. Климов Д. М. Ковальчук М. В. Нарайкин О. С. Никитов С A. Сауров А. Н. Серебряников С. В. Сигов А. С. Стриханов М. Н. Чаплыгин Ю. А. Шахнов В. А. Шевченко В. Я.

Релакционная коллегия:

Абрамов И. И. Андриевский Р. А. Антонов Б. И. Арсентьева И. П. Астахов М. В. Быков В. А. Горнев Е. С Градецкий В. Г. Гурович Б. А. Кальнов В. А. Карякин А. А Колобов Ю. Р. Кузин А. Ю. Мокров Е. А. Норенков И. П. Панич А. Е Панфилов Ю. В. Петросянц К. О. Петрунин В. Ф. Путилов А. В. Пятышев Е. Н Сухопаров А. И. Телец В. А. Тимошенков С. П. Тодуа П. А. Шубарев В. А. Отв. секретарь

Лысенко А. В.

Редакция:

Григорин-Рябова Е. В. Чугунова А. В. Учредитель:

Издательство "Новые технологии"

СОДЕРЖАНИЕ ___

НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНЛОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

Агеев О. А., Сюрик Ю. В., Коломийцев А. С., Сербу Н. И. Исследование влия-	
ния концентрации углеродных нанотрубок на электрическое сопротивление	
пленок полимерного нанокомпозита	2
Карташев В. А., Карташев В. В. Определение формы и размера острия иглы	_
туннельного микроскопа	7
МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ	
Котова Н. М., Подгорный Ю. В., Серегин Д. С., Воротилов К. А., Сигов А. С.	
Влияние методики приготовления пленкообразующих растворов на электрофи-	
зические свойства сегнетоэлектрических пленок ЦТС	11
Кузьмин А. А., Коваленко А. Г., Ковтонюк С. А. Технология изготовления	
интегральных сверхпроводниковых болометров терагерцового диапазона	
частот	16
Штенников В. Н. Производительность печи и число зон нагрева	21
ЭЛЕМЕНТЫ МНСТ	
Зайцев А. А. Развитие схемотехники фильтра контура управления для инте-	
гральных быстродействующих устройств автоматического фазирования сиг-	
налов	25
Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных	
структур микро- и наноэлектроники. VII. Нанотранзисторы с МДП-структурой	28
Пивоненков Б. И. Критерий качества сенсоров механических величин	42
Митько В. Н., Панич А. А., Мотин Д. В., Панич А. Е., Крамаров Ю. А. Вычис-	
ление чувствительности балочного пьезогироскопа	48
ПРИМЕНЕНИЕ МНСТ	
Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Добдин С. Ю. Определение ускорения при нерав-	
номерно ускоренных микро- и наносмещениях объекта по автодинному сигналу	
полупроводникового лазера	51
Contents	55

Аннотации на русском и английском языках с 1999 г. по настоящее время находятся в свободном доступе на сайтах журнала (http://novtex.ru) и научной электронной библиотеки (http://elibrary.ru). Электронные версии полнотекстовых статей расположены на сайте журнала: с 1999 г. по 2003 г. в разделе "ПОИСК СТАТЕЙ", а с 2004 г. - в разделе "АРХИВ".

ПОДПИСКА:

- по каталогу Роспечати (индекс 79493); •
 - по каталогу "Пресса России" (индекс 27849)
- Адрес для переписки: e-mail: nmst@novtex.ru
- в редакции журнала (тел./факс: (499) 269-55-10)

© Издательство "Новые технологии", "Нано- и микросистемная техника", 2010

Чанотехнологии и зондовая микроскопия

УДК 621.382.8

О. А. Агеев, д-р техн. наук, зав. каф., Ю. В. Сюрик, аспирант, А. С. Коломийцев, аспирант, Н. И. Сербу, магистрант, Технологический институт федерального государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования "Южный федеральный университет", г. Таганрог, e-mail: ageev@tsure.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК НА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПЛЕНОК ПОЛИМЕРНОГО НАНОКОМПОЗИТА

Представлены результаты исследований влияния концентрации углеродных нанотрубок (УНТ) на электрическое сопротивление и ТКС пленок полимерного нанокомпозита. Установлен порог перкаляции — диапазон концентраций УНТ 1,0...3,0 масс. %, в котором удельное сопротивление уменьшается с 20 кОм · см до 17 Ом · см. Результаты могут использоваться при изготовлении структур НМСТ (мембран, микромостиков и т. д.) и материалов для систем защиты от статического электричества.

Ключевые слова: нанотехнологии, полимерные нанокомпозиты, углеродные нанотрубки

Введение

Полимерными нанокомпозитами называются материалы, состоящие из двух или более различных фаз, одной из которых является полимерная основа, а другими — наноразмерные частицы [1].

Создание полимерных нанокомпозитов с углеродными наноструктурами, такими как фуллерены и нанотрубки (УНТ), является одним из перспективных направлений. Введение углеродных наноструктур позволяет в широких пределах изменять физико-химические свойства полимерных материалов (механическая прочность, электрическая и термическая проводимость и т. д.) [2].

Такие материалы интенсивно используют в ракето- и авиастроении, радиоэлектронном приборостроении и перспективны для применения в микроэлектронике и микросистемной технике — солнечных элементах, датчиках различного типа, мембранных структурах и т. д. [1—3].

Пленки полимерных нанокомпозитов на основе массивов УНТ применяют в качестве активных слоев в хемо- и фотосенсорике [2, 3]. При этом массив УНТ часто используют в качестве распределенного электрода, отводящего заряд на металлические контакты. В этом случае важными вопросами являются не только модификация свойств нанокомпозитов, но и формирование проводящей сети УНТ, которая может закорачивать контакты чувствительных элементов.

В качестве полимерной матрицы перспективными материалами являются полиимиды, характеризующиеся термостабильностью, радиационной устойчивостью, эластичностью, механической прочностью, перспективными оптическими и электрическими свойствами для микроэлектроники и микросистемной техники (в качестве межслойного диэлектрика, оптических волноводов, подложек для гибких дисплеев, затворов для органических полевых транзисторов и др.) [4].

Цель работы — экспериментальное исследование влияния концентрации углеродных нанотрубок на электрическое сопротивление пленок полимерного нанокомпозита и структур с распределенным электродом на их основе.

Эксперимент

Полимерный нанокомпозит изготовлялся с использованием прекурсора полиимида и углеводных нанотрубок различной концентрации. В качестве полимерной матрицы был использован полиимид марки АД-9103 ИС. В качестве материала наполнителя — многостенные углеродные нанотрубки длиной 0.8 ± 0.1 мкм диаметром 19 ± 1 нм.

Разработана методика получения пленки нанокомпозита полиимид/углеродные нанотрубки, включающая выращивание УНТ и формирование дисперсного раствора УНТ в диметилформамиде (ДМФА), растворение полиимида в растворителе ДМФА, введение дисперсного раствора УНТ в раствор полиимида, формирование пленки нанокомпозита центрифугированием и двухстадийную иммидизацию.

При проведении исследований было использовано следующее оборудование:

 специализированный модуль для выращивания УНТ методом плазменного химического осаждения из газовой фазы [5] сверхвысоковакуумного нанотехнологического комплекса НАНОФАБ НТК-9 (ЗАО "Нанотехнология МДТ", Россия);

- растровый электронно-ионный микроскоп Nova Nanolab 600 (FEI Company, Нидерланды);
- зондовая нанолаборатория Ntegra Vita (ЗАО "Нанотехнология МДТ", Россия);
- установка для измерений методами Холла и Ван-дер-Пау Есоpia HMS 3000 (Keithley Instruments, США);
- мультиметр APPA-63N (APPA Technology Corporation, Тайвань).

Для изучения влияния режимов формирования на удельное сопротивление пленок полимерного нанокомпозита были изготовлены структуры нанокомпозит/ситалл (HC). Для изучения структур распределенным электродом были изготовлены образцы со структурой нанокомпозит/Ti/Al/ситалл (HTAC). Наличие металлического подслоя в НТАС также позволяет устранять зарядовые эффекты и делает воз-



Рис. 3. Зависимости удельного сопротивления структуры НС от концентрации УНТ, полученные различными методами:



можным проведение исследований методом РЭМ. Толщина слоя Ti/Al составила 445 нм. Средняя толщина пленок нанокомпозита составила 2,3 мкм. Концентрацию УНТ для различных образцов НС и НТАС выбирали равной 0, 1, 3, 5, 7 масс. %.

Измерения и анализ результатов

На рис. 1, *а*, *б* (см. четвертую сторону обложки) представлены АСМ-сканы поверхности НС с концентрациями УНТ 1 и 7 масс. %. Анализ морфологии позволяет сделать вывод о наличии сплошной пленки нанокомпозита на всех исследуемых образцах. Шероховатость поверхности нанокомпозита составила 67,4 ± 5,3 нм, 154,1 ± 65,2 нм, 490,2 ± 119,4 нм для концентраций УНТ 0, 3, 7 масс. % соответственно. При этом максимальный перепад высот увеличился с 0,65 до 1,76 мкм для НС для концентраций УНТ 0 и 7 масс. % соответственно.

На рис. 1, *в*, *г* (см. четвертую сторону обложки) представлены ACM-сканы поверхностей HC, а на рис. 2 — схема измерения методом ACM в режиме



Рис. 2. Схема измерений методом АСМ в режиме сопротивления растекания на примере структуры НТАС

сопротивления растекания. Анализ результатов, представленных на рис. 1, показывает, что при увеличении концентрации УНТ в нанокомпозите формируется проводящая сеть, которая может приводить к замыканию контактов структуры. При концентрации УНТ, равной 1 масс. %, средний ток зонд-образца равен $85,3 \pm 62,1$ пА, при максимальном токе 18,50 нА. Для структуры НС с концентрацией УНТ, равной 7 масс. %, средний ток равен 12,57 ± 11,13 нА при максимальном токе 59,45 нА. Анализ данных показывает, что для структуры НТАС с 7 масс. % соотношение максимальный/средний ток на порядок меньше, чем у НТАС с 1 масс. % УНТ, что объясняется большей концентрацией проводящих трубок в нанокомпозите.

С использованием средних значений токов по ACM-скану получена зависимость удельного сопротивления структуры HC от концентрации УНТ, представленная на рис. 3 (кривая 1).

Зависимость удельного сопротивления от концентрации УНТ носит убывающий характер, что можно объяснить усилием влияния прыжковой проводимости по состояниям вблизи уровня Ферми при увеличении концентрации УНТ [6]. Порогу перкаляции соответствует диапазон концентраций 1,0...3,0 масс. %. В этом диапазоне концентраций происходит изменение удельного сопротивления нанокомпозита на три порядка (с 1 · 10³ до 8 Ом · см) и образование проводящей сети УНТ.

Полученные методом ACM в режиме сопротивления растекания удельные сопротивления характеризуются большими значениями доверительных интервалов и зависимостью среднего тока по ACMскану от выбранной области сканирования. Для подтверждения полученных закономерностей удельное сопротивление структуры HC исследовалось методом Ван-дер-Пау, который основан на использо-



Рис. 4. РЭМ-изображения поверхности НТАС с различной концентрацией УНТ: *a* – сечение структуры с 0 масс. %, полученное методом ФИП; *б* – 3 масс. %; *в* – 5 масс. %; *г* – 7 масс. %

вании интегральных механизмов токопрохождения. Полученная зависимость удельного сопротивления от концентрации УНТ представлена на рис. 3 (кривая 2). Отсутствие данных, полученных методом Ван-дер-Пау, для образцов НС с концентрацией 1 и 3 масс. % объясняется тем, что значения удельного сопротивления для данных образцов превысили предел измерений прибора. Однако абсолютные значения удельного сопротивления для концентраций УНТ 5 и 7 масс. %, полученные на основе методов АСМ в режиме сопротивления растекания и Ван-дер-Пау, а также характер зависимости с порогом перкаляции в диапазоне концентраций 1,0...3,0 масс. % УНТ хорошо коррелируют между собой и с литературными данными [7].

Для подтверждения полученных закономерностей в области концентраций 5 и 7 масс. % удельное сопротивление структуры НС исследовалось мультиметром. Результаты измерений представлены на рис. 3 (кривая 3). Кривые 1, 2 и 3 хорошо коррелируют между собой.

Для изучения влияния распределенного электрода на удельное сопротивление структуры проводились исследования образцов со структурой HTAC. РЭМ-изображения полученных структур HTAC с различным содержанием УНТ представлены на рис. 4.

Анализ РЭМ-изображений подтверждает данные ACM-исследований по формированию сети нанотрубок в полимерном нанокомпозите. При этом поверхность композита становится более развитой, что затрудняет РЭМ-исследования вследствие превышения перепадов высот глубины фокуса.

На основании анализа данных, полученных методом Ван-дер-Пау, построены вольт-амперные характеристики (ВАХ) для образцов НТАС с различной концентрацией УНТ, представленные на рис. 5.

Анализ ВАХ подтверждает омический характер контактов к структуре, а также отражает полученные



1 - 7 macc. %; 2 - 5 macc. %; 3 - 3 macc. %; 4 - 1 macc. %

ранее закономерности уменьшения удельного сопротивления при увеличении концентрации УНТ в полимерном нанокомпозите.

Зависимость удельного сопротивления структуры НТАС от концентрации УНТ, полученная на основании анализа средних значений токов по ACM-скану, приведена на рис. 6.

Зависимость носит убывающий характер, что, как и в случае структуры HC, объясняется влиянием механизма прыжковой проводимости по состояниям вблизи уровня Ферми [6]. Порогу перкаляции соответствует диапазон концентраций УНТ 1,0...3,0 масс. %. В данном диапазоне концентрации происходит изменение удельного сопротивления нанокомпозита на три порядка (с 20 кОм · см до 17 Ом · см) и образование



проводящей сети УНТ, что подтверждается данными исследований РЭМ (см. рис. 4).

Для подтверждения полученных закономерностей удельное сопротивление структуры НТАС исследовалось методом Ван-дер-Пау. Полученная зависимость удельного сопротивления от концентрации УНТ представлена на рис. 7. Согласно полученным данным, удельное сопротивление нанокомпозита обратно пропорционально концентрации УНТ и при достижении порога перкаляции (диапазона концентраций 1,0...3,0 масс. %) удельное сопротивление уменьшается на три порядка (с $1 \cdot 10^{-2}$ до $3 \cdot 10^{-5}$ Ом \cdot см).

Зависимости удельного сопротивления, полученные на основе методов ACM сопротивления растекания и Ван-дер-Пау (см. рис. 6 и 7) хорошо коррелируют между собой. Различие абсолютных значений удельного сопротивления при изме-

рении двумя методами указывает на сильное влияние металлического подслоя при измерении методом Ван-дер-Пау. Возможным механизмом этого влияния является закорачивание контактов на подслой металла через проводящую сеть УНТ (см. рис. 2). Однако нелинейный характер полученной зависимости и ее корреляция с данными, полученными методом ACM, свидетельствуют о наличии интегрального вклада в удельное сопротивление структуры материала матрицы проводящей сети углеродных нанотрубок и металлического подслоя.

На основе метода АСМ в режиме сопротивления растекания, с использованием высокостабильной температурной головки MP6LCNTF ЗНЛ Ntegra Vita были проведены исследования температурной зависи-







мости электропроводности структуры HTAC с концентрацией УНТ 1 и 7 масс. % (рис. 8).

Полученные зависимости характеризуются температурными коэффициентами сопротивления (ТКС) с разными знаками. Для образца с концентрацией УНТ, меньшей порога перкаляции (1 масс. %), ТКС отрицателен и составляет $-5,1 \cdot 10^{-5}$ K⁻¹. Для образца с концентрацией УНТ, большей порога перкаляции (7 масс. %), ТКС положителен и равен $46,88 \cdot 10^{-4}$ K⁻¹.

Изменение знака ТКС при увеличении концентрации УНТ в нанокомпозите объясняется проявлением влияния проводящей сети УНТ.

При концентрациях УНТ, меньших порога перкаляции, ТКС структуры определяются параметрами полиимида, который является диэлектриком с отрицательным ТКС ($-5,11 \cdot 10^{-5}$ K⁻¹), так как при повышении температуры увеличиваются концентрация носителей заряда и проводимость [8].

При концентрациях УНТ, больших порога перкаляции, в нанокомпозите формируется проводящая сеть УНТ, контактирующая с подслоем металла (см. рис. 1, 2, 4). При этом ТКС структуры определяется интегральными эффектами от подслоя металла и проводящей сети УНТ, связанными с уменьшением проводимости при увеличении температуры вследствие рассеяния носителей заряда на фононах (ТКС Ті и Аl равны $27 \cdot 10^{-4}$ K⁻¹ и $49 \cdot 10^{-4}$ K⁻¹ [6] соответственно, ТКС углерода равен $60 \cdot 10^{-4}$ K⁻¹) [8].

Определение количественных закономерностей влияния этих явлений на ТКС структуры НТАС требует более глубоких исследований и является тематикой дальнейшей работы.

Заключение

В результате проведенной работы было экспериментально исследовано влияние концентрации углеродных нанотрубок на удельное сопротивление пленок нанокомпозита. Были исследованы тестовые структуры НТАС и НС с концентрациями УНТ, равными 0, 1, 3, 5, 7 масс. %. Выявлено, что характер полученных зависимостей удельного сопротивления от концентрации УНТ для структур НС и НТАС одинаков. Различие абсолютных значений удельного сопротивления для двух типов структур отражает вклад металлического подслоя в удельное сопротивление НТАС. Установлено, что введение нанотрубок с концентрациями в диапазоне 1,0...3,0 масс. % приводит к уменьшению удельного сопротивления на три порядка для двух типов структур: с 20 кОм · см до 17 Ом · см для НТАС и с 1 кОм · см до 8 Ом · см для НС. Также исследовано влияние концентрации углеродных нанотрубок в материале нанокомпозита на ТКС структуры НТАС. Установлена возможность изменения характера знака ТКС нанокомпозита в зависимости от концентрации введенных нанотрубок; показано изменение ТКС с $-5.1 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ до $46,88 \cdot 10^{-4}$ K⁻¹, соответствующие концентрациям УНТ в НТАС, равным 1 и 7 масс. %.

Результаты проведенных исследований могут быть использованы при разработке технологических процессов изготовления структур микро- и наносистемной техники (мембран, микромостиков и т. д.), материалов для систем защиты от статического электричества, а также элементной базы полимерной электроники, фоточувствительных и солнечных элементов.

Работа выполнена при поддержке государственным контрактом № 02.740.11.5119 от 09.03.2010 г., заключенным в рамках ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009—2013 годы.

Список литературы

1. **Мальцев П. П.** Нано- и микросистемная техника. От исследований к разработкам. М.: Техносфера, 2005. 592 с.

2. Li Ch., Thostenson E. T., Chou Tsu-Wei. Sensors and actuators based on carbon nanotubes and their composites: A review // Composites Science and Technology. 2008. N 68. P. 1227–1249.

3. **Yeo Heung Yun** et al. A nanotube array immunosensor for direct electrochemical detection of antigen-antibody binding // Sensors and Actuators B. 2007. N 123. P. 177–182.

4. Полиимиды — класс термостойких полимеров / М. И. Бессонов и др. Л.: Наука, 1983. 328 с.

5. Агеев О. А., Федотов А. А., Климин В. С., Сюрик Ю. В. Получение нанокомпозитных полимерных материалов, модифицированных углеродными наноструктурами на основе НАНОФАБ НТК-9 // Известия ЮФУ. Технические науки. 2009. № 1. С. 135—142.

6. **Куровау И. А.** и др. Электрические и фотоэлектрические свойства слоистых пленок а-Si :Н и влияние на них термического отжига // Физика и техника полупроводни-ков. 2001. Т. 35, № 3. С. 367—370.

7. Alekseev A. et al. Three-dimensional Electrical Property Mapping with Nanometer Resolution // Adv. Mater. 2009. N 21. P. 1–5.

8. Пасынков В. В., Сорокин В. С. Материалы электронной техники. СПб.: Лань, 2003. 518 с.

В. А. Карташев, д-р. физ.-мат. наук, проф., В. В. Карташев, аспирант, Институт прикладной математики РАН, e-mail: vakart@keldysh.ru

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОРМЫ И РАЗМЕРА ОСТРИЯ ИГЛЫ ТУННЕЛЬНОГО МИКРОСКОПА

Описывается пакет программ для определения геометрии острия иглы туннельного микроскопа путем интерпретации измерений рельефа исследуемой поверхности с учетом физической модели процесса сканирования. На примерах показано, что применение разработанных программных средств позволяет определить размеры острия иглы с точностью до долей нанометра.

Ключевые слова: зондовая микроскопия, туннельный микроскоп, интерпретация измерений СТМ, форма острия иглы

В туннельном микроскопе рельеф поверхности измеряется с помощью зонда — иглы, острие которой имеет радиус закругления порядка нанометров. В процессе измерений запоминаются положения, которые зонд занимал при движении вдоль линии сканирования. Совокупность выполненных измерений принимается в качестве рельефа исследуемой поверхности.

Необходимым условием того, чтобы реальная поверхность подложки совпадала с измеренной, является пренебрежимо малый диаметр конца иглы. На практике острие имеет конечные размеры, поэтому получить реальное изображение рельефа поверхности подложки можно только, если учесть форму и размеры острия. Это позволяет одновременно достичь двух целей:

- увеличить разрешающую способность зондового микроскопа;
- получить истинные соотношения между размерами наблюдаемых объектов в поле зрения.

Реализация этих возможностей основывается на том обстоятельстве, что дискретность перемещения иглы пьезосканером на порядок меньше диаметра иглы. Таким образом, учет геометрии острия иглы позволяет рассчитывать на десятикратное увеличение точности измерения мелких деталей поверхности. Решению этой задачи препятствуют трудности измерения формы конца иглы с нанометровым разрешением.

Для определения формы и размеров острия зонда кантилевера с радиусом закругления конца порядка 100 нм в атомно-силовой микроскопии используют специальные калибровочные поверхности (рис. 1, см. третью сторону обложки). Технология обработки результатов измерений основывается на результатах работы А. А. Бухараева [1]. Предполагается, что известен рельеф калибровочной поверхности и результат ее сканирования. Для нахождения формы острия из измерений поверхности отсканированного рельефа вычитают известный рельеф калибровочной поверхности. В цитируемой работе можно ознакомиться с результатами компьютерного моделирования алгоритма. Приведенные в ней рисунки демонстрируют хорошее совпадение реальной и расчетной форм зонда.

Различным подходам к решению задачи определения формы острия зонда посвящено достаточно много работ. Основные усилия направлены на поиск решения, когда радиус закругления зонда не превышает десятков нанометров. Такие зонды в настоящее время находят все более широкое применение [2]. В этом случае известные способы, основанные на использовании калибровочной поверхности, не применимы, так как технологические возможности современной техники не позволяют создавать объекты на поверхности с характерным размером менее 30 нм.

Возможности прямого измерения, например, с помощью электронной микроскопии, ограничены, так как такой метод не позволяет определить ориентацию острия относительно основания кантилевера, учесть изменение ориентации при прогибе под действием силы тяжести и в силу внутренних деформаций.

Рассмотрим метод определения радиуса закругления для острых игл, который предложен в работе [3]. В нем используется поверхность, содержащая объекты, диаметр которых существенно меньше радиуса закругления острия иглы (рис. 2, см. третью сторону обложки). Поверхность сканируют с помощью зондового микроскопа с исследуемой иглой. На изображении выбирают мелкий объект. Он имеет вид выступа. В качестве диаметра острия принимают диаметр объекта.

Рис. 3 поясняет суть метода. Профиль поверхности с наноразмерным выступом изображен на нем широкой линией. Конец иглы показан штриховой линией. Тонкая линия обозначает видимое изображение выступа.



Рис. 3. Зависимость видимого радиуса закругления нанообразования от его диаметра 2r и радиуса закругления иглы R

Недостаток рассматриваемого способа состоит в том, что он не позволяет определить форму острия иглы. Кроме того, нетрудно показать, что диаметр выступа пропорционален сумме диаметров объекта и острия. Следовательно, диаметр острия определяется с точностью до ширины выступа, который заранее не известен.

В предлагаемой работе форма и размеры острия иглы зондового микроскопа также определяются путем сканирования исследуемой иглой калибровочной поверхности. Рельеф поверхности заранее не известен. Калибровочная поверхность должна содержать элементы всех размеров, которые только может зарегистрировать зондовый микроскоп с исследуемой иглой. Необходимые поверхности можно получить по технологии вакуумного напыления металла на поверхность стеклянной подложки [4].

Измеряют рельеф калибровочной поверхности, сканируя ее исследуемой иглой. Кроме этого, записывают также параметры сканирования зондового микроскопа, которые определяют физические условия взаимодействия иглы и поверхности подложки. Для туннельного микроскопа такими параметрами являются напряжение туннельного зазора и туннельный ток. Эти параметры используют для вычисления с помощью физических моделей туннельного зазора [5, 6].

Затем формируют пространственные геометрические модели острия зонда, которые задают возможные формы острия и размеры его частей, и для каждой из них строят модель рельефа исследуемой поверхности. Для этого в случае туннельного микроскопа строят туннельную оболочку - фигуру, поверхность которой отстоит от поверхности острия иглы на ширину туннельного зазора. Туннельный зазор вычисляют с помощью физической модели туннельного эффекта [5, 6] и записанных ранее параметров сканирования (напряжения в зазоре и туннельного тока). На рис. 4 показаны примеры сечений и туннельные оболочки острий в виде тел врашения.

Рельеф исследуемой поверхности S(P) находят, вычисляя поверхность пространственной фигуры



а – параболическая; *б* – цилиндрическая; *в* – коническая

V(P), которая является объединением внутренностей всех туннельных оболочек при сканировании:

$$V(P) = \bigcup_{i=1}^{N} \bigcup_{j=1}^{M} V_{ij}(P).$$

$$\tag{1}$$

Здесь і — номер строки сканирования; ј — номер точки, в которой проводилось измерение; $V_{ii}(P)$ внутренность туннельной оболочки иглы формы Р в точке измерения с индексами *i* и *j*; *N* — число строк сканирования; М — число измерений в строке.

Для сравнения моделей формы конца иглы из множества узлов сетки измерений выбирают контрольные точки. В качестве контрольных точек целесообразно использовать те узлы сетки измерения рельефа, в которых ошибки измерений минимальны. Для каждой из имеющихся моделей острия иглы в контрольных точках вычисляют параметры взаимодействия иглы и поверхности и сравнивают их со значениями, которые были записаны в процессе сканирования. В качестве поверхности острия иглы принимают ту модель, для которой имеет место наиболее полное совпадение с физическими условиями сканирования.

В качестве критерия для оценки соответствия модели физическим условиям сканирования может быть выбрано выполнение равенства

$$\rho(S_k(P), S(P)) = 0,$$
(2)

где $\rho(S_k(P), S(P))$ — расстояние от туннельной оболочки k-й контрольной точки до поверхности рельефа S(P). Физический смысл этого равенства состоит в том, что расстояние от калибровочной поверхности до поверхности модели острия иглы удовлетворяет физическим условиям сканирования, обусловленным постоянством туннельного тока.

Рассмотрим применение предлагаемого способа для определения размеров конца зонда туннельного микроскопа. Измерения проводились с помощью туннельного микроскопа НПО "Алмаз". В качестве калибровочной поверхности использовалась стеклянная пластина с нанесенной на ней с помощью вакуумного напыления платиной. Изображение подложки, полученное с помощью туннельного микроскопа, дано на рис. 5 (см. третью сторону обложки). Размер изображения 128 × 128 нм. Перепад высот 32 нм. Подложка содержит нанообразования размером от 1 до 30 нм.

Измерения проводились при напряжении в туннельном зазоре 1 В и токе 50 нА. При таких параметрах сканирования в соответствии с физической моделью [5] туннельный зазор равен 0,5 нм. Это расстояние между поверхностью острия зонда и поверхностью подложки поддерживается системой управления в процессе сканирования.

На рис. 6 показаны результаты моделирования рельефа поверхности (пунктирная линия со штриховкой) для цилиндрической иглы с разными радиусами закругления. Измеренная линия рельефа (траек-



Рис. 6. Моделирование рельефа поверхности для разных радиусов закругления острия:

a — радиус закругления 12 нм; b — 2 нм. Для наглядности профиль рельефа поднят на небольшую высоту

тории движения иглы при сканировании) показана сплошной линией.

Непосредственно из рисунка видно, что, если радиус закругления выбран слишком большим, то для построенного для этой иглы рельефа равенство (1) нарушается в большинстве точек измерения. Например на участке AB оно выполняется только в трех точках, которые отмечены стрелками. В случае меньшего радиуса закругления (б) равенство (1) выполняется почти во всех узлах сетки измерений. В этих узлах туннельный зазор равен вычисленному по измерениям параметров сканирования, и, следовательно, в них выполняются физические условия сканирования.

С некоторыми изменениями изложенная методика применима для нахождения формы и размеров конца иглы атомно-силового микроскопа.

В случае контактной моды измерений должно учитываться упругое смещение конца иглы. При построении модели калибровочной поверхности используют оболочку поверхности деформированной иглы, которую вычисляют по тем же физическим моделям, что и упругое смещение конца.

В бесконтактной моде измерений необходимо учитывать расстояние, на котором игла двигается над поверхностью. Ширина зазора может быть вычислена с помощью известных физических моделей зависимости ван-дер-ваальсовых сил межмолекулярного взаимодействия, сил магнитного (магнитносиловой микроскоп) и электростатического (электросиловой микроскоп) взаимодействия от расстояния между иглой и подложкой. Математические модели для расчета влияния этих сил на частоту колебаний кантилевера можно найти в работе [5]. При построении модели калибровочной поверхности рассчитывают оболочку иглы с учетом условия, чтобы в каж-



Рис. 7. Структура программного комплекса для определения формы и размеров острия иглы

дой точке оболочки удаление от поверхности иглы соответствовало силе, действующей на иглу со стороны поверхности.

Рассмотренная технология реализована в программном комплексе для интерпретации измерений туннельного микроскопа, разработанном в Институте прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН. Программная модель подсистемы определения формы и размеров острия иглы изображена на рис. 7.

В зондовой микроскопии результаты измерений обычно представляются в одном из известных графических форматов. В программном комплексе данные о поверхности представляются в виде массива высот, упорядоченного по номерам профилей рельефа. Преобразование данных из графического формата во внутренний выполняется в программном модуле 1.

В модуле 2 осуществляется первичная обработка сигналов. Значения высот в соседних сканах осредняются. Необходимость такого преобразования связана с тем, что в зондовых микроскопах в целях уменьшения уровня шумов в процессе сканирования выполняется осреднение измеряемых сигналов. Фактически эта операция является осреднением вдоль линии сканирования. Межстрочное осреднение как отдельная операция не проводится. В результате на изображении соседние сканы могут иметь заметные вариации по высоте.

В модуле 3 задаются условия взаимодействия иглы и поверхности, при которых выполнялось сканирование поверхности.

В модуле 4 формируется модель геометрии острия иглы и задаются параметры поверхности. Возможен выбор острия в виде цилиндра и конуса вращения, которые оканчиваются сферической поверхностью. Модель острия в виде цилиндра задается его диаметром. Коническая модель имеет три параметра: диаметр иглы, диаметр сферического конца и угол раствора конуса. Результатом работы модуля 4 является оболочка поверхности острия иглы, реализованная в виде программной модели.

В модуле 5 строится модель рельефа калибровочной поверхности, которая задается равенством (1). В качестве тела острия иглы $S_{ij}(P)$ используется фигура, граница которой задается моделью оболочки, сформированной ранее в модуле 4.

В модуле 6 реализованы средства контроля точности полученного решения. Разработанные графи-

ческие средства позволяют визуализировать отклонение между моделями поверхностей острия иглы и калибровочной поверхности. В качестве критерия для оценки качества модели острия иглы используется равенство (2). В качестве геометрии острия иглы может быть выбрана та модель, для которой равенство нарушается в наименьшем числе контрольных точек. Если оно нарушается для слишком большого числа контрольных точек, то выбранную модель нельзя считать удовлетворительной, и она требует уточнения.

Подсистему определения формы и размера острия иглы апробировали в составе программного комплекса для интерпретации измерений рельефа поверхности в исследованиях по изучению нанорельефа поверхности металлов, которые выполняли с помощью туннельного микроскопа НПО "Алмаз" в РХТУ им. Д. И. Менделеева 2006-2009 гг. Во всех случаях удавалось достаточно быстро выбирать необходимую модель геометрии острия иглы и подбирать ее параметры с точностью до десятых долей нанометра. Использование полученных геометрических параметров острия иглы при интерпретации измерений поверхности позволило увеличить фактическое разрешение микроскопа с 2 нм до десятых долей нанометра. Кроме того, изображения очищались от шумов и артефактов, для некоторых из которых традиционные средства коррекции изображений недостаточно эффективны.

Список литературы

1. Bukharaev A. A., Berdunov N. V., Ovchinnikov D. V., Salikhov K. M. Three-dimensional probe and surface reconstruction for atomy force microscopy using deconvolution algorithm // Scanning microscopy. 1998. Vol. 12, N. 1. P. 225–234.

2. Колесов Д. В., Яминский И. В. Кантилеверы для сканирующей зондовой микроскопии // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 11. С. 5—11.

3. http://www.weizmann.ac.il/surnab/peter/blind/

4. Арсеньев П. А., Беляков А. А., Евдокимов А. А., Заславская А. Г. и др. Нанотехнологии и их применение в электронике, в электротехнике и в водородной энергетике: Электронный учебник МЭИ (ТУ). Гл. 1.3. Методы получения наноструктур. URL: http://ebook.vetrov-denis.ru.

5. Миронов В. Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. М.: Техносфера, 2004.

6. Шелковников Е. И. Анализ расчетных моделей для плотности тока туннельных переходов металл—изолятор— металл. Деп. ВИНИТИ № 706-В00. 51 с.

Материаловедческие и технологические основы МНСТ

УДК 621.38.049.77:627.793.3

Н. М. Котова, вед. инженер,
Ю. В. Подгорный, канд. техн. наук, вед. науч. сотр.,
Д. С. Серегин, аспирант,
К. А. Воротилов, д-р техн. наук, проф., зам. декана по науч. работе,
А. С. Сигов, член-корр. РАН, ректор e-mail: vorotilov@mirea.ru

ВЛИЯНИЕ МЕТОДИКИ ПРИГОТОВЛЕНИЯ ПЛЕНКООБРАЗУЮЩИХ РАСТВОРОВ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ЦТС

Исследовано влияние методики приготовления исходных компонентов в процессе синтеза пленкообразующих растворов на электрофизические свойства формируемых тонких пленок цирконата-титаната свинца. Установлено существенное влияние на свойства формируемых пленок природы вводимого циркониевого компонента. Показано, что наилучшие параметры пленок обеспечивает процесс с использованием спиртового раствора пропилата циркония.

Ключевые слова: сегнетоэлектрики, химическое осаждение из растворов, алкоксид, поляризация, гистерезис

Введение

Метод химического осаждения из растворов (золь-гель-метод) широко используется для формирования тонких пленок и наноструктур в интегрированных сегнетоэлектрических устройствах [1]. Метод обеспечивает формирование многокомпонентных оксидных соединений с точным соблюдением стехиометрического соотношения элементов и низкой температурой формирования оксидных фаз. Использование алкоголятов металлов позволяет получить материалы высокой степени чистоты, так как спиртовые производные металлов поддаются глубокой очистке методами перегонки и перекристаллизации.

Процесс формирования тонких пленок цирконататитаната свинца (ЦТС) методом химического осаждения из растворов, основанный на взаимодействии ацетата свинца с алкоголятами титана и циркония (как правило, $Ti(O^{i}Pr)_{4}$ или $Ti(O^{n}Bu)_{4}$ и $Zr(O^{n}Pr)_{4}$

или $Zr(O^{n}Bu)_{4}$) в метилцеллозольве, впервые предложен группой Руапе [2].

Важным этапом процесса приготовления исходных растворов, в которых в качестве свинецсодержащего производного используется тригидрат ацетата свинца, является дегидратация $Pb(CH_3COO)_2 \cdot 3H_2O$ в целях предотвращения гидролиза при синтезе пленкообразующих растворов. Одним из методов дегидратации тригидрата ацетата свинца является многократная отгонка в 2-метоксиэтаноле [3-5]. В работах [3, 6] показано, что при этом наряду с дегидратацией кристаллогидрата свинца имеет место частичное разложение ацетата свинца с образованием оксопродуктов и замещение ацетатных групп на ме-Образование тилцеллозольватные. оксоацетатов снижает способность свинецсодержащего производного к дальнейшему комплексообразованию с алкоголятами титана и циркония. Уксусная кислота, выделяющаяся в ходе обменных реакций, вступает в реакции этерификации с образованием воды, что объясняет невозможность полного удаления воды в процессе многократных отгонок [4].

В работе Кlee [5] предложен метод дегидратации $Pb(CH_3COO) \cdot 3H_2O$ нагреванием в вакууме. Проведенные эксперименты показали, что гарантировать полное удаление воды из препарата невозможно, особенно при работе с большими количествами вещества [3, 6].

В работах [3, 7] дегидратацию $Pb(CH_3COO) \cdot 3H_2O$ осуществляли в ходе реакции с уксусным ангидридом. Содержание воды в таких растворах не превышало 0,1 масс. %, а очень низкая температура дегидратации исключала протекание побочных реакций пиролитического расшепления с образованием оксоацетатов. Однако существенным недостатком кристаллического препарата $Pb(CH_3COO) \cdot 3H_2O$ является его разложение при длительном хранении с образованием основных солей, способствующих при проведении дегидратации накоплению нежелательных оксоацетатов.

В качестве исходных производных титана и циркония обычно используют их изопропилаты, реже бутилаты [8—10]. Вопрос о влиянии природы исходных компонентов титана и циркония на процессы формирования пленок в настоящее время изучен недостаточно. В работе [8] утверждается, что использование бутил-производных титана и циркония приводит к меньшей степени ориентации в направлении (111) и снижению остаточной поляризации в пленках, что, по мнению авторов, связано с протеканием реакций этерификации, ведущих к удалению органических эфиров в ходе дистилляции раствора.

Целью настоящей работы было установление взаимосвязи метода синтеза пленкообразующих растворов с использованием различных исходных компонентов с электрофизическими свойствами тонких пленок ЦТС.

Приготовление пленкообразующих растворов

Приготовление пленкообразующих растворов осуществлялось смешением рассчитанных количеств компонентов при избытке свинца 15 %. Алкоголяты металлов чувствительны к влаге и гидролизуются даже следовыми количествами воды, что приводит к снижению их растворимости в органических растворителях и изменению их реакционной способности. В связи с этим все работы с алкоголятами металлов проводили в осушенной атмосфере аргона с применением абсолютных растворителей.

Для получения ацетата свинца Pb(CH₃COO)₂ был разработан метод твердофазного синтеза из оксида свинца (PbO) с применением абсолютных реагентов: уксусной кислоты и уксусного ангидрида. Проведение синтеза при комнатной температуре позволило избежать пиролитического разложения ацетата свинца и полностью освободиться от влаги в системе, что существенно повысило стабильность пленкообразующих растворов и формируемых из них пленок. Полученную объемную массу откачивали в вакууме (10...12 мм рт. ст.) роторным испарителем до сыпучего состояния. Полученный порошок ацетата свинца растворяли при комнатной температуре в метилцеллозольве и использовали для приготовления пленкообразующих растворов. Точное содержание свинца в растворе определяли методом комплексонометрии с использованием индикатора эриохрома черного.

Для приготовления раствора №1 (табл. 1) в качестве циркониевого компонента использовался мо-

носольват изопропилата циркония Zr(O^{*i*}Pr)₄^{*i*}PrOH. Из-за склонности к гидролизу моносольват изопропилата циркония содержит гидролизованные формы, малорастворимые не только в алифатических спиртах, но и в спиртоэфирах. Поэтому препарат предварительно перекристаллизовывали из горячего спиртового раствора.

К раствору ацетата свинца в метилцеллозольве добавляли необходимое количество кристаллического моносольвата изопропилата циркония. Смесь кипятили до получения гомогенного раствора компонентов, содержащих Pb и Zr. Ti-содержащий компонент вводили в виде раствора изопропилата титана $Ti(O^{i}Pr)_{4}$ в метилцеллозольве. Конечная концентрация пленкообразующего раствора в расчете на сумму алкоголятов титана и циркония составляла 0,25 М.

Для синтеза использовали свежеперегнанный в вакууме алкоголят титана, так как изопропоксид титана гигроскопичен и склонен к образованию оксосоединений.

Для приготовления растворов № 2—4 использовали растворы алкоголятов циркония: $Zr(O^{n}Pr)_{4}$ в пропиловом спирте с концентрацией 70 масс. % и $Zr(O^{n}Bu)_{4}$ в бутиловом спирте с концентрацией 80 масс. %.

Необходимое количество пропилата и бутилата циркония вводили в систему при комнатной температуре. Таким образом, удавалось избежать процедуры многочасового кипячения раствора ацетата свинца в 2-метоксиэтаноле (как это имеет место в случае использования моносольвата изопропилата циркония), приводящего в результате реакции этерификации между спиртоэфиром и уксусной кислотой к появлению неконтролируемого количества воды и, как следствие, к нестабильности пленкообразующих растворов во времени.

Таким методом были приготовлены три пленкообразующих раствора:

№ 2 — с использованием растворов пропилата циркония и изопропилата титана;

Номер раствора	Циркониевый компонент	Титансодержащий компонент	Стехиометрический состав компонентов	№ образца	Температура кристаллизации, °С
1	Zr(O ⁱ Pr) ₄ . ⁱ PrOH Кристаллич. порошок	Ti(O ⁱ Pr) ₄	Pb _{1,15} Zr _{0,48} Ti _{0,52}	1-1 1-2	600 650
2	70 мас. % раствор Zr(O ⁿ Pr) ₄ в 1-пропаноле	Ti(O ⁱ Pr) ₄	Pb _{1,15} Zr _{0,48} Ti _{0,52}	2-1 2-2	600 650
3	70 мас. % раствор Zr(O ⁿ Pr) ₄ в 1-пропаноле	Ti(O ⁿ Bu) ₄	Pb _{1,14} Zr _{0,48} Ti _{0,52}	3-1 3-2	600 650
4	80 мас. % раствор Zr(O ⁿ Bu) ₄ в 1-бутаноле	Ti(O ⁱ Pr) ₄	Pb _{1,14} Zr _{0,48} Ti _{0,52}	4-1 4-2	600 650

Компоненты пленкообразующих растворов образцов пленок ЦТС

Таблица 1

№ 3 — пропилата циркония и бутилата титана; № 4 — бутилата циркония и изопропилата титана (см. табл. 1).

Перед использованием алкоголят титана подвергали вакуумной дистилляции. Бутилат титана вводили в виде раствора в метилцеллозольве с содержанием 20 масс. %.

Формирование пленок

Для проведения исследований на подложках монокристаллического кремния диаметром 200 мм были сформированы сегнетоэлектрические конденсаторные структуры. Нижним электродом служил слой платины с адгезионным подслоем оксида титана (10 нм), который осаждался на слой термического диоксида кремния (300 нм). Пленкообразующий раствор ЦТС осаждали методом послойного нанесения (пять слоев) с промежуточной сушкой (180 °C) и пиролизом при 400 °C. Окончательный отжиг проводили при температурах 600 °C или 650 °C в течение 20 мин.

Толщина пленок ЦТС составляла 154—160 нм. Верхний никелевый электрод размером ~200 × 124 мкм осаждали через маску методом вакуумного распыления.

Для исследования зависимости электрофизических характеристик от параметров синтеза исходных растворов измеряли петли сегнетоэлектрического гистерезиса и вольт-фарадные характеристики (ВФХ) структур металл—сегнетоэлектрик—металл.

В табл. 1 представлены номера растворов и исходные препараты, а также номера образцов пленок ЦТС в соответствии с их температурой кристаллизации.

Измерение петель гистерезиса

Измерения сегнетоэлектрического гистерезиса пленок ЦТС проводили методом Сойера—Тауэра [11]. На каждом образце выполнено измерение петель гистерезиса в семи различных точках. На рис. 1 показаны усредненные петли гистерезиса всех образцов. Амплитуда испытательного синусоидального напряжения составляла ~8 В. Исключением яв-



Рис. 1. Петли сегнетоэлектрического гистерезиса образцов пленок ЦТС

лялся образец 1-1, при испытании которого амплитуда напряжения составляла 6 В, так как напряжение его электрического пробоя оказалось менее 8 В (табл. 2).

Для оценки прямоугольности петли гистерезиса в качестве меры наклона (крутизны) использовали значение максимума дифференциальной диэлектрической проницаемости и значение производной поляризации по напряжению в точке, в которой поляризация принимает значение, равное нулю [12].

В табл. 2 приведены усредненные значения остаточной поляризации для прямой $P_r^{(-)}$ и обратной $P_r^{(+)}$ ветвей петли гистерезиса, средние значения остаточной поляризации и соответствующие средние квадратические отклонения (СКО), значения крутизны петли гистерезиса в точке ее пересечения с осью абсцисс, вычислявшиеся по формуле $(dP/dU)|_{P=0}$, коэрцитивные напряжения $U_{cr}^{(-)}$ и

Таблица 2

Образец	$P_r^{(-)},$ мкКл/см ²	<i>P</i> _{<i>r</i>} ⁽⁺⁾ , мкКл/см ²	<i>P_{rcp}</i> , мкКл/см ²	СКО, %	$\frac{dP}{dU}\Big _{P=0},$ MKK $\pi \cdot cM^{-2} \cdot B^{-1}$	$E_{cr}^{(+)},$ кВ/см	$E_{cr}^{(-)},$ кВ/см	$U_{cr}^{(-)}, { m B}$	U _{cr} ⁽⁺⁾ , B	<i>U</i> _{см} , В	<i>U</i> _{прб} , В
1-1 1-2 2-1 2-2 3-1 3-2 4-1	$\begin{array}{r} -23,5\\ -30,6\\ -32,4\\ -36,8\\ -28,1\\ -38,4\\ -37,4\end{array}$	14,3 22,4 18,6 31,9 19,9 29,5 25,5	18,9 26,5 25,5 34,4 24,0 34,0 31,5	6 14 10 6 16 12 10	21,7 35,5 31,2 45,3 29,2 43,7 42,3	$\begin{array}{r} -43,5 \\ -49,7 \\ -44,6 \\ -59,9 \\ -57,8 \\ -57,8 \\ -50,0 \end{array}$	100 107 120 89 112 96 110	$-0,70 \\ -0,80 \\ -0,70 \\ -0,94 \\ -0,89 \\ -0,89 \\ -0,79$	1,61 1,72 1,89 1,40 1,72 1,48 1,73	$\begin{array}{c} 0,45\\ 0,46\\ 0,60\\ 0,23\\ 0,41\\ 0,30\\ 0,47\end{array}$	7,9 10,1 9,7 12,4 11,0 9,1 11,8
4-2	-27,7	20,9	24,3	11	34,1	-51,3	98	-0,81	1,55	0,37	11,6

Основные характеристики петель гистерезиса пленок ЦТС

 $U_{cr}^{(+)}$ и соответствующие напряженности $E_{cr}^{(-)}$ и $E_{cr}^{(+)}$ значения напряжения смещения петли гистерезиса $U_{\rm CM}$, напряжение пробоя $U_{\rm прб}$.

Как видно из рис. 1 и табл. 2, при увеличении температуры кристаллизации с 600 до 650 °С поляризуемость ЦТС-пленок из растворов №№ 1, 2 и 3 существенно повышается (на 25—50 %), в то время как поляризуемость ЦТС-пленки из раствора № 4 снизилась примерно на 30 %. Последнее согласуется с результатами структурного анализа [13]: доля фазы перовскит (100) у образца 4-1 существенно ниже, чем у образца 4-2.

Измерение вольт-фарадных характеристик

Измерение ВФХ проводили с помощью высокоточного LCR-метра модели Agilent 4284А при изменении напряжения смещения в пределах ± 6 В на дискретных частотах измерительного сигнала в диапазоне 5—1000 кГц при амплитуде 25 мВ. В результат измерения малосигнальной емкости вносилась поправка, учитывающая влияние паразитной индуктивности L_{Π} соединительных проводников, в соответствии с формулой

$$C_{\rm M} = C_{\rm M3M} / [1 + (2\pi f)^2 L_{\rm II} C_{\rm M3M}],$$

где $C_{\rm изм}$ — измеренное значение емкости образца; f — частота измерения. Значение $L_{\rm II}$, определенное предварительной калибровкой, составило 5 мкГн.

Вольт-фарадные характеристики измеряли в семи точках каждого образца пленок ЦТС. Затем для каждой частоты f определяли усредненные ВФХ и соответствующее стандартное отклонение СКО. По ВФХ рассчитывали соответствующие зависимости от управляющего напряжения линейной (малосигнальной) диэлектрической проницаемости (ДП) $\varepsilon_{лин}(U, f)$. На рис. 2 показаны семейства зависимостей ДП, соответствующих максимумам ВФХ, от частоты. Из приведенных зависимостей следует, что с увеличением частоты диэлектрическая проницаемость всех образцов уменьшается, а образцы 1-2, 2-2, 4-1 и 4-2 обладают наибольшими значениями ДП. Необходимо отметить, что характер частотной зави-



Рис. 2. Зависимости максимальных значений ДП от частоты образцов ЦТС при воздействии сигнала малой амплитуды

симости ДП сохраняется во всех точках ВФХ, т. е. не зависит от напряжения смещения.

В табл. З приведены основные параметры ВФХ сегнетоэлектрических пленочных образцов для частоты 100 кГц. В таблице приняты следующие обозначения: $\varepsilon_{\text{лин. макс}}$ — значения малосигнальной ДП, соответствующие максимумам ВФХ, при изменении управляющего напряжения в прямом "прям." и обратном "обр." направлении; $U_c^{(-)}$ и $U_c^{(+)}$ — значения управляющего напряжения, при которых имеют место максимумы малосигнальной емкости; $E_{cr}^{(-)}$ и $E_{cr}^{(+)}$ — коэрцитивные напряженности электрического поля; $\varepsilon_{\text{лин. мин}}$ — минимальное значение ДП при напряжении смещения +6 В; k_C — коэффици-

Таблица 3

Образец	٤ _{лин.max}		e .	ka	CKO %	$U^{(-)}$ D	$U^{(+)}$ D	<i>II</i> B	$E^{(-)}$ $u \mathbf{P} / o t$	$E^{(+)}$ $u \mathbf{P} / o t$
Образец	обр.	прям.	°лин.min	~C	CKO, 70	0 _С , в	0 _С , в	C _{CM.C} , D	<i>L_{cr}</i> , KD/CM	<i>L_{cr}</i> , KD/CM
1-1	707	720	214	3,2	4,1	-1,48	0,376	-0,552	-91,9	23,3
1-2	1125	1119	313	3,3	2,2	-1,524	0,369	-0,577	-94,7	22,9
2-1	756	759	211	3,6	7,1	-1,324	0,317	-0,503	-84,3	20,2
2-2	982	971	273	3,6	3,1	-1,178	0,315	-0,431	-75,0	20,1
3-1	626	618	194	3,2	2,2	-1,145	0,266	-0,440	-74,3	17,3
3-2	808	789	230	3,5	12,5	-1,199	0,422	-0,389	-77,9	27,4
4-1	986	957	283	3,5	6,3	-1,244	0,336	-0,454	-78,8	21,3
4-2	866	855	254	3,4	6,4	-1,204	0,425	-0,389	-76,2	26,9

Основные параметры ВФХ пленочных образцов ЦТС при частоте сигнала 100 кГц

Таблица 4 Ранжированные сводные характеристики пленок ЦТС

Обра- зец	<i>Р_г,</i> мкКл/см ²	$\frac{dP}{dU}\Big _{P=0},$ MKK $\pi/(cm^2 \cdot B)$	^ε диф.max	^ε лин.max	<i>U</i> _{прб} , В
2-2	34,4	45,3	8385	982	12,4
3-2	34,0	43,7	7195	808	9,1
4-1	31,5	42,3	6933	986	11,8
1-2	26,9	35,5	7322	1125	10,1
4-2	24,3	34,1	5788	865	11,6
2-1	25,5	31,2	5981	756	9,7
3-1	24	29,2	4956	626	11,0
1-1	18,9	21,7	3886	707	7,9

ент перекрытия по емкости; СКО — среднее квадратическое отклонение отдельного результата измерения емкости (диэлектрической проницаемости) от среднего значения для данной совокупности измерений, выполненных в разных точках определенного образца. В данном случае СКО в большей степени характеризует неоднородность испытуемого образца, а не случайную составляющую погрешности измерений.

В табл. 4 приведены обобщенные характеристики исследованных пленок ЦТС, ранжированные по значению остаточной поляризации. Эта таблица позволяет оценить их интегральные качества по совокупности основных характеристик. В нее включены такие параметры, как среднее значение остаточной поляризации; крутизна петли гистерезиса при значении поляризации, равном нулю; максимальные значения дифференциальной диэлектрической проницаемости; максимальные значения диэлектрической проницаемости при воздействии высокочастотного сигнала малой амплитуды (25 мВ).

Анализ полученных результатов показывает, что наиболее стабильные характеристики в условиях высокотемпературной (650 °C) и низкотемпературной (600 °C) кристаллизации демонстрируют образцы, сформированные с использованием растворов пропилатов циркония (№ 2 и № 3). При этом вид гомолога алкоголята титана не оказывает существенного влияния на свойства пленок (раствор № 2 с использованием раствора изопропилата титана демонстрирует несколько большие значения остаточной поляризации, чем раствор № 3 с бутилатом титана). При этом в отличие от данных работы [8], в которых пленки, сформированные из растворов бутилата титана, имели значение остаточной поляризации почти на 50 % меньше, мы не наблюдали столь сильного отличия при переходе от бутилата к изопропилату и, более того, отмечали преимущественную ориентацию (111) в пленках в случае использования бутилата титана [13].

Такое отличие можно объяснить методами синтеза: так, авторы работы [8], как правило, в процессе приготовления пленкообразующих растворов подвергали реакционную смесь многочасовому кипячению (при T = 130 °C, 6 ч) с последующим удалением образованных сложных эфиров в процессе дистилляции. В случае использования бутилатов реакция образования сложного эфира протекает более интенсивно.

В настоящей работе приготовление пленкообразующих растворов проводили при комнатной температуре, что позволило минимизировать образование сложных эфиров и, как следствие, неконтролируемое выделение воды в результате реакции этерификации.

Использование раствора бутилата циркония (раствор № 4) приводит к значительному снижению поляризации пленок при высокотемпературной кристаллизации (650 °С), однако в условиях низкотемпературной кристаллизации (600 °С) обеспечивает высокие параметры электрофизических свойств пленок. Данный факт подтверждается данными просвечивающей электронной микроскопии [13]: при 600 °С пленки обладают практически однокомпонентной (111) текстурой, в то время как в условиях высокотемпературной кристаллизации (650 °С) формируется двухкомпонентная (111) + (100) текстура.

Использование в качестве исходного компонента моносольвата изопропилата циркония в силу плохо контролируемого гидролиза приводит к снижению основных электрофизических характеристик формируемых слоев.

Выводы

- Предложены методики синтеза пленкообразующих растворов для формирования пленок ЦТС, отличающиеся высокой стабильностью растворных композиций и высокими параметрами электрофизических свойств получаемых пленок. Отличительной особенностью разработанного метода является использование ацетата свинца, получаемого методом твердофазного синтеза из оксида свинца, и растворов пропилатов и бутилатов циркония и титана в соответствующих спиртах.
- Установлено, что использование спиртовых растворов алкоголята циркония, в отличие от кристаллического моносольвата изопропилата циркония, позволяет избежать процесса неконтролируемого гидролиза на стадии его приготовления, что обеспечивает меньшую дефектность и лучшие электрофизические свойства формируемых пленок.
- Наиболее существенное влияние на свойства пленок ЦТС оказывает вид гомолога алкоголята циркония. Наилучшие электрофизические свойства пленок обеспечивает использование в качестве исходного компонента растворов пропилатов циркония. Использование растворов бутилата циркония приводит к значительному снижению

поляризации пленок при высокотемпературной кристаллизации (650 °C), однако в условиях низкотемпературной кристаллизации (600 °C) обеспечивает высокие параметры электрофизических свойств пленок и формирование однокомпонентной (111) текстуры.

Природа вводимого алкоголята титана не оказывает существенного влияния на свойства пленок ЦТС. Использование раствора изопропилата титана обеспечивает несколько большие значения остаточной поляризации, в отличие от использования бутилата титана.

Работа выполнена при поддержке гранта аналитической ведомственной целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы (2009—2010 гг.)", подраздел № 2.1.2.

Список литературы

1. Воротилов К. А., Сигов А. С. Сегнетоэлектрические запоминающие устройства: перспективные технологии и материалы // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 10. С. 30—42.

2. **Budd K. D., Dey S. K., Payne D. A.** Sol-gel processing of PbTiO₃, PbZrO₃, PZT and PLZT thin films // Brit. Ceram. Proc. 1985. N 36. P. 107–121.

3. Yanovskaya M. I., Obvintseva I. E., Solovyova L. I., Kovsman E. P., Vorotilov K. A., Vasilyev V. A. Alkoxy-derived ferroelectric PZT films: the effect of lead acetate dehydration techniques and lead content in the electrochemically prepared solutions on the properties of the films // IntegratedFerroelectrics. 1998. V. 19. P. 193–209. 4. Ramamurthy S. D., Payne D. A. Structural investigations of prehydrolyzed precursors used in the sol-gel processing of lead titanate // J. Amer. Ceram. Soc. 1990. V. 73. N 8. P. 2547–2551.

5. Klee M., Eusemann R., Waser R., Brand W., Van Hal H. Processing and electrical properties of $Pb(Zr_xTi_{1-x})O_3$ (x = 0.2-0.75) films: comparison of metal-organic decomposition and sol-gel processes // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. N 4. P. 1566-1576.

6. Vorotilov K. A., Yanovskaya M. I., Turevskaya E. P., Sigov A. S. Sol-gel derived ferroelectric thin films: avenues for control of microstructural and electric properties // J. Sol-Gel Science and Technology. 1999. V. 16. P. 109–118.

7. Kolling O. W., Lambert J. L. The dissociation of metal acetates in anhydrous acetic acid // Inorganic Chemistry. 1964. V. 3. N 2. P. 202–205.

8. Schneller T., Waser R. Chemical modifications of $Pb(Zr_{0.3}Ti_{0.7})O_3$ precursor solutions and their influence on the morphological and electrical properties of the resulting thin films // J. Sol-Gel Science and Technology. 2007. V. 42. No.3. P. 337–352.

9. Schwartz R. W., Bunker B. C., Dimos D. B., Assink R. A., Tuttle B. A., Tallant D. R., Weinstock L. A. Solution chemistry effects in $Pb(Zr, Ti)O_3$ thin film processing // Integrated Ferro-electrics. 1992. V. 2. N 1. P. 243–254.

10. Fukushima J., Kodaira K., Matsushita T. Preparation of ferroelectric PZT films by thermal decomposition of organometallic compounds // J. Mater. Sci. 1984. V. 19. N 2. P. 595–598.

11. Барфут Дж., Тейлор Дж. Полярные диэлектрики и их применения. М.: Мир. 1981.

12. **Tagantsev A. K., Gerra G.** Interface- induced phenomena in polarization response of ferroelectric thin films // Journal of Applied Physics. 2006. V. 100. P. 051607.

13. Хмеленин Д. Н., Серегин Д. С., Дальская Г. Ю. Влияние методики синтеза пленкообразующего раствора на структуру тонких пленок цирконата-титаната свинца // Матер. VII Междунар. научно-техн. конф. "Intermatic", 7—11 декабря 2009 г. М.: МИРЭА, 2009. Ч. 2. С. 79—83.

УДК 621.38-022.532

А. А. Кузьмин¹, аспирант,

А. Г. Коваленко², канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., **С. А. Ковтонюк**², канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. ¹ Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования

"Московский физико-технический институт (государственный университет)" (МФТИ) ² Учреждение Российской академии наук

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, e-mail: artyom.kuzmin@gmail.com

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ БОЛОМЕТРОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ

Предложена технология изготовления сверхпроводниковых тонкопленочных болометров, включенных в планарную двухщелевую антенну на частоты от 0,2 до 0,3 ТГц. Такие интегральные болометры полностью были изготовлены с помощью электронно-лучевой литографии с применением органических масок из ПММА и его сополимеров. В качестве термометра и абсорбера излучения были использованы микроструктуры из тонкопленочного сверхпроводника — титановые мостики, полученные методом магнетронного напыления и "lift-off" методики. Такая микроструктура имела критическую температуру перехода Т_к около 0,35 К и являлась сенсором на краю перехода (СКП). Антенна и подводящие линии были выполнены из ниобия.

Ключевые слова: субмиллиметровый (терагерцовый) диапазон длин волн (частот), сверхпроводниковые прямые детекторы, сверхпроводниковые болометры, сенсоры на краю перехода, тонкие нанометровые сверхпроводниковые пленки, технология микронных, субмикронных и нанометровых сверхпроводниковых структур, электронно-лучевая литография

Введение

Терагерцовый диапазон частот является одним из самых малоизученных на сегодняшний день. Возможность детектирования излучения в этом диапазоне представляет большой интерес как с точки зрения фундаментальных, так и прикладных исследований. В настоящее время активно развивается технология изготовления чувствительных приемников миллиметрового и субмиллиметрового диапазона. Такие приемные устройства прежде всего необходимы для решения задач радиоастрономии по исследованию космического микроволнового излучения [1]. Также системы терагерцового видения на основе таких чувствительных приемников могут эффективно применять для решения задач безопасности и медицинской диагностики (пассивное сканирование).

Одними из наиболее эффективных приемников в субмиллиметровом диапазоне длин волн являются болометры — устройства, у которых чувствительным элементом является поглотитель, нагревающийся под действием излучения. Изменение температуры поглотителя измеряется с помощью какого-либо термометра. Поглощенная в абсорбере мощность отводится через термическую связь в тепловой сток, температура которого поддерживается постоянной. В качестве высокочувствительного термометра в болометрах можно использовать сверхпроводниковый сенсор на краю перехода (СКП), термически связанный с абсорбером. Электрическое сопротивление такого термометра вблизи Т_к чрезвычайно сильно зависит от температуры. Измеряя токовый отклик в таком термометре с помощью малошумящего СКВИД-усилителя можно добиться высокой чувствительности.

Различают два вида сверхпроводниковых болометров:

- детекторы с СКП, подвешенные на мембранах или на тонких нитях для улучшения теплоизоляции и увеличения чувствительности [2];
- детекторы, включенные в антенну [3].

В случае детекторов на мембранах объем абсорбера, а значит и его теплоемкость нельзя уменьшить ниже некоторого предела, связанного с длиной волны поглощаемого излучения. Чувствительность таких болометров заметно ниже, чем у болометров, включенных в антенну. В последнем случае абсорбер и СКП-термометр совмещены в одном элементе малых размеров, а излучение подводится от антенны через микрополосковые и копланарные линии. В таких болометрах рабочим телом абсорбера является электронный газ. При низких температурах в сверхпроводнике электроны слабо взаимодействуют с решеткой. поэтому при поглошении излучения электронный газ разогревается до температуры выше температуры решетки. Такие детекторы еще называют болометрами на "горячих электронах". Критическая температура перехода абсорбера может быть подобрана под диапазон работы рефрижератора путем уменьшения толщины пленки сенсора. В этом случае проявляется размерный эффект, заключающийся в уменьшении критической температуры сверхпроводника [4].

Теоретические оценки [5] для СКП-болометров, включенных в антенну, показывают, что их предельная чувствительность ограничивается тепловыми шумами в абсорбере. В данном случае мощность, эквивалентная шуму, определяется выражением

$$NEP = \sqrt{4k_B T^2 G} ,$$

где k_B — постоянная Больцмана; T — температура; $G \propto v T^n$ — теплопроводность, v — объем абсорбера болометра. При температурах около 300 мК, достижимых с помощью сорбционных рефрижераторов на He³ и при размерах абсорбера $10 \times 1,0 \times 0,04$ мкм предельная чувствительность $NEP \approx 10^{-17}$ Вт/Гц^{1/2}. При 40 мК, достижимых на рефрижераторах растворения He³/He⁴ и размерах абсорбера $1,0 \times 0,13 \times 0,04$ мкм $NEP \approx 10^{-21}$ Вт/Гц^{1/2}. Последнее значение близко к пределу, обусловленному квантовым шумом самого принимаемого излучения, включая космический фон.

1. Дизайн одиночного приемного элемента

В результате электромагнитного моделирования была предложена топология одиночного приемного элемента (рис. 1) [6], которая представляет собой многослойную микросхему (рис. 2), выполненную



Рис. 1. Расчетная топология одиночного приемного элемента с характерными размерами:

1 — абсорбер; 2 — подводящие линии; 3 — планарная двухщелевая антенна



Рис 2. Схематичное изображение одиночного приемного элемента на кремниевой подложке:

1 — абсорбер; 2 — антенна; 3 — подводящие линии и контактные площадки



Рис. 3. Схематичное изображение порядка следования слоев. Цифры соответствуют номеру слоя в таблице

Порядок следования слоев схемы и их параметры

N⁰	Структура	Мате- риал	Тол- щина, нм	Крити- ческий размер, мкм	Точность совмеще- ния, мкм
1	Подложка	Крем- ний	0,3	_	_
2	Наводящие знаки и маркеры	Золото	100	0,5	—
3	Поглотитель	Титан	100	0.2	0.5
4	Подводя- щие линии	Ниобий	150	0,5	0,5
5	Изоляция	SiO ₂	250	—	10
6	Антенна	Ниобий	250	0,5	0,5
7	Контактные площадки	Палла- дий	250	5	5

по тонкопленочной технологии с порядком следования слоев, указанным в таблице и на рис. 3.

2. Технология изготовления

Для быстрого бесшаблонного изготовления различных прототипов одиночных приемных элементов был разработан технологический процесс с использованием только электронно-лучевой литографии. В качестве электронного литографа использовался растровый электронный микроскоп (РЭМ) "JEOL JSM-6460" с внешним литографическим расширением NanoMaker. Данный литограф позволяет зарисовывать максимальное поле 2 мм² с разрешением не хуже 200 нм и точностью совмещения слоев не хуже 0,5 мкм (при использовании меньших полей рисования, разрешение и точность совмещения увеличиваются).

Таким образом, все элементы были сформированы с применением электронно-лучевой литографии, что позволило в короткий срок и без затрат на изготовление шаблонов опробовать различные конфигурации и выбрать оптимальную. Был разработан цифровой шаблон приемного элемента с необходимой дополнительной инфраструктурой (рис. 4).

При использовании метода электронно-лучевой литографии необходимо учитывать эффект близости



Гис. 4. Общи від цифрового шаолога приємного элемента, спроектированного для электронно-лучевой литографии: 1 — наводящие знаки для резки чипов; 2 — маркеры совмещения; 3 — абсорбер; 4 — титановый мостик-"свидетель"; 5 слой изоляции; 6 — антенна; 7 — контактные площадки; 8 —

серийный номер чипа

при экспонировании структур. Этот эффект проявляется во взаимном влиянии близко расположенных областей и, как следствие, в избыточной поглощенной дозе. Некорректное распределение дозы вызывает искажение геометрии структуры, которое может превысить критический размер деталей и дать на выходе негодную структуру.

Для коррекции эффекта близости использовалась встроенная в систему NanoMaker методика модуляции дозы в цифровом шаблоне. Первичный и обратно отраженный электронный пучок моделировали стандартным двойным гауссовым распределением со следующими параметрами: $\alpha = 50$ нм — диаметр первичного пучка; $\beta = 3$ мкм — диаметр обратно отраженного пучка (при 25 кВ для кремния); $\eta = 0,7$ — коэффициент отражения энергии от кремниевой подложки. В результате коррекции экспонируемая структура разбивалась на различные зоны с постоянной дозой внутри одной зоны [7].

Всю металлизацию формировали методом магнетронного распыления в плазме аргона на DC-магнетронах в установке "LS 730S" прецизионного магнетронного напыления со шлюзовой загрузкой подложек фирмы "Von Ardenne Anlagen Technik". Диэлектрик осаждался с помощью RF-магнетрона в той же установке. Все мишени установлены на отдельных магнетронах и постоянно находятся в вакууме с остаточным давлением 10^{-8} мбар (10^{-6} Па). Вращающийся держатель стола ("карусель") позволяет устанавливать подложку под любой из пяти магнетронов и последовательно напылять материалы без разрыва вакуума.

В качестве литографических масок были использованы позитивные электронные резисты, являющиеся органическими полимерами, чувствительными к электронному облучению. Были использованы две коммерчески доступные марки электронных резистов на основе полиметилметакрилата:

- раствор РММА 950К 2 % в анизоле (марка "NANO[™] РММА А2", производитель "Microchem GmbH");
- раствор сополимера Р(ММА-МАА) 6 % в этиллактате (марка "NANO[™] Copolymer", производитель "Microchem GmbH").

Экспериментально были определены параметры данных резистов: зависимость толщины резистного слоя от скорости вращения центрифуги; чувствительность к облучению электронами при различных ускоряющих напряжениях, а также контрастность резиста. В качестве проявителя использовали безводный раствор метилизобутилкетона (MIBK) в изопропаноле (IPA) в соотношении MIBK : IPA -1 : 3 (объемные доли).

Дозы экспонирования для резиста РММА 950 К при 25 кВ составили от 120 до 140 мкКл/см²; для резиста copolymer от 50 до 60 мкКл/см².

Преимущество применения данных резистов для нашей задачи состоит в том, что они, их растворители и проявители состоят только из элементов С, Н, О. Механизм растворения и проявления не является химическим травлением в агрессивной среде. Все это минимизирует загрязнение и повреждение чувствительного элемента — сверхпроводящего титанового абсорбера.

Для формирования рисунка металлизации и диэлектрического слоя на кремниевой подложке на всех этапах использовался метод "взрывной" литографии (*lift-off*). Этот метод является аддитивным и заключается в напылении материала через позитивную резистную маску с последующим удалением маски и избыточного материала путем растворения маски в ацетоне (или в диметилформамиде — DFMA) и тряски в ультразвуке.

В качестве подложки использовалась кремниевая пластина ориентации (100). Кремний подложки имеет высокое удельное сопротивление (30 кОм · см), чтобы обеспечивать малое затухание излучения терагерцового диапазона. Перед нанесением резиста для формирования титанового абсорбера подложку тщательно промывали в нагретых органических растворителях с тряской в ультразвуке. Ниже представлены основные этапы технологического процесса и их параметры.

1. Титановый микромостик — абсорбер:

- нанесение двухслойного резиста РММА 2 %/сороlуmer 6 % на скорости 5000 об/с, сушка каждого слоя на хот плейте в течение 15 мин при 160 °С, сушка в конвекционной печи при 170 °С в течение 180 мин;
- экспонирование на ускоряющем напряжении 25 кВ, проявление в MIBK : IPA (1 : 3);
- чистка окон проявления в ВЧ-плазме аргона, предварительная откачка до 10^{-8} мбар (10^{-6} Па), магнетронное напыление титана, мощность магнетрона 300 Вт, давление аргона $5 \cdot 10^{-3}$ мбар (0,5 Па), скорость напыления титана 1 нм/с, метод *lift-off* в DMFA.
 - 2. Ниобиевые подводящие линии:
- резист РММА 2 % copolymer 6 %;
- экспонирование с совмещением на ускоряющем напряжении 25 кВ, проявление в проявителе MIBK : IPA (1 : 3);
- магнетронное напыление ниобия, мощность 300 Вт, скорость напыления 1,3 нм/с.
 3. Слой изоляции SiO₂:
- нанесение однослойного резиста copolymer 9 % 2000 об/с;
- экспонирование с совмещением на ускоряющем напряжении 5 кВ, площадная доза — 30 мкКл/см², проявление в МІВК : ІРА (1 : 3);
- ВЧ-магнетронное напыление SiO₂, мощность —

200 Вт, давление аргона — 10^{-3} мбар. Скорость напыления — 0,2 нм/с.

4. Ниобиевая двухщелевая антенна:

- нанесение однослойного резиста copolymer 9 % 2000 об/с;
- экспонирование с совмещением на ускоряющем напряжении 5 кВ, проявление в MIBK : IPA (1 : 3);
- магнетронное напыление ниобия, мощность 300 Вт, скорость напыления 1,3 нм/с.

Самыми критичными этапами создания многослойной микросхемы одиночного приемного элемента являются:

- формирование титанового поглотителя микрометровых размеров с критической температурой перехода *T* ≈ 0,35 К и шириной перехода *ΔT*_K < 50 мК.
 Особенно важными были условия сушки резиста для маски напыления титана; эти параметры сильно влияют на температуру и ширину сверхпроводящего перехода;
- формирование диэлектрического слоя из SiO₂.
 Вследствие большой площади диэлектрического слоя время экспонирования велико. Необходимо минимизировать облучение нижележащего слоя с поглотителем;
- точное совмещение слоев с титановым поглотителем, ниобиевыми подводящими линиями и двухщелевой антенной на все площади порядка одного квадратного миллиметра.

3. Результаты

На начальном этапе для проверки свойств сверхпроводника были изготовлены тестовые структуры без слоя изоляции и антенны. Низкотемпературные измерения зависимости сопротивления сверхпроводящего титанового мостика от температуры показали, что при толщине сверхпроводника около 100 нм и поперечных размерах вплоть до 10 × 1 мкм переход в сверхпроводящее состояние наступает при температуре около 0,35 К (в объемных образцах переход наступает при температуре около 0,39 К). При этом ширина перехода составляет примерно 50 мК (рис. 5) (в объемных образцах ширина перехода около 5 мК). Уширение перехода возможно связано с загрязнением титана вследствие перераспыления органической маски и ее дегазации во время осаждения сверхпроводника. Свойства абсорбера оказались очень чувствительны к параметрам резистной маски и условиям ее сушки.



Рис. 5. Зависимость сопротивления титанового мостика от температуры в рабочей области рефрижератора: 1 - размер 10×1 мкм; 2 - размер 100×10 мкм



Рис. 6. Общий вид в оптическом микроскопе готового чипа одиночного приемного элемента. Снизу виден дополнительный полосок-"свидетель", не включенный в антенну



Рис. 7. Изображение участка структуры приемного элемента. На вставках показаны увеличенные изображения: справа — центральная часть с поглотителем; слева — фильтр-"заглушка"





1 — "свидетель"; 2 — абсорбер, включенный в антенну

На следующем этапе были изготовлены законченные приемные элементы с антенной. Ниже представлены фотографии одного чипа, сделанные в оптический микроскоп (рис. 6, 7).

Низкотемпературные измерения готовых чипов показали, что ширина перехода абсорбера в сверхпроводящее состояние $\Delta T_{\rm K}$ заметно увеличилась (рис. 8). Это можно объяснить загрязнением сверхпроводника в процессах формирования верхних слоев чипа.

В дальнейшем планируется провести прямые измерения чувствительности полученного прибора в эксперименте с калиброванным источником терагерцового излучения, а также будут предприняты попытки по уменьшению загрязнения сверхпроводника как во время его осаждения, так и во время формирования следующих слоев.

Заключение

Была отработана технология изготовления сверхпроводниковых интегральных болометров, которая включает: разработку цифрового шаблона чипа с необходимой инфраструктурой; отработку режимов нанесения и сушки электронных резистов; отработку напыления сверхпроводников и диэлектриков; отработку режимов экспонирования с совмещением и проявления при электронно-лучевой литографии. В результате работы получена работоспособная интегральная схема, чувствительность которой оценена в эксперименте с калиброванным источником терагерцового излучения.

Список литературы

1. **Zmuidzinas J., Richards P. L.** Superconducting detectors and mixers for millimeter and submillimeter astrophysics // Proc. IEEE. 2004. V. 92. P. 1597–1616.

2. May T., Zieger G., Anders S. et al. Passive stand-off terahertz imaging with 1 hertz frame rate // Proc. SPIE. 2008. V. 6949.

3. Karasik B. S., Pereverzev S. V., Wei J. et al. Antennacoupled hot-electron direct detectors for submillimeter astronomy // Proc. SPIE. 2008. V. 7020.

4. Vystavkin A. N., Kovalenko A. G., Shitov S. V. et al. Development of high sensitive 1.2 mm imaging radiometer with two polarization antenna-coupled TES bolometer array for ground-based 6-m optical telescope // Proc. SPIE. 2008. V. 7020.

 Выставкин А. Н., Коваленко А. Г., Кон И. А. К оценке чувствительности болометров, работающих на краю сверхпроводникового перехода // Радиотехника и электроника.
 2007. Т. 52, № 4. С. 224—228.
 Выставкин А. Н., Шитов С. В. Анализ конструкции

6. Выставкин А. Н., Шитов С. В. Анализ конструкции приемной матрицы терагерцового диапазона с датчиками на краю сверхпроводникового перехода // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53, № 10. С. 1341—1344.

7. Aristov V. V., Svintsov A. A., Zaitsev S. I. Guaranteed accuracy of the method of "simple" compensation in electron lithography // Microelectronic Engineering. 1990. № 11. P. 641–644.

УДК 621.791.3

В. Н. Штенников, канд. техн. наук, зам. науч. упр., ФГУП УЭМЗ, г. Екатеринбург, e-mail: shtennikov@uemz.ru

ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ ПЕЧИ И ЧИСЛО ЗОН НАГРЕВА

Некоторые литературные источники утверждают, что для обеспечения требуемого температурного режима пайки и производительности процесса необходимо увеличивать длину печи и число зон нагрева.

В статье показано, что даже при массовом производстве необязательно использовать длинные многозонные конвейерные печи.

Ключевые слова: производительность, электронный компонент, пайка, температура, паяльная печь

Автор работы [1] справедливо отмечает, что для опытного технолога давно уже не является секретом наличие следующих вопросов при конвекционной пайке электронных компонентов на печатной плате:

- какова максимальная температура пайки, при которой будет обеспечена качественная пайка как "легких", так и "тяжелых" компонентов;
- какой должна быть оптимальная скорость конвейера;
- какой должна быть оптимальная температура теплоносителя в соответствующей зоне печи;
- каковы оптимальные соотношения температуры теплоносителя в зонах и производительности печи, и так далее.

При этом совершенно справедливо говорится о том, что с переходом на бессвинцовые припои перечисленные проблемы существенно выросли.

Некоторые источники отмечают следующие выводы относительно оборудования для конвекционной пайки [2]:

- паять электронные компоненты в корпусах BGA следует в туннельных печах с числом зон нагрева не менее, чем 8, при наличии не менее 2 зон охлаждения, не имея "теневых" участков для упомянутых компонентов;
- необходимо иметь контролируемый поток воздуха в зоне охлаждения;
- лучшие условия создаются в установках конденсационной (парофазной) пайки;
- для печатных плат с массивным основанием единственно приемлемой считается конденсационная пайка.

По данным источника [3] необходимость обеспечения относительно медленного нагрева печатного узла при конвекционной пайке пастами связана как с опасностью перегрева компонентов, чувствительных к большим перепадам температуры, так и с повышенным газовыделением, приводящим к образованию шариков припоя, разбрызгивающихся по поверхности печатной платы. Выдержка при температуре ниже температуры плавления припоя позволяет относительно одинаково прогреть как мелкие, так и относительно тяжелые компоненты.

Авторы статьи [4] отмечают, что, "если нагрев оказывается слишком быстрым, это может привести к повреждению платы или компонентов, а также к неоптимальной работе паяльной пасты. Если нагрев слишком медленный, это необоснованно удлиняет операционный цикл пайки. Типичные значения скорости нагрева лежат в пределах 2...3 °С/с".

В работе [5] констатируется факт, что "в технологиях пайки с использованием содержащих свинец паст происходит одновременное нагревание всех компонентов до температуры чуть ниже точки плавления припоя (183 °C). Затем осуществляется кратковременное резкое повышение температуры до 220...225 °C". По данным источника [6] оптимальной температурой, при которой происходит оплавление содержащей свинец пасты считается температура 210... 220 °C. В любом случае для бессвинцовых припоев "температурный профиль должен быть поднят примерно на 30 °C".

В статье [7] описываются преимущества так называемого "линейного профиля" по отношению к традиционному (полочному), заключающегося в исключении участков с повышенной скоростью роста температуры печатного узла с компонентами при выходе на пиковую температуру, которая должна составлять 205...225 °C, а время нахождения при температуре выше температуры плавления припоя 179...183 °С составляет 30... 90 с. Рекомендуемая скорость охлаждения ПУ после пайки 3...4 °С/с. Кроме этого сообщается, что "реальная температура на плате будет на 20...30 °С ниже при применении конвекционных систем нагрева" (вероятно, имелось в виду: ниже температуры теплоносителя). При использовании бессвинцовых припоев температуру в рабочей зоне "для образования интерметаллического соединения" необходимо увеличивать на 30...40 °С (вместо "интерметаллического соединения" корректнее говорить о "взаимной диффузии материала припоя и соединяемых деталей").

Источник [4] утверждает, что "число зон в конвейерных печах определяется требуемыми наклонами фронтов, температурой и скоростью охлаждения". В современных печах, предназначенных для бессвинцовой пайки, число зон, как правило, находится в пределах 7...10.

Эти данные подтверждает ряд авторов. Так, в работе [2] говорится о том, что при использовании бессвинцовой пасты необходимо иметь как минимум 5зонную конвекционную печь. На сайте ЗАО НИТИ "Авангард" говорится о применении в условиях крупносерийного и массового производства 7-зонной конвейерной конвекционной печи HOTFLOW 2/14 длиной 3,5 м, имеющей дополнительно две зоны охлаждения.

По данным предприятия ООО "Горизонт" в производстве используется конвейерная печь конвекционной пайки Genesis HyperFlow 8N (8 зон нагрева сверху, 8 зон нагрева снизу, 2 зоны охлаждения) [8]. Холдингом RCM Group сообщается о применении 11-зонной конвейерной печи, не считая зон охлаждения [9]. В статье [10] говорится об использовании конвекционной печи SEHO для среднесерийного производства с числом зон нагрева 12 (общая длина зон нагрева 2,5 м). Обобщая сказанное, источник [11] делает следующее заключение: "в связи с переходом на бессвинцовые технологии требуется больше времени на нагрев и охлаждение печатного узла. Чтобы выдержать требуемую скорость роста температуры современные печи становятся длиннее; их длина достигает 12 м, а число зон 9...11".

Попробуем разобраться, действительно ли для обеспечения требуемого температурного профиля пайки требуются многозонные печи?

В работе [8] приводится формула для расчета передачи теплоты между установкой для пайки оплавлением и электронным модулем:

$$q = \alpha t A \Delta T, \tag{1}$$

где α — коэффициент теплообмена; t — время нагрева; A — площадь; ΔT — разница температур; q — количество теплоты, переданной модулю.

Формула (1) пригодна для описания равновесного теплового режима во время работы электронного модуля в составе изделия, когда вся теплота *q*, выделившаяся в нем, идет на нагрев атмосферы.

В случае конвекционного нагрева электронного модуля в печи формула (1) не применима. Так, например, согласно уравнению (1) при стремлении времени нагрева к бесконечности, количество теплоты, переданной модулю, также стремится к бесконечности. Последнее обстоятельство предполагает рост температуры модуля до бесконечности, так как его теплоемкость конечна, что на практике не наблюдается [13].

В работе [12] приведено условие теплового баланса нагреваемого модуля в печи для каждой из зон при условии, что перепад температуры между отдельными участками модуля гораздо меньше, чем перепад температуры между поверхностью печатного узла и теплоносителем:

$$C_{\Pi}dt = \alpha t S_{\Pi}d\tau, \qquad (2)$$

где C_{Π} — теплоемкость печатного узла, Дж · °С⁻¹; *t* — превышение температуры теплоносителя над температурой печатного узла в соответствующей зоне, °С; α — коэффициент теплообмена, Вт · °С⁻¹ м⁻²; S_{Π} — площадь поверхности печатного узла, м²; τ — время, с.

Из уравнения (2) можно получить формулу для скорости нагрева печатного узла (модуля) в печи:

$$V_{\Pi} = \frac{dt}{d\tau} = \frac{\alpha t S_{\Pi}}{C_{\Pi}}.$$
 (3)

То есть скорость нагрева модуля в печи пропорциональна коэффициенту теплообмена, площади поверхности модуля, разнице температуры между поверхностью модуля и теплоносителем и обратно пропорциональна теплоемкости модуля.

Путем элементарных преобразований, учитывая, что при нагреве выполняются условия $t_{\tau \to \infty} = t_{T}$; $t_{\tau \to 0} = 0$ (отсчет температуры в каждой из зон начинается с ноля) можно получить выражение для

температуры печатного узла при конвекционном нагреве для каждой из зон, если температура теплоносителя в ней постоянная:

$$t_{\rm H} = t_{\rm T} \left(1 - \mathbf{e}^{-\tau/\tau_0^{\rm H}} \right), \tag{4}$$

где $t_{\rm T}$ — температура теплоносителя, °C; $\tau_0^{\rm H}$ — постоянная времени нагрева печатного узла, с:

$$\tau_0^{\rm H} = \frac{C_{\rm \Pi}}{\alpha_{\rm H} S_{\rm \Pi}}.$$
 (5)

Кроме этого отметим, что коэффициент теплообмена в формулах (3) и (5) увеличивается с ростом скорости обдува модуля теплоносителем, его теплоемкости и теплопроводности [14].

Из уравнения (3), в частности, следует, что скорость разогрева прямо не связана с числом зон в печи, с наличием конвейера, его скоростью, размерами печи.

Разогрев модуля по требуемому профилю можно обеспечить в одной зоне камерной печи, исходя из соотношения (3), меняя температуру теплоносителя, коэффициент теплообмена. Разогрев же в каждой из зон конвейерной печи, при условии постоянства скорости обдува теплоносителем, идет только по экспоненциальному закону в силу постоянства температуры теплоносителя [13].

В работе [15] говорится о том, "что время цикла предварительного нагрева колеблется от одной до двух минут независимо от скорости нагрева". Основываясь на соотношениях (4), (5), с упомянутым наблюдением нельзя согласиться. Время разогрева для печатных плат с металлическим основанием, имеющим большую теплоемкость, при равной площади поверхности, заметно больше, чем для печатных плат без него, что следует из уравнения (5) и из опыта. Тот же источник сообщает, что рост температуры с 120 до 200...220 °С происходит в течение 10...15 с. Однако эти данные, как легко заметить, не соответствуют требованиям ряда нормативных источников по максимально допустимой скорости нагрева электронных компонентов. По той же причине необходимо с большой осторожностью относиться к рекомендациям некоторых авторов проводить принудительное охлаждение печатного узла после пайки, так как при этом скорость изменения температуры может оказаться значительно выше предельно допустимой.

Источник [16] отмечает, что "новое поколение печей оплавления 1900EXL от компании Heller отличается увеличенным на 25 % воздушным потоком для обеспечения большей равномерности температуры, лучшей повторяемости и функционирования печи при длительном процессе пайки". В современных печах HOTFLOW также предусмотрена регулировка скорости вращения вентиляторов [2].

Повышение коэффициента теплообмена в конвекционных печах приближает их по характеристикам и получаемому результату к установкам конденсационной (парофазной) пайки: нагрев модуля можно осуществлять быстрее и только до температуры теплоносителя.

Необходимо, однако, отметить, что увеличение скорости обдува, как и большое значение коэффициента теплообмена в случае парофазной пайки, имеет свои как преимущества, так и недостатки. К преимуществам можно отнести быстрое достижение требуемой температуры нагрева как легкими, так и массивными компонентами, к недостаткам опасность сдува компонентов; слишком высокий рост температуры для термочувствительных компонентов; риск окисления поверхностей, что зависит от теплоносителя.

Для реализации самого бюджетного профиля — нагрева по экспоненте достаточно иметь одну зону с постоянной температурой теплоносителя $t_{\rm T}$. Разогрев модуля в этом случае можно оценить по соотношениям (4), (5).

Действительно, в работе [13] описана технология конвекционной пайки по экспоненте, впервые внедренная на НПП "Радуга". К несомненным преимуществам технологии следует отнести малую стоимость оборудования, использующего одну зону нагрева, к недостаткам — отсутствие возможности регулирования профиля, разную скорость нагрева в начале и конце цикла, что снижает производительность процесса или увеличивает риск превышения допустимой скорости нагрева модуля.

Для реализации линейного температурного профиля, учитывая относительное постоянство коэффициента теплообмена, и исходя из соотношения (3), необходимо поддерживать постоянной разницу температур между поверхностью модуля и теплоносителя. Другими словами, необходимо задать первоначальную разницу температур между поверхностью модуля и теплоносителя по известным из ТУ или других нормативных материалов скорости нагрева и других параметров формулы (3), а затем поддерживать эту разницу температур до достижения пиковой температуры модуля. После достижения пиковой температуры модуля необходимо изменить температуру теплоносителя таким образом, чтобы разница температур теплоносителя и поверхности модуля сохранилась и поддерживалась постоянной вплоть до достижения температуры окружающего воздуха вне печи, но с обратным знаком.

Такой режим обеспечит самый рациональный температурный режим пайки — максимально возможную скорость как нагрева, так и охлаждения модуля.

Значит, выполнить нагрев модуля по оптимальному профилю можно и в одной печи, программируя должным образом температуру теплоносителя.

Печи, использующие такой принцип, называются камерными. Действительно, в работе [6] упоминаются как конвейерные печи, в которых температура теплоносителя постоянная, так и камерные печи, имеющие одну зону нагрева. В последних требуемый профиль пайки достигается путем изменения температуры теплоносителя внутри камеры по определенному закону.

Следовательно, целесообразность использования длинных многозонных конвейерных печей ставится под вопрос, если не учитывать такой важный фактор как производительность печи.

Однако проблема обеспечения высокой производительности процесса также не предопределяет применение только конвейерных печей.

Пусть максимальная скорость нагрева модуля должна быть 2 °C/с. Тогда нагрев с 20 до 220 °C будет продолжаться не менее 100 с. Строго говоря, охлаждение модуля также следует проводить при скорости, не превышающей указанную. Таким образом, вне зависимости от числа зон модуль должен находиться в печи не менее 200 с.

Если камерная печь вмещает только один модуль, то ее производительность составит 1/200 модуля в секунду с учетом времени, потраченного на нагрев и охлаждение.

Пусть длина модуля составляет 200 мм, тогда конвейерная печь обеспечит производительность 1/20 модуля в секунду при скорости транспортера 10 мм/с. Длина же зон нагрева и охлаждения составит 2 × 1000 мм или 2000 мм. Одновременно в зоне нагрева и охлаждения печи будут находиться 10 модулей.

Достаточно применить камерную печь объемом не один, а 10 модулей и ее производительность сравняется с производительностью описанной выше конвейерной печи.

При этом для конвейерной печи необходимо использовать до 10 нагревателей, а для камерной один. Для конвейерной печи необходимо иметь площадь в цехе, соответствующую площади 10 модулей, с резервированием места для нагревателей и теплоизоляции. Для камерной вертикальной печи достаточно использовать площадь только под один модуль с аналогичным запасом.

Таким образом, с учетом производительности нет необходимости применять только конвейерные печи, даже при крупносерийном и массовом производстве.

Значит нельзя согласиться с утверждением, что "конвейерные печи более дорогие, но позволяют обеспечить лучшую управляемость процесса и высокую производительность, поэтому камерные печи применяются только в единичном и мелкосерийном производстве" [4].

Подтверждает наши выводы Интернет-источник [17], в котором описывается вертикальная модульная печь оплавления MVSR, использующая описанные преимущества камерной печи (поддерживаемая постоянная разница температур поверхности модуля и теплоносителя, обеспечивающая постоянную скорость нагрева первого; большой объем загрузки без применения конвейера).

Выводы

1. Существующий расчет числа зон конвекционных печей основан на недостаточно обоснованном предположении о возможности применения только конвейерных печей.

2. Требуемую производительность групповой пайки электронных модулей можно обеспечить с помощью камерных печей соразмерной вместительности.

3. Использование конвейерных печей с большим числом зон оправдано необходимостью обеспечения одинаковой скорости нагрева модулей и позволяет приблизить их по характеристикам нагрева к камерным печам.

4. Использование камерных печей целесообразно как в мелкосерийном, так и в крупносерийном производстве.

5. В камерных печах управляемость процесса нагрева электронных модулей более высокая, чем в конвейерных.

Список литературы

1. **Рогачев А.** Средства построения термопрофиля пайки печатных плат компании ECD // Технологии в электронной промышленности. 2008. № 6. С. 42—45.

2. **Температурный** профиль оплавления паяльной пасты. URL: http://www.smtservice.ru/pasta/termoprofile.php

3. **Термопрофиль** пайки оплавлением. URL: http:// www.zelenyuk.ru/article/smt_soldering/reflow_profile.html

4. Основы технологии и оборудование для поверхностного монтажа. URL: http://www.elinform.ru/articles 4.htm

5. **THR-монтаж** пайкой оплавлением припоя. URL: http:// www.phoenixcontact.ru/pcb-connection/226_6924.htm

6. **Методы** пайки при производстве печатных узлов. URL: http://www.cx6.ru/docs/file/vopros_jorjik.htm#q21

7. Шмаков М., Тиханкин А. Оптимизация температурного профиля пайки оплавлением // Технология в электронной промышленности. 2008. № 1. Р. 44—46.

8. Белль Г. Параллельные процессы — одновременная пайка свинецсодержащим и бессвинцовым припоем на установке для пайки оплавлением // Технологии в электронной промышленности. 2009. № 6. С. 12—15.

9. Новые возможности холдинга RCM Group в области проектирования и монтажа печатных плат в условиях кризиса. URL: http://www.rcmgroup.ru/Novosti-i-stati-podrob-no.84+M52fd4745e86.0.html

10. Вахрушев О. SEHO. Печи конвекционной пайки для среднесерийного производства // Технологии в электронной промышленности. 2008. № 3. С. 25—29.

11. Технология электромонтажа: Методические указания по разработке курсового проекта и подготовки к занятиям по технологии электромонтажа. URL: http://window.edu.ru/window_catalog/pdf2txt?p_id = 26543&p_page = 6

12. Штенников В. Н. Нагрев и охлаждение печатного узла при конвекционной пайке // Производство электроники. 2009. № 1. С. 27—28.

13. Пайка по экспоненте. НПП Радуга. URL: http:// www.raduga-npp.ru/index.php?option=com_content&task= view&id=46&Itemid = 52

14. **Лыков А. В.** Тепломассообмен. Справочник. 2-е изд. М.: Энергия, 1978. 480 с.

15. Вотинцев А., Борисенков С. Технология печатного монтажа. Шаг за шагом. URL: http://www.electronics.ru/issue/2005/1/22

16. **Reflow** ovens solution to the challenges of increased productivity and greater Flexibility. URL: http://www.global-electronics.net/link/en/20297713#20297713

17. Вертикальные модульные печи оплавления MVSR. URL: http://www.zelenyuk.ru/article/smt_reflow/smt_vertical_oven.html

лементы МНСТ

УДК 621.372.55:621.374.43:621.3.049.774

А. А. Зайцев, вед. инженер, e-mail: andazaitsev@mail.ru Московский государственный институт электронной техники (технический университет)

РАЗВИТИЕ СХЕМОТЕХНИКИ ФИЛЬТРА КОНТУРА УПРАВЛЕНИЯ ΔΛЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ **БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИХ** УСТРОЙСТВ АВТОМАТИЧЕСКОГО ФАЗИРОВАНИЯ СИГНАЛОВ

Представлена новая реализация фильтра контура управления для быстродействующих устройств автоматического фазирования сигналов, предназначенных для полной интеграции на кристалле микросхемы. Техническим результатом предложенного решения является значительное уменьшение площади, занимаемой элементами фильтра на кристалле микросхемы.

Ключевые слова: автоматическое фазирование сигналов, интегральное изодромное звено

С появлением технологий, позволяющих создавать интегральные КМОП-микросхемы (ИМС) высокой степени интеграции, все более проявляется тенденция, заключающаяся в минимизации использования внешних по отношению к микросхеме компонентов. В ИМС задана стоимость кристалла, поэтому целесообразно размещать на кристалле как можно больше функциональных элементов с минимальной площадью. В современных технологических КМОП-процессах наименьшую площадь на кристалле ИМС занимают активные элементы, а наибольшую — пассивные, особенно конденсаторы. Таким образом, при разработке функциональных устройств, предназначенных для полной интеграции на кристалле микросхемы, в первую очередь необходимо стремиться свести к минимуму число и номиналы конденсаторов.

В полной мере это относится к проектированию интегральных устройств автоматического фазирования сигналов (АФС). Данные устройства получили самое широкое распространение в качестве узлов измерения и коррекции расфазировки импульсов в микроэлектромеханических системах, синтезаторах сетки частот, схемах восстановления информа-

ции из потока данных. При полностью интегральной реализации устройства АФС должны отвечать требованиям технологической, электрической и конструктивной совместимости с другими блоками микросхемы. Вследствие этого становится актуальным поиск новых схемотехнических решений технологически удобной интегральной реализации элементов устройств АФС, занимающих малую площадь на кристалле микросхемы.

Целью настоящей статьи является развитие схемотехники фильтра контура управления (ФКУ) для быстродействующих устройств АФС, предназначенных для полной реализации на кристалле микросхемы.

В качестве примера типового устройства АФС рассмотрим структурную схему синтезатора сетки частот (рис. 1), построенного по принципу импульсной фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) [1-3]. В данном устройстве управляющий сигнал рассогласования вырабатывается импульсным частотно-фазовым детектором (ИЧФД) и представляет собой импульсы тока *I*_{ИЧФД}. Полярность импульсов определяется знаком, а длительность — фазовым рассогласованием между сигналами опорной частоты Fon и частоты обратной связи F_{oc}. Под воздействием импульсов тока на конденсаторах ФКУ формируется напряжение U_{ФКУ} для автоматической подстройки частоты и фазы генератора, управляемого напряжением (ГУН). Управление осуществляется таким образом, чтобы устранить фазовую ошибку между



Рис. 1. Структурная схема синтезатора сетки частот

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 10, 2010 -

сравниваемыми сигналами. Характеристики ФКУ обеспечивают качественные показатели переходного процесса автофазирования сигналов. Фильтр низкой частоты (ФНЧ) осуществляет подавление пульсаций в напряжении U_{ФКV}, вызванных импульсным характером управления. Умножение контуром ФАПЧ входной опорной частоты обеспечивается включением в цепь обратной связи делителя с переменным коэффициентом деления (ДПКД). Необходимый коэффициент деления устанавливается в ДПКД устройством управления (УУ). Сигнал выходной частоты F_{вых} снимается с выхода ГУН. Так как регулирование выходной частоты осуществляется через регистрацию разности фаз между сравниваемыми сигналами $F_{\rm orr}$ и $F_{\rm oc}$, а фаза является интегралом от частоты, в установившемся режиме обеспечивается астатизм системы по отношению к опорной частоте.

Для уменьшения длительности переходных процессов автофазирования при увеличении фазовых рассогласований сравниваемых сигналов более чем на $\pm 2\pi$ радиан система ФАПЧ переходит в релейный режим работы [4]. При этом регистрируется только знак рассогласования, но не учитывается его величина. На контур оказывается непрерывное корректирующее воздействие и, тем самым, устраняются биения в управлении. Дополнительно под управлением сигнала *Rele* коммутацией элементом *K* соответствующих цепей и многократным увеличением амплитуды выходного тока ИЧФД обеспечивается быстрое изменение потенциалов на емкостях ФКУ. В результате управляющее напряжение на входе ГУН быстро входит в область значений, близких к требуемым. После отработки больших фазовых рассогласований система возвращается из релейного режима работы в линейный по величине фазового рассогласования сравниваемых сигналов.

В состав ФКУ входит конденсатор С_п, задающий точку полюса в передаточной функции системы и изодромное звено $R_{\rm H3}$, $C_{\rm H3}$, задающее точку нуля. Для обеспечения устойчивости процесса автофазирования точка нуля располагается перед точкой полюса. Минимальное значение амплитуды выходного тока ИЧФД ограничивается уровнем помех от других блоков, расположенных на кристалле микросхемы. При заданной амплитуде тока минимальное значение С_п определяется требованиями уменьшения пульсаций управляющего напряжения U_{ФКУ} уже на входе ФНЧ. Для осуществления соответствующей частотной коррекции контура управления и обеспечения необходимого запаса по фазе емкость конденсатора $C_{\rm M3}$ обычно по крайней мере в 10 раз больше емкости конденсатора C_{Π} . В результате конденсатор Сиз занимает большую площадь на кристалле микросхемы, что является существенным недостатком данной структуры интегрального ФКУ.



Рис. 2. Схема для эквивалентной замены изодромного звена R_{из}, C_{из}

На рис. 2 представлена схема устройства, предназначенного для эквивалентной замены изодромного звена R_{u3} , C_{u3} [5]. Данная схема позволяет существенно уменьшить значение емкости конденсатора C_{u3} . Важно, что операционный усилитель (ОУ) имеет однополярное питание, что является неотъемлемым требованием для большинства практических интегральных применений. Так как силы токов I_2 и I_3 обратно пропорциональны сопротивлениям резисторов R2 и R3, ток I_2 может быть выражен формулой

$$I_2 = rac{I_1}{M}$$
где $M = rac{I_2 + I_3}{I_2} = rac{R_2 + R_3}{R_3}.$

Обозначим R_3 — эквивалентное сопротивление узла, состоящего из параллельно включенных резисторов R2 и R3 и последовательного включенного с ними R1, т. е.

$$R_{\rm g} = R_1 + \frac{R_2 R_3}{R_2 + R_3}.$$

Обозначим как $I_{\rm H3}$ ток, втекающий в изодромное звено, тогда ток I_C , протекающий через конденсатор C, определяется выражением

$$I_C = I_{\text{M3}} \left(1 - \frac{1 - \frac{1}{M}}{1 + \frac{R_{\text{B}}}{R_{\text{K}}}} \right),$$

где $R_{\rm K}$ — сопротивление элемента коммутации *K*.

Пусть элемент коммутации разомкнут и выполняется условие

$$R_{\rm K} > 10^3 R_{\rm B}$$

В этом случае соответствующим выбором отношения сопротивлений резисторов R2 и R3 ток I_C с погрешностью менее 1 % может быть установлен меньше тока $I_{\rm H3}$ с коэффициентом M:

$$I_C = \frac{I_{\text{M3}}}{M}$$

В результате при полном сохранении частотных корректирующих свойств изодромного звена значение емкости конденсатора $C_{\rm H3}$ эквивалентно заменяется в M раз меньшим значением емкости конденсатора C:

при этом

$$R_{\mu_3} = R_{\gamma}$$

 $C_{\mu\nu} = MC,$

Уменьшение времени переходного процесса в контуре Φ АПЧ за счет увеличения скорости перестройки напряжения на конденсаторе *C* обеспечивается следующим образом. Пусть при замкнутом состоянии элемента коммутации *K* выполняется условие:

$$R_{\rm K} < 0.1 R_{\rm g}.$$

В результате практически весь ток $I_{\rm H3}$ втекает в конденсатор *C*, скорость перезаряда которого увеличивается почти в *M* раз по сравнению с состоянием, когда элемент коммутации разомкнут. При этом

$$C_{\mu3} \approx C; R_{\mu3} \approx R_{\kappa}$$

Важно, что увеличение скорости перезаряда конденсатора происходит без увеличения амплитуды выходного тока ИЧФД, что упрощает его схемную реализацию.

Резистор *R*1 используется для уменьшения общего суммарного значения R_{Σ} сопротивления резисторов данной схемы. При эквивалентной замене требуемого значения $R_{\mu3}$ значение R_{Σ} определяется выражением

$$R_{\Sigma} = R_{\text{M3}} \left(P + \frac{M^2 \left(1 - P \right)}{M - 1} \right),$$

где $P = R_1 / R_3$.

Таким образом, чем ближе коэффициент P к единице, тем меньше R_{Σ} . Значения резисторов R1, R2 и R3 выбираются такими, чтобы гарантировать необходимую точность установки $R_{\rm H3}$ и коэффициента M с учетом технологических разбросов при производстве кристалла микросхемы.

На рис. 3 представлена структурная схема совместной интегральной реализации ФКУ и ФНЧ третьего порядка. Операционный усилитель ОУ2 и элементы *R*4, *R*5, *C*1 и *C*2 представляют собой активный фильтр второго порядка, реализованный по схеме источника напряжения, управляемого напряжением [6]. Пассивный фильтр первого порядка *R*6, *C*3 предназначен для уменьшения резонансного пика



Рис. 3. Структурная схема совместной интегральной реализации ФКУ и ФНЧ третьего порядка

в полосе пропускания активного фильтра и усиления фильтрации в полосе подавления. Для ускорения переходных процессов в контуре ФАПЧ, в ФНЧ, так же как и в ФКУ, используются элементы коммутации K2 и K3, обеспечивающие быструю перестройку управляющего напряжения $U_{\Phi H \Psi}$. В данном включении оба операционных усилителя используют однополярное питание. Элементы коммутации могут быть выполнены на комплементарной паре КМОП-транзисторов.

Техническим результатом предложенного решения является создание структуры ФКУ, позволяющей эквивалентно заменить емкость конденсатора $C_{\rm H3}$ в M раз меньшим значением емкости конденсатора С при полном сохранении изодромным звеном частотных корректирующих свойств. В результате при интегральной реализации ФКУ на кристалле микросхемы потребуется существенно меньшая площадь, даже несмотря на необходимость использования ОУ и увеличение общего суммарного значения сопротивления резисторов. Также для ускорения переходных процессов в контуре ФАПЧ по управляющему сигналу *Rele* обеспечивается возможность увеличения почти в М раз скорости перестройки напряжения на конденсаторе изодромного звена. Причем увеличение скорости перезаряда конденсатора происходит без увеличения амплитуды выходного тока ИЧФД, что упрощает его схемную реализацию.

Рассмотренная структура ФКУ может быть рекомендована к использованию при проектировании широкого круга устройств АФС с аналоговым фильтром в контуре управления, предназначенных для полностью интегральной реализации.

Список литературы

1. **Григорьев В. В., Дроздов В. Н., Сабинин Ю. А.** и др. Импульсные системы фазовой автоподстройки частоты. Л.: Энергоатомиздат, 1982. 88 с.

УДК 621.382

И. И. Абрамов, д-р физ.-мат. наук, проф., Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Республика Беларусь, e-mail: nanodev@bsuir.edu.by

ПРОБЛЕМЫ И ПРИНЦИПЫ ФИЗИКИ И МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИБОРНЫХ СТРУКТУР МИКРО-И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ. VIII. НАНОТРАНЗИСТОРЫ С МДП-СТРУКТУРОЙ*

В данной части работы проанализированы модели кремниевых нанотранзисторов со структурой металл диэлектрик—полупроводник (МДП). Оценены перспективы развития электроники после окончания "эры" данного типа приборных структур.

Ключевые слова: нанотранзисторы, металл—диэлектрик—полупроводник, наноэлектроника

Модели квантово-механического подхода

В предыдущих частях цикла статей было показано, что для приборных структур наноэлектроники можно построить подобную иерархию основных классов моделей, как и для элементов микроэлектроники, а именно [1]: квантовые кинетические модели; квантовые методы Монте-Карло; квантовые гидродинамические модели; квантовые квазигидродинамические модели; квантовые квазигидродинамические модели; квантовые диффузионно-дрейфовые модели; комбинированные модели. Модели данных классов разрабатывают и для кремниевых нанотранзисторов с МДП-структурой в целях детального исследования квантово-механических эффектов в них. 2. Леонов Г. А. Селеджи С. М. Системы фазовой синхронизации в аналоговой и цифровой схемотехнике. СПб.: Невский Диалект, 2002. 112 с.

 Никитин Ю. Частотный метод анализа синтезаторной системы импульсно-фазовой автоподстройки частоты // Современная электроника. 2007. № 4—6; 2007. № 8—9; 2008. № 1. 4. Зайцев А. А. Устройство нелинейной коррекции

4. Зайцев А. А. Устройство нелинейной коррекции в системе импульсной фазовой автоподстройки частоты // Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук: Тр. 51-й науч. конф. МФТИ. М.: Изд. МФТИ, 2008. Т. 5. С. 165—166.

5. Зайцев А. А. Структура фильтра контура управления для устройства фазовой автоподстройки частоты // Заявка № 2010104081/09(005759) от 09.02.2010 о выдаче патента Российской Федерации на изобретение.

6. **Хейнлейн В. Е., Холмс В. Х.** Активные фильтры для интегральных схем. Основы и методы проектирования: Пер. с англ. / Под ред. Н. Н. Слепова и И. Н. Теплюка. М.: Связь, 1980. 656 с.

Рассмотрим эти модели. Прежде всего, нельзя не остановиться на некоторых упрощенных моделях, учитывая их важность.

Упрощенная квантово-механическая модель баллистического *n*-МОП-нанотранзистора в рамках формализмов волновых функций (метод эффективной массы, приближение Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна (ВКБ) и др.) и Ландауэра была предложена в работе [2]. В ней получено выражение для тока стока без подвижности, причем ток зависит от ширины канала и не зависит от длины канала. Выражение может быть обобщено для других баллистических полевых транзисторов (р-МОП, нанотранзистора с двойным затвором, гетероструктурного полевого транзистора с селективным легированием (НЕМТ)). Так как не учитываются процессы рассеяния, то полученные соотношения можно использовать для оценок максимально достижимых токов рассмотренных нанотранзисторов. Получено удовлетворительное согласование при расчете ВАХ нанотранзистора с двойным затвором ($L_{\rm K} = 30$ нм) по разработанной модели и полуклассическому методу Монте-Карло частиц [3].

Простые модели для тока насыщения и в линейной области наномасштабных кремниевых транзисторов на основе использования коэффициентов прохождения и отражения в рамках формализма Ландауэра (см. [4]) были предложены в работах [5, 6]. С их помощью получена количественная связь тока стока в этих областях с подвижностью инверсионного слоя почти равновесного состояния длинноканального МОП-транзистора [7]. Следовательно, было показано, что такая подвижность остается важным параметром и для приборных структур с $L_{\rm K} < 100$ нм.

Баллистический транспорт в кремниевом нанотранзисторе с двойным затвором с $L_{\rm K} = 10$ нм и менее при T = 300 К исследовался в работе [8]. Для этих целей была использована простая одномерная

^{*} Начало статьи см. № 9, 2010 г.

модель на основе упрощенного уравнения Пуассона и уравнения для плотности баллистического тока. В соответствии с полученными оценками оказалось, что предельная минимальная длина канала для логических схем — около 10 нм, и для схем памяти — ~4 нм.

В дальнейшем упрощенные модели МОП-нанотранзисторов в баллистическом режиме функционирования продолжали разрабатывать, как правило, в рамках формализма Ландауэра—Буттикера. Так, в статье [9] была предложена модель, применимая для приборных структур, включающих не только квантовые ямы, но и квантовые проволоки. С ее помощью получено удовлетворительное согласование с результатами моделирования по программе nanoMOS (см. далее), а также с экспериментальными данными по крутизне МОП-транзистора на квантовой проволоке с окружающим затвором.

Теоретическое исследование предельно достижимых электрических характеристик кремниевого МОП-транзистора с проектными нормами 100 нм проведено в работе [10]. Транзистор анализируется в баллистическом режиме функционирования (баллистический предел) и когда толщина оксида устремляется к нулю. Используется упрощенный подход*, подобный применяемому в модели [2], дополненный самосогласованным решением одномерных уравнений Шредингера (с учетом обменных и корреляционных взаимодействий) и Пуассона в поперечном сечении канала. Рассчитывались стоковые, сток-затворные ВАХ, крутизна и другие характеристики. Показано, что даже в этом идеальном случае предел по крутизне будет ниже по сравнению с таковым для биполярного транзистора (так называемый биполярный предел). Отмечается, что на практике электрические характеристики при уменьшении L_к будут хуже, чем для случая баллистического предела, вследствие влияния последовательных сопротивлений стока и истока, рассеяния на фононах, границах раздела Si/SiO2, отражений в канале, а также от стока и истока.

Здесь уместно вспомнить, что в квантовой механике любое взаимодействие микрочастицы может интерпретироваться как "столкновение"**[12]. Поэтому электрон в нанотранзисторе, взаимодействуя с любым объектом, например другим электроном, испытывает столкновение, а следовательно, *точнее* говорить не о баллистическом режиме (это идеал), а о квазибаллистическом режиме работы реальных нанотранзисторов.

И тем не менее, исследования нанотранзисторов в баллистическом режиме функционирования очень полезны, так как при этом устанавливаются предельно достижимые характеристики приборных структур соответствующего конструктивно-технологического варианта.

Интересная упрощенная комбинированная модель описана в работе [13]. Чтобы отказаться от метода эффективной массы, метод эмпирического псевдопотенциала модифицирован на случай расчета электронной структуры нанотранзисторов, содержащих около миллиона атомов. Моделировалась активная область *n*-МОП-нанотранзистора традиционной структуры с $L_{\rm K} = 25$ нм. Для дырок был использован полуклассический подход, а при описании транспорта применено ВКБ-приближение. Был выполнен расчет C-V- и I-V-характеристик.

Нельзя не остановиться на результатах работы [14]. В ней рассмотрены четыре разновидности МОП-нанотранзисторов на кремниевых квантовых проволоках, а именно: 1) с барьером Шоттки; 2) с легированными областями истока и стока (традиционная структура); 3) с ударной ионизацией; 4) с туннелированием. При анализе были использованы как аналитические модели, так и упрощенные численные, в том числе модель, основанная на формализме неравновесных функций Грина. Сильной стороной работы является сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными, полученными самими авторами, для всех разновидностей нанотранзисторов, т. е. выводы не носят чисто теоретический характер. Наиболее интересными выводами работы являются: 1) контакты определяют электрические характеристики первых двух разновидностей нанотранзисторов и даже их нельзя рассматривать как простой набор резисторов, поэтому свойства нанопроволок не могут быть легко определены, исходя из данных для нанотранзисторов; 2) МОП-нанотранзистор с ударной ионизацией с вертикальной структурой может иметь очень крутые передаточные характеристики и эффективное подавление деградации, связанное горячими электронами; 3) уменьшение диаметра квантовой проволоки позволяет в МОП-нанотранзисторе с (межзонным) туннелированием достичь подпороговой крутизны лучше, чем 60 мВ/дек; 4) функционирование нанотранзисторов в "пределе квантовой емкости", когда распределение потенциала в канале определяется потенциалом затвора, а не зарядом в канале, — желательно. В результате авторы делают общий вывод*** о том, что "квантовые проволоки с малым диаметром — главный выбор для будущих применений в наноэлектронике, так как они не только позволяют продолжать масштабирование вследствие улучшенного электростатического контроля, но также обеспечивают дополнительные возможности для альтернативных концепций приборов, которые не

^{*} Аналогичный подход был использован для анализа предельных характеристик нанотранзисторов на углеродных нанотрубках [11].

^{**} Более того, в соответствии с квантовой теорией поля реальная микрочастица взаимодействует с вакуумом.

^{***} Мне кажется этот вывод излишне категоричным, несмотря на большую перспективу приборных структур на квантовых проволоках (см. [4]), однако, время покажет (см. также далее).

допустимы в планарной технологии сегодняшнего дня".

Отмечу также две методические работы [15, 16], в которых было показано, что даже такой сложный формализм, как формализм функций Грина, может быть использован для построения относительно простых моделей приборных структур наноэлектроники, включая нанотранзисторы. В рассматриваемых случаях, по существу, иллюстрируется полезность понятия "грубости модели" [17]. Данный подход особенно эффективен для понимания физики приборов, в учебных целях.

В целом, использование упрощенных моделей нанотранзисторов может быть полезным для анализа базовых физических закономерностей их функционирования, включая масштабирование, особенно если эти исследования подкреплены обоснованием таких моделей с привлечением более строгих численных моделей (см., например, [18, 19]) либо экспериментальных данных (см., например, [14]).

Сначала остановимся на моделях для расчета С-V-характеристик МОП-структур. Здесь, прежде всего, следует отметить пионерские работы Ф. Стерна с коллегами по моделированию поверхностных инверсионных слоев в кремнии (см. [20, 21] и обзор [22]). Основой этих работ является самосогласованное численное решение уравнений Пуассона и Шредингера в приближении эффективной массы в одномерном случае (поперек слоя). При этом были предложены и апробированы несколько итерационных методов, а также критерии завершения итераций. В дальнейшем некоторые аспекты (методы, способы и предположения) этих фундаментальных работ изменялись. Мы не будем делать полный обзор последующих работ, а остановимся на наиболее важных для нас результатах в связи с поставленной в данной статье целью. Кроме того, уже отмечалось, что проблема описания МОП-нанотранзисторов "поперек канала" является менее острой, чем "вдоль канала".

И тем не менее существует непростой вопрос о применимости понятия емкости для наноструктур, которая, строго говоря, является макроскопической характеристикой. В статье [23] было, однако, показано, что 2D-электронный газ в квантовой яме и инверсионном слое может быть представлен в качестве "квантовой емкости". В дальнейшем это понятие было обобщено для описания емкостных характеристик наноструктур, включающих островки проводников (металла или полупроводника), разделенных диэлектриком, в частности, были выделены три составляющие в элементе матрицы емкостей [24]: классическая; определяемая плотностью состояний; определяемая распределением электронного заряда внутри проводника островка. Анализ C-V-характеристики на основе самосогласованного численного решения уравнений Пуассона и Шредингера для кремниевого МОП-транзистора с двойным затвором с КНИ-структурой (толщина оксида 5 нм) показал [24], что доминирующий относительный вклад вносит

классическая составляющая, а две другие, в которых важны квантовые эффекты, — 5,4 и 6,8 %, соответственно.

В дальнейшем понятие "квантовая емкость" с успехом использовали некоторые авторы для анализа ряда других низкоразмерных систем. Так, в работе [25] с ее применением был проанализирован полевой транзистор на углеродной нанотрубке, т. е. квази1Dсистеме. Было показано, что квантовая емкость может оказывать значительное влияние на крутизну транзистора. В целом, это понятие может быть полезным при построении компактных моделей приборных структур наноэлектроники, включая МДПнанотранзисторы.

В настоящее время предложено большое число моделей, предназначенных для расчета вольт-фарадных характеристик МОП-структур, в том числе с учетом квантовых эффектов. Следуя работам Ф. Стерна с соавторами, основным здесь является формализм волновых функций. Интересные исследования описаны в работе [26]. В ней было проведено сравнение пяти пакетов программ (NEMO, UTOuant, СVС и др.), с помощью которых возможен расчет С-V-характеристик МОП-структур с учетом квантово-механических эффектов в одномерном приближении. Во всех использованы различающиеся модели, включая основанную на формализме неравновесных функций Грина (NEMO) и упрощенную (CVC). Моделировали *п*-канальные МОП-конденсаторы с поликремниевым затвором со следующими параметрами: толщины оксида $t_{ox} = 1,0; 2,0; 3,0$ и 10,0 нм; уровни легирования подложки $N_d = 10^{15}$; 10^{17} ; 3 · 10¹⁷ и 10¹⁸ см⁻³ и поликремния $N_{\text{poly}} = 10^{19}$; $5 \cdot 10^{19}$ и 10^{20} см⁻³. Двумя важными в рассматриваемых случаях факторами являются: квантовое ограничение и конечное падение напряжения на поликремниевом затворе. Оказалось, что, хотя и имеются количественные различия между результатами (до 20 %), они находятся в рамках экспериментальной погрешности. Наибольшее отличие имеет место в области аккумуляции заряда. Неожиданно малое отличие наблюдается в области инверсии. В то же время качественный вид C-V-характеристик во всех случаях одинаков.

Впоследствии программное обеспечение (и соответствующие модели) на основе самосогласованного численного решения уравнений Шредингера и Пуассона продолжали совершенствовать как на случай многомерного анализа, так и по пути дальнейшей универсализации, повышения удобства работы и т. п. Так, программу двумерного моделирования [27] использовали для сравнения различных конструкций МОП-нанотранзисторов с многими затворами. В то же время интересными возможностями программы VSP [28] являются: применимость для моделирования различных структур, учет влияния поверхностного заряда, туннельных токов. При этом одним из самых популярных у западных коллег стал предиктор-корректор-итерационный метод последовательного самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона [29], апробированный первоначально авторами при моделировании приборной структуры, включающей квантовую проволоку, в двумерном случае.

В целом, с применением численных самосогласованных моделей удается получить хорошее согласование с экспериментальными данными при расчете вольт-фарадных характеристик МОП-структур. С помощью таких моделей может быть проведена идентификация таких важных параметров как толщина оксида t_{ox} , концентрация примеси в подложке, на границе раздела и др. [30], т. е. решена и обратная задача. Однако ниже $t_{ox} \approx 1,5$ нм уже необходимо учитывать туннельный ток затвора. Хотя и разработаны неплохие квазистационарные модели и для этих случаев в рамках формализма волновых функций (см., например [30]), перспективный путь разработка моделей, включающих кинетические уравнения. Так, в работе [31] была предложена модель, базирующаяся на решении основного уравнения Паули с помощью метода Монте-Карло, которая предназначена для моделирования туннельного тока МОП-структур, РТД и др. (см. также [1]).

Не менее интересные результаты получены с использованием квантовых макроскопических моделей при расчете ВАХ. В соответствии с указанной выше классификацией к ним относятся: квантовые гидродинамические модели; квантовые квазигидродинамические модели; квантовые диффузионнодрейфовые модели; некоторые комбинированные модели. Модели всех отмеченных классов могут быть применены при моделировании кремниевых МДП-нанотранзисторов. В литературе приведены неплохие обзоры в статьях по квантовым гидродинамическим, квазигидродинамическим и диффузионнодрейфовым моделям как с физической [32, 33—37], так и с математической* точек зрения [35]. Рассмотрим наиболее важные результаты.

Уравнения квантовой гидродинамики могут быть получены разнообразными способами. В настоящее время для полупроводников это было показано в рамках формализмов: волновых функций; матриц плотности; функций распределения Вигнера и функций Грина. Отмечу, что вид основных уравнений соответствует таковым классической гидродинамики [38]. Различия, однако, возникают при получении условий замыкания. И вот тут замыкающие соотношения, включающие квантовые коррекции, могут отличаться в зависимости от способа вывода, а также используемых предположений. Интересное и достаточно общее рассмотрение с единой позиции применяемых в настоящее время в зарубежной литературе квантовых макроскопических моделей было проведено в работах [36] в рамках метода неравновесного статистического оператора в сочетании с принципом максимума энтропии (см., например, прекрасный монографический учебник [39]). В статье [36] также дан последовательный вывод уравнений квантовых гидродинамических, квазигидродинамических и диффузионно-дрейфовых моделей.

В то же время в работе [40] рассмотрены возможные квантовые коррекции к потенциалу в гидродинамических уравнениях. Замечу, что иногда они отличаются лишь значением численного множителя. Как уже отмечалось, различия связаны со способом вывода и сделанными при этом физическими предположениями. В статье была получена достаточно общая форма для квантового потенциала в асимптотическом пределе, а также вид эффективного потенциала в предельном переходе к гидродинамическим уравнениям. Показано, что квантовый потенциал является нелокальной величиной. Отмечается разница между квантовым потенциалом и эффективным потенциалом, входящим в гидродинамические уравнения. Последний включает первый и вводится авторами в рамках фейнмановских интегралов по траекториям и в связи с этим очень удобен в использовании в сочетании с методом Монте-Карло (см. ранее).

В настоящее время квантовые гидродинамические модели используют не часто при моделировании РТД- и МОП-транзисторов. Основными среди квантовых макроскопических моделей являются наиболее простые квантовые диффузионно-дрейфовые модели. Во многом это связано с тем, что они обладают выделенными ранее преимуществами в полном объеме. Поэтому и остановимся на них более подробно.

Прежде всего, отмечу, что основные уравнения известных квантовых диффузионно-дрейфовых моделей могут быть представлены в едином виде (см., например, [37]). Даже поверхностный анализ показывает, что он совпадает с видом уравнений диффузионно-дрейфовой модели для случая учета эффектов сильного легирования. Так, в обозначениях \tilde{A} , $\Delta \tilde{V}_{g}$ работы [5]

$$\widetilde{A}\Delta\widetilde{V}_g = G_n; \tag{1}$$

$$-(1 - \tilde{A})\Delta \tilde{V}_g = G_p, \qquad (2)$$

где G_n , G_p — квантовые коррекции к электростатическому потенциалу для электронов и дырок, но уже квантовых диффузионно-дрейфовых моделей. Таким образом, непосредственно изменяются не основные уравнения, а лишь соотношения для G_n , G_p , т. е. \tilde{A} , $\Delta \tilde{V}_g$ — в старых обозначениях, а следовательно, и способы их вычисления. Это и приводит к соответствующим модификациям моделей. Отмеченный факт совпадения имеет большие последствия,

^{*} Ряд бесспорно интересных результатов был получен математиками, однако, к сожалению, мы не имеем возможности их детально рассмотреть ввиду ограниченности объема. Заинтересованный читатель может с ними познакомиться в указанной литературе.

а именно: многие наработки по методам (способам и др.) построения и реализации дискретных диффузионно-дрейфовых моделей (см. [17, 38] должны быть применимы и эффективны и в этом (квантовом) случае. Дальнейшее рассмотрение во многом подтвердит выделенное утверждение.

Одной из первых^{*} квантовых диффузионнодрейфовых моделей была модель, предложенная в статье [43], для описания инверсионного слоя МОП-конденсатора. Модель получила неудачное название^{**} а именно: "модель (метод) градиента плотности". Уравнение для плотности тока было выведено исходя из кинетического уравнения для одночастичной функции Вигнера в первом приближении [44]. В уравнении, например, для электронов G_n задается с помощью соотношения

$$G_n = 2b_n \left(\frac{\nabla^2 \sqrt{n}}{\sqrt{n}}\right),\tag{3}$$

где n — концентрация электронов; b_n — параметр, пропорциональный \hbar^2 . Таким образом, $G_n \to 0$ при $\hbar \to 0$, т. е. в этом пределе основные уравнения модели совпадают с фундаментальной системой уравнений (ФСУ) в традиционном виде [38].

Считается, что с помощью данной модели могут быть описаны эффекты квантового ограничения и туннелирования, т. е. чисто квантовые эффекты. Так, применимость модели градиента плотности была проиллюстрирована на примерах моделирования туннелирования в структурах металл—изолятор металл [45], туннельного тока затвора МОП-структур с толщиной оксида от 1,1 до 4 нм [46], квантового ограничения в МОП-конденсаторах (С-V-характеристики, $V_{\rm пор}$) [47—49], причем было получено хорошее согласование с экспериментальными данными.

При двумерном моделировании МОП-нанотранзисторов с $L_3 = 30$ нм в работах [47, 49] была использована программа общего назначения PROPHET для решения дифференциальных уравнений в частных производных на основе методов конечных разностей и конечных элементов в одно-, двух- и трехмерном случаях. Для решения нелинейных алгебраических уравнений использовался метод Ньютона. Оказалось, что число итераций приблизительно в 3 раза больше, чем при решении уравнений дискретной диффузионно-дрейфовой (полуклассической) модели при изменении шага по напряжению в 0,1 В. Сходимость при этом всегда линейная и ухудшается с ростом смещений. При моделировании выходных ВАХ было установлено [49], что квантовая модель

приводит к значениям тока стока, которые от 20 до 70 % ниже по сравнению с полуклассической моделью. В подпороговой области крутизна изменяется менее значительно от 90-92 мВ/дек (полуклассическая модель) до 105—110 мВ/дек (квантовая модель), т. е. приблизительно на 14-16 %. В то же время сдвиг по пороговому напряжению составляет около 150—200 мВ для приборов с $L_{\rm K}$ от 100 до 30 нм. При расчете ветви ВАХ для одного из примеров модель градиента плотности оказалась менее экономичной по сравнению с диффузионно-дрейфовой моделью по машинным затратам времени приблизительно в 5,3 раза (обычно в 2-10 раз). И в то же время более строгие квантовые модели требуют вычислительных затрат на порядки больше, что делает использование модели градиента плотности оправданной и для инженерных приложений.

Программу PROPHET применяли в работе [50] для двумерного анализа МОП-нанотранзистора с двойным поликремниевым затвором ($L_3 = 25$ нм). В модели градиента плотности коэффициенты b_n , b_p (для дырок) настраивались с помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. В этом плане модель близка к комбинированной модели^{***} [51] (см. далее). Показано, что в исследуемом случае квантовый эффект в поликремниевом затворе приводит к большему усилению короткоканальных эффектов, нежели непосредственно в слое кремния нанотранзистора. Проблематичным является моделирование материала затвора кремнием (100). Несмотря на эту неточность, авторы считают, что получили качественно правильные результаты.

Интересные данные были получены в работе [52]. В ней модель градиента плотности сравнивалась с расчетами по методу неравновесных функций Грина для описания туннелирования в стационарном одномерном случае для структуры полупроводник— изолятор—полупроводник. Было получено хорошее согласование при расчете ВАХ. Небольшое отличие может быть устранено путем подгонки всего лишь одного параметра r (входящего в b_n). По мнению авторов отличие в рассматриваемом случае связано с тем, что модель градиента плотности не описывает интерференционные эффекты и не совсем адекватно описывает квантовое ограничение.

Квантовая диффузионно-дрейфовая модель с отличающейся от описанной в работах [43, 44] с коррекцией для G_n была предложена в статье [53]. При построении дискретной модели был использован метод интегрирования на ячейке в рамках метода конечных разностей, что позволяет, в принципе, применить ее к приборным структурам со сложными границами (см., например, [17, 54, 55]). При аппрок-

^{*} Уже отмечалось, что к квантовым моделям мы не относим модели, учитывающие эффекты сильного легирования, в том числе вырождение. Замечу лишь, что реализация соответствующих дискретных моделей может быть не менее сложной (см., например, [41, 42]), чем рассматриваемых деталей моделей.

^{**} Не следует путать с разложением по градиенту плотности, например, в теории функционала плотности.

^{***} Замечу, что иногда грань между комбинированной моделью и моделью соответствующего класса базовой модели бывает очень тонкой. Более того, иногда подобные комбинированные модели интерпретируются как модели класса базовой модели, что, строго говоря, неверно (см. далее).

симации уравнения для плотности тока используется формулировка типа формулировки Шарфеттера-Гуммеля [17]. Неожиданным, по мнению авторов, является худшая сходимость итераций метода Ньютона при решении системы нелинейных алгебраических уравнений дискретной модели по сравнению со случаем решения уравнения Шредингера. Самосогласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона в одномерном случае применялось для сравнения. Моделировали кремниевые МОП-конденсатор, МОП-транзистор и МОП-нанотранзистор с двойным затвором с КНИ-структурой. Сравнение результатов проведено с использованием пяти моделей, включая диффузионно-дрейфовую модель. В целом, получено хорошее согласование результатов моделирования по предложенной квантовой модели для МОП-конденсатора и МОП-транзистора с более адекватной моделью, основанной на решении уравнения Шредингера. Следует, однако, заметить, что разработанная модель недооценивает эффект пространственного квантования (см. ранее). Как следствие, при расчете передаточных ВАХ нанотранзистора с $L_{\rm K} = 50$ нм было получено регулярное небольшое превышение тока стока по сравнению с полученным с применением более адекватной модели.

Другим вариантом квантовых диффузионнодрейфовых моделей являются модели, в которых квантовая коррекция осуществляется на основе метода эффективного (сглаженного) потенциала, учитывающего "размер электрона", т. е. связанного с ним волнового пакета [40, 56] (см. также ранее). В работах [57, 58] проведено сравнение модели градиента плотности и модели на основе метода эффективного потенциала при трехмерном расчете порогового напряжения, плотности носителей заряда и ВАХ МОП-нанотранзисторов с L_к от 100 до 30 нм. Проведено также сопоставление с соответствующими результатами самосогласованной модели, основанной на одномерном решении уравнений Шредингера и Пуассона. В целом, получено хорошее согласование результатов моделирования, однако более экономичной и адекватной (при расчете распределения концентрации электронов) среди макроскопических моделей оказалась модель градиента плотности. Исследование [58] статистического разброса V_{пор} показало хорошее согласование двух моделей для МОП-нанотранзисторов с $L_{\rm K}$ от 50 до 20 нм. В последующей работе [59] показано, что флуктуации эффективной длины канала вследствие случайного распределения примесей в истоке и стоке приводят к малым девиациям порогового напряжения при уменьшении L₃ с 30 до 10 нм. В то же время токи закрытого и открытого состояний подвержены более значительным флуктуациям, особенно с уменьшением L_{κ} . Для этих целей использовалась модель градиента плотности. Замечу, что проведение подобных исследований по статистическому разбросу различных электрических параметров в часто требуемом трехмерном

случае возможно лишь с помощью подобных достаточно экономичных моделей. Кроме того, было проиллюстрировано, что модель градиента плотности качественно правильно описывает прямое туннелирование в МОП-нанотранзисторе с двойным затвором при уменьшении L_3 с 30 до 6 нм.

Метод эффективного потенциала может быть использован и для построения более простых моделей. Так, только одномерное уравнение Пуассона численно решалось с квантовой коррекцией потенциала в рамках данного метода для МОП-транзисторов с одним, двойным и окружающим затворами [60]. Было исследовано поведение электростатического потенциала и заряда, которые подтвердили лучшую контролируемость затвором в МОП-транзисторе с окружающим затвором.

Важно отметить, что в настоящее время применяются и предложены новые конечно-разностные аппроксимации типа формулировки Шарфеттера-Гуммеля (см. [17] для случая использования квантовых диффузионно-дрейфовых моделей [37, 53, 61, 62]. Разработаны методы решения уравнений соответствующих дискретных моделей [35, 37], которые могут быть отнесены к классу одноступенчатых методов [41, 63]. Используется [35] и классический метод выбора начального приближения [41, 63]. Замечу, что в системе моделирования SIMBA при реализации квантовой гидродинамической модели также применяется одноступенчатый метод последовательной концепции в трехмерном случае [65]. Интерес представляет распространение многоступенчатых методов, предложенных для обобщенной гидродинамической модели [17, 38, 63], и на рассматриваемый случай модели. Разрабатываются разностные схемы и для нестационарного анализа [35].

В целом, проведенные исследования подтверждают применимость и эффективность многих идей, подходов и методов, использованных при построении и реализации наиболее надежных и экономичных дискретных диффузионно-дрейфовых моделей, и для квантовых моделей. Это чрезвычайно важно, так как допускает быструю практическую реализацию последних моделей. Таким образом, класс квантовых диффузионно-дрейфовых моделей достойно продолжает "эстафету" полуклассических диффузионно-дрейфовых моделей.

Остановлюсь на некоторых результатах, полученных для последних моделей, использование которых перспективно и для квантового случая.

В работе [66] была предложена высокоэкономичная оптимизационная процедура на основе диффузионно-дрейфовой модели, эквивалентная по затратам нескольким решениям уравнений этой модели. Оптимизация проводится по достижению необходимых значений выходного тока при заданных напряжениях. Оптимизируемой характеристикой является профиль легирования.

Отмечу и методологию автоматического синтеза компактных эквивалентных схем практически про-

извольных полупроводниковых приборов и структур [63, 67—70]. Ее применение может быть интересным прежде всего в инженерных приложениях, в частности, для систем автоматизированного проектирования (САПР).

Интерес также представляет разработка многоступенчатых последовательных методов реализации дискретных моделей [41, 63].

Остановимся на комбинированных моделях. Некоторые из них представимы в виде, соответствуюшем квантовым диффузионно-дрейфовым моделям. Так, в работе [37] показано, что модель [51] может быть интерпретирована как квантовая диффузионно-дрейфовая модель, в которой коррекции потенциала G_n и G_p определяются на основе вычисления плотности состояний в результате самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона в двумерном случае только в выделенной "квантовой области". В соответствии с проводимой в цикле статей систематизацией ее все же правильнее отнести к классу комбинированных моделей. С помощью этой модели авторами была показана важность учета влияния квантовых эффектов при расчете ВАХ МОП-нанотранзистора с $L_3 = 25$ нм и L_K от 20 до 10 нм, в частности, на пороговое напряжение, наклон подпороговой характеристики, ток закрытого состояния.

В работе [37] проводилось сравнение диффузионнодрейфовой, градиента плотности и отмеченной комбинированной моделей при двумерном моделировании МОП-нанотранзистора с $L_{\rm K} = 15$ нм. Установлено, что, хотя все модели дают различающиеся результаты, в том числе по ВАХ, две квантовые модели все же ближе по качеству результатов. Показано, что с помощью коэффициента квантовой диффузии модель градиента плотности может быть согласована с комбинированной моделью. Важной в статье является и иллюстрация применимости формулировки типа формулировки Шарфеттера-Гуммеля при дискретизации уравнений по методу конечных элементов и разработанного последовательного итерационного метода типа одноступенчатых методов [41, 63] решения дискретных уравнений для двух использованных квантовых моделей. Комбинированная модель, однако, требует приблизительно в 10 раз больше машинного времени ЭВМ по сравнению с моделью градиента плотности (около 5 мин на РС с 700 МГц РСС-G3 процессором на точку ВАХ).

Среди других комбинированных моделей на основе квантовых макроскопических моделей отмечу модели Обухова И. А. с соавторами (их описание дано в работе [71]), примененные для моделирования ряда приборов на квантовых проволоках и РТД (см. также [1, 4]), и нестационарную модель работ [72—74], использованную для моделирования РТД. Для последней модели показано, что при определенных условиях предложенная авторами полунеявная разностная схема сходится к решению дискретных аналогов уравнений Шредингера и Пуассона [73].

Далее рассмотрим сначала более строгие дискретные модели формализма волновых функций.

Модель *n*-МОП-нанотранзистора с двойным затвором с учетом туннелирования предложена в работе [75]. Она основана на численном решении двумерного уравнения Пуассона. Важными в модели являются полученные упрощенные соотношения для плотности заряда в канале (легирование отсутствует, баллистический режим, одна подзона), стоке и истоке, а также коэффициента прохождения (ВКБ-приближение). Ток вычисляется по формуле типа Тсу-Есаки. Расчет стоковых и сток-затворных характеристик проведен для транзисторов с $L_{\rm K} = 12$ нм и $L_{\rm K} = 8$ нм. Основной вывод — нанотранзисторы с двойным затвором с $L_{\rm K} = 8$ нм могут быть использованы в цифровых схемах. МОП-нанотранзисторы с КНИ-структурой с двойным затвором и тонким слоем кремния также были проанализированы в баллистическом режиме функционирования в последующих работах [64, 76]. Вместо ВКБ-приближения в модифицированной модели самосогласованно численно решаются одномерное уравнение Шредингера (вдоль канала) и двумерное уравнение Пуассона. Ввиду тонкости канала энергию квантового ограничения можно найти из простого соотношения. Были рассчитаны стоковые и сток-затворные характеристики транзисторов с длинами затвора 10; 5 и 2,5 нм ($L_3 > L_{\kappa}$). Оказалось, что основной вывод, полученный ранее, остается в силе, т. е. приборы с длинами канала около 5 нм можно применять в логических ИС и ИС памяти. Однако пороговое напряжение этих ультракоротких приборов очень чувствительно к девиациям их размеров, в частности, длины канала, толщин оксида и слоя кремния, что приведет к большим сложностям их изготовления. Сравнение двух конструкций МОП-нанотранзисторов с КНИ-структурой с расширяющимися (ступенчато) областями стока и истока, а также без расширения проводилось с использованием описанной модифицированной модели в работе [77]. Анализировалось их масштабирование для 2,5 нм $\leq L_3 \leq 10$ нм. Рассчитывались стоковые и сток-затворные характеристики. Важным результатом работы является хорошее согласование расчетов, полученных по разработанной модели, с моделью, основанной на формализме неравновесных функций Грина (см. далее) в баллистическом режиме работы, что достаточно обоснованно в рассматриваемых случаях. И в то же время затраты вычислительных ресурсов ЭВМ для модели формализма волновых функций гораздо меньше (см. также далее). Так, расчет стоковой характеристики для типичного транзистора требует около 15 мин для рабочей станции Pentium-3 (933 ГГц). Показано, что более предпочтительной при масштабировании является структура без расширения.

Кроме указанной выше проблемы резкого усиления чувствительности важных электрических характеристик к девиациям геометрических размеров транзисторов, второй серьезной проблемой в анализируемой области длин затвора является возрастающая потребляемая мощность. Для анализа этой проблемы использовали упрощенную модель. Некоторые из полученных ранее результатов уточнены в работе [78] для кремниевых МОП-нанотранзисторов с двойным затвором с расширяющимися (ступенчато) областями стока и истока с 2,5 нм < $L_3 \leq 10$ нм. Вместо одномерного (квазидвумерная модель) решалось двумерное уравнение Шредингера (двумерная модель). В целях повышения экономичности модели применялось смешанное моментно-координатное представление. что позволило свести решение двумерного уравнения Шредингера к численному решению эффективного одномерного уравнения для каждой из подзон. Результаты по квазидвумерной и двумерной моделям хорошо согласуются при расчете передаточных характеристик, однако первая имеет тенденцию к занижению токов. В то же время при расчете стоковых характеристик различия по току стока могут достигать около 30 %. Однако это не меняет основных качественных выводов предыдущих работ.

К другим интересным результатам работы следует отнести: 1) сравнение результатов по зависимости тока закрытого состояния от тока открытого состояния с прогнозами 2003 и 2007 годов [79] показало, что они являются излишне оптимистическими (см. также ранее); 2) хотя материалы с высокой диэлектрической проницаемостью уменьшают токи утечки затвора, их влияние на улучшение коэффициента усиления по напряжению весьма ограничено; 3) подобные полуколичественные результаты получены и при варьировании диэлектрической проницаемости (материала) канала; поведение прибора в основном определяется электростатической контролируемостью транзистора.

Инструментарий численного моделирования приборных структур произвольной конфигурации с подходящими терминалами (выводами) описан в работе [80]. В предложенной модели самосогласованно решаются двумерные уравнения Шредингера и Пуассона. Модифицированная версия метода квантовой передачи на границе (см. [4]) используется для описания открытых граничных условий. В результате на предварительном этапе (до решения двумерных уравнений) самосогласованно решаются одномерные уравнения Шредингера и Пуассона вдоль границ между активной областью прибора и терминалами. Основные предположения модели: отсутствие рассеяния, простая с шестью долинами параболическая аппроксимация зонной структуры Si, дырки не учитываются (возможен учет их влияния в рамках квазиравновесного приближения [81]).

При дискретизации применяется метод конечных элементов на единой сетке. Было исследовано

четыре метода решения полученных нелинейных алгебраических уравнений: Бройдена; Ньютона; Ньютона и Бройдена; схема простого смешивания. Серьезное внимание также уделено выбору начального приближения. В целом наилучшие результаты по сходимости достигнуты с помощью метода Ньютона и Бройдена. Иногда, однако, возможны проблемы со сходимостью. Модель реализована в комплексе программ ODAME (первые сообщения и предварительные результаты опубликованы в работах [81, 82]). В качестве примеров моделировали две конструкции РТД (прямую и изогнутую) и три конструкции *п*-МОП-нанотранзисторов с двойным затвором, а именно: с обычными узкими областями стока и истока; с расширяющимися ступенчато и плавно областями стока и истока. Требуемое время — от одной ночи до двух дней на точку ВАХ для высокопроизводительной RISC рабочей станции (~1 ГГц) в зависимости от сложности задачи (числа узлов сетки по пространству и т. п.). Были рассчитаны стоковые, сток-затворные характеристики трех конструкций n-МОП-нанотранзисторов с $L_{\rm K} = 7,5$ нм с перекрытием областей стока и истока затвором ($L_3 = 27,5$ нм). Установлена важность квантово-механического отражения в областях стока и истока даже в баллистическом режиме. Так, в открытом состоянии в зависимости от варианта конструкции ток может изменяться до 30 %. Отмечается важность для дальнейших исследований учета влияния рассеяния. Более детально была проанализирована конструкция с плавно расширяющимися областями стока и истока без перекрытия ($L_{\rm K} = L_3 = 7,5$ нм). Причем рассчитывались не только стоковые и сток-затворные характеристики, но и ток затвора, что является явным достоинством разработанной модели. Было также проведено исследование этой конструкции при масштабировании до $L_{\rm K} = L_3 = 5$ нм. Моделировали также обычную конструкцию нанотранзистора с двойным затвором с учетом шероховатостей границ раздела Si-SiO2. Интересным физическим результатом работы является иллюстрация возможности возникновения "квантовых вихрей" в транзисторах некоторых конструкций, даже в баллистическом режиме функционирования, вследствие квантовой интерференции. Они могут оказывать ощутимое влияние на плотности токов подзон, а как следствие, на уменьшение выходного тока транзистора. В работе [83] были учтены упругое внутридолинное рассеяние на фононах и неупругое междолинное рассеяние при моделировании МОП-нанотранзистора с двойным затвором. В этом случае дополнительно было решено основное кинетическое уравнение Паули с помощью метода Монте-Карло (см. ранее). Был проведен анализ ряда внутренних характеристик транзистора, а именно: кинетической энергии, дрейфовой скорости, потенциала и др. Допустимо расширение возможностей QDAME на случай произвольной кристаллографической ориентации полупроводника [84].

Подобная [80] модель была использована в работе [85] для сравнения *n*-МОП-нанотранзисторов традиционной планарной структуры и с двойным затвором с $L_3 = 15$ нм в баллистическом режиме функционирования. Анализировали структуры с каналами Si (100), Ge(111) и GaAs(111). При этом варьировались эффективная толщина оксида, глубина р*п*-перехода и толщина канала. Показано, что эти конструктивные параметры могут оказывать важное влияние на ВАХ. Установлено, что до определенной толщины канала ток, проходящий в структуре с двойным затвором, приблизительно в 2 раза больше, чем в традиционной. Дальнейшее уменьшение толщины сильно изменяет характеристики эффекта квантового ограничения и транспорта, особенно в зависимости от материала канала и кристаллографической ориентации. В частности, при ультратонком канале на GaAs получаются очень хорошие свойства эффекта квантового ограничения, которые становятся конкурентными с таковыми для канала на Ge, что приводит к превосходству этих материалов над Si в данном случае.

Баллистический транспорт в МОП-нанотранзисторах с КНИ-структурой (полностью обедненные) с одним затвором анализировали в работе [86]. Для этого была использована трехмерная самосогласованная модель, построенная в рамках формализма волновых функций. Учет третьего измерения целесообразен вследствие возможной важности эффектов узкого канала, например квантования в этом измерении*. Главным в модели является учет специального случая кристаллографической ориентации канала Si (100) в нанотранзисторе, что приводит к диагонализации матрицы Гамильтона уравнения Шредингера в трехмерном случае и упрощению его решения. Так как эта модель уже была рассмотрена в работе [4], то здесь остановимся на основных результатах, полученных с ее применением. Рассчитывали сток-затворные характеристики транзистора с каналом длиной 10 нм, толщиной 6 нм и шириной 8 нм. Исследовали влияние дискретности распределения заряда примеси в канале *р*-типа с объемной концен-трацией $2 \cdot 10^{18}$ и $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Оказалось, что отражение от них приводит к интерференции электронных волн, характер которой зависит от места расположения дискретных зарядов, а как следствие, к различным значениям выходного тока и порогового напряжения V_{пор}. В результате увеличения концентрации примеси происходит возрастание девиации V_{пор} вследствие увеличения интерференционных эффектов из-за большего числа дискретных зарядов. Так, при среднем значении $V_{\text{пор}} = -0,48$ В максимальная девиация составляет значительную величину: -0,14 В.

С помощью этой же модели исследовали п-МОПнанотранзистор с КНИ-структурой с тройным затвором на квантовой проволоке (6,51 × 8,1 нм) с L_к = 10,8 нм в работе [87]. Изучали влияние интерференционных эффектов на шероховатостях границ раздела и ионизированных примесях на сток-затворные характеристики. Установлено, что совместный учет двух этих факторов приводит к дополнительной квантовой интерференции, что усиливает разброс ВАХ нанотранзисторов. Показано, что путем изменения положения дискретных примесей, в частности, отодвигая их от границы раздела истокканал, можно улучшить ВАХ элементов, т. е. минимизировать влияние отрицательных в рассматриваемых случаях интерференционных эффектов. Эти результаты полтверждают важность учета флуктуаций распределения заряда примеси в нанотранзисторах, полученных ранее, однако, с применением полуклассических моделей.

Очень интересные результаты были получены в работе [88] для МДП-нанотранзисторов на квантовых проволоках с помощью отмеченной выше модели. Так, было теоретически показано, что баллистический транспорт вследствие сильного рассеяния (малые подвижность и средняя длина свободного пробега) не будет важным для длин затворов кремниевых нанотранзисторов вплоть до 2...5 нм, что, похоже, будет хорошо для разработки УБИС новых поколений! В то же время в нанотранзисторе на InAs баллистический транспорт может наблюдаться уже для $L_{\kappa} \approx 30$ нм, т. е. ситуация здесь хуже.

Передаточные характеристики МОП-нанотранзисторов с КНИ-структурой с двойным затвором и $L_2 = 3...20$ нм были исследованы в работе [89]. Для этого были использованы экономичные модели с учетом и без учета самосогласования, построенные в рамках метода матрицы рассеяния (баллистический транспорт, приближения эффективной массы и ряд других предположений) с учетом межподзонных переходов. При этом были получены выражения для токов в рамках данного формализма для случаев 1D и 2D. Исследования с применением эмпирического метода сильной связи показали возможность использования метода эффективной массы для нанотранзисторов с ультратонкими слоями кремния толщиной от 1 до 3 нм. Расчеты сток-затворных характеристик продемонстрировали хорошее согласование результатов, полученных с помощью квантовых моделей с учетом и без учета самосогласования. В то же время комбинированные модели на основе диффузионно-дрейфовых моделей привели к худшему согласованию с более строгими квантовыми моделями в подпороговой области. Показано, что для L₃ 3 и 5 нм туннелирование может являться важным механизмом транспорта в этой области. Для приборов же с бо́льшими L₃ туннелирование может быть важно лишь в глубоко подпороговой области. Высказано предположение о том, что для уменьшения туннель-

^{*} Именно поэтому некоторые модели, описанные в работе [4], могут быть использованы для ряда МОП-нанотранзисторов.

ного тока, по-видимому, целесообразно отказаться от традиционной ориентации кремния (100) вдоль канала для ультракоротких нанотранзисторов.

Экономичная квазитрехмерная модель формализма волновых функций МОП-нанотранзистора с КНИ-структурой была предложена в работе [90]. В целях упрощения решения уравнения Шредингера был использован метод разделения переменных. В поперечных сечениях (координаты y, z) потенциал предполагается независимым от продольной координаты х. При этом канал считается равномерным с прямоугольным сечением, характеризующимся неограниченным потенциалом на его границах. В результате, в поперечном сечении канала двумерное уравнение Шредингера может быть решено аналитически. Вдоль канала (x) необходимо решать более простое (по сравнению с исходным) одномерное уравнение для амплитуд волновых функций. Для этого используется метод матриц переноса. Далее решается уравнение Пуассона. После получения самосогласованного решения задачи, включая контакты стока и истока, осуществляется вычисление тока на основе рассчитанных коэффициентов прохождения по формуле Ландауэра-Буттикера. В качестве начального приближения используется расчет по более простой одномерной модели. В целях ускорения расчетов в модели не учитывается туннелирование сквозь потенциальный барьер у истока, а также в рассмотрение включается конечное число мод, которое определяется в процессе практических вычислений. Модель реализована в программе QUASOI. В работе моделировались нанотранзисторы с $L_3 = 10$ нм и поперечным сечением канала 2 × 5 нм. Анализировались коэффициенты прохождения в случае наличия и отсутствия случайных примесей в канале. В последующей работе [91] приведены результаты расчета стоковых и сток-затворных характеристик нанотранзисторов с окружающим с трех сторон канал (тройным) затвором ($L_3 = 10$ нм, $L_{\kappa} = 16$ нм с учетом спейсеров, ширина канала — 10 нм). Оказалось, что при использовании предложенной модели девиации ВАХ для различных случайных распределений зарядов примеси не превышали 10 % для рассмотренных случаев. В итоге, теоретически обосновывается возможность хорошей воспроизводимости стоковых характеристик данного вида нанотранзисторов с технологическими размерами около 10 нм. В статье [92] дополнительно сравнивались результаты расчета, полученные с помощью разработанной квантовой модели и диффузионно-дрейфовой модели, реализованной в коммерческом инструментарии Sentaurus Device компании Synopsys. Установлено, что значения силы тока стока при расчете по последней модели приблизительно в 2 раза меньше, чем по первой. Такое различие авторами связывается с учетом рассеяния в диффузионно-дрейфовой модели. В то же время значения подпороговой крутизны

сток-затворной характеристики отличаются всего лишь на ~4 %.

Интересная комбинированная модель МОП-нанотранзистора с двойным затвором построена в работах [93, 94] на основе формализма волновых функций. В ней осуществляется декомпозиция по модам (см. далее). Для этого сначала решаются одномерные уравнения Шредингера в поперечных сечениях канала, а далее — одномерные стационарные уравнения Шредингера (приближение эффективной массы) с включением электрон-фононного взаимодействия (многочастичный случай) вдоль канала. Инжекция носителей и рассеяние учитываются с помощью метода Монте-Карло. Основными механизмами при этом являются: акустическое и оптическое внутри- и междолинное (внутри- и межподзонное) рассеяние; рассеяние на шероховатостях границ раздела. Далее решается двумерное уравнение Пуассона, а итерации продолжаются до требуемой степени самосогласования. Модель реализована в комплексе программ SEMC-2D. При имитации 1000 инжектированных частиц из истока и столько же из стока требуется приблизительно час на одну итерацию для ПЭВМ (3,2 ГГц) и не менее пяти итераций на точку ВАХ [94]. Рассчитывались стоковые и сток-затворные характеристики нанотранзистора с $L_3 = 10$ нм. В баллистическом режиме проводилось сравнение с результатами расчета по программе nanoMOS (см. далее). Было получено почти совпадение рассчитанных ВАХ. Для идентификации ряда параметров рассеяния осуществлялось согласование с результатами программы MCUT, реализующей полуклассический метод Монте-Карло, для объемного случая. В целом, учет рассеяния приводит к уменьшению тока стока до 40 %, что соответствует данным, полученным другими группами с применением полуклассических методов Монте-Карло.

Распространение этой модели на трехмерный случай проведено в работе [95]. Для повышения ее экономичности уже не одномерные, а двумерные уравнения Шредингера могут решаться в небольшом числе "критических" поперечных сечений канала, а значения требуемых величин в других сечениях вычисляются с использованием интерполяционной процедуры. Разработанная квазитрехмерная комбинированная модель (реализована в программе SEMC-3D) применялась для моделирования МОПнанотранзистора с реберной структурой $L_3 = 10$ нм, на квантовой проволоке (ширина — 3 нм, высота — 4 нм). Рассматривалось рассеяние на фононах и шероховатостях границ раздела. Учет последнего механизма увеличивает время расчетов приблизительно в 3 раза. Показано, что объединенный эффект влияния различных механизмов рассеяния в таких нанотранзисторах более сложный, чем традиционно описываемый с помощью правила Матиссена.

Нельзя все же не остановиться на интересных результатах, полученных ранее с помощью самой простой квазиодномерной модели [98] (программа SEMS; вариант метода для одномерного случая подробно описан в [96])*. С ее помощью моделировались *p*-МОП-транзисторы с Si/Ge, областями стока и истока с длинами канала Si 100; 50 и 10 нм. Потенциал определялся на предварительном этапе на основе расчетов по программе MiniMOS-NT, реализующей диффузионно-дрейфовую модель. Учитывалось рассеяние на неполярных оптических фононах. Установлено, что эффекты квантовой интерференции вдоль канала становятся заметными для $L_{\rm K} = 10$ нм, однако их влияние менее существенно по сравнению с рассеянием. Поэтому делается вывод, что полуклассические модели с учетом рассеяния могут быть более правдоподобными (достаточными) по сравнению с квантовыми для баллистического случая. Для обычных р-МОП- и п-МОП-нанотранзисторов с L_к = 10 нм эффекты квантовой интерференции еще меньше. Поэтому полуклассические модели вдоль канала возможно могут быть применены еще для меньших L_к, несмотря на в целом квазибаллистический характер транспорта в элементах.

Для часто используемого метода декомпозиции по модам (подзонам) была разработана процедура редуцирования базиса [99]. Проиллюстрирована ее экономичность в рамках формализма волновых функций (двумерное самосогласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона) на примере расчета стоковых ВАХ МОП-нанотранзистора с двойным затвором с $L_{\rm K} \approx 9,5$ нм в баллистическом режиме функционирования при $T \approx 300$ К. При этом затраты времени ориентировочно могут уменьшаться до 50 %. Экономичность прогнозируется еще выше для случая приборных структур на квантовых проволоках.

Окончание статьи читайте в следующем номере журнала.

Список литературы

1. Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. V. Резонансно-туннельные структуры // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 3. С. 57—70.

2. Natori K. Ballistic metal-oxide-semiconductor field effect transistor // J. Appl. Phys. 1994. V. 76, N 8. P. 4879–4890.

3. Frank D. J., Laux S. E., Fischetti M. V. Monte Carlo simulations of p- and n-channel dual-gate Si MOSFET's at the limits of scaling // IEEE Trans. on Electron Devices. 1993. V. 40, N 11. P. 2103.

4. Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. VII. Структуры на квантовых проволоках // Нано- и микросистемная техника. 2009. № 7. С. 14–29; № 8. С. 7–23.

5. Lundstrom M. Elementary scattering theory of the Si MOSFET // IEEE Electron Device Letters. 1997. V. 18, N 7. P. 361–363.

6. **Ren Z., Lundstrom M. S.** Simulation of nanoscale MOSFETs: A scattering theory interpretation // Superlatt. Microstruct. 2000. V. 27. P. 179–189.

7. Lundstrom M. S. On the mobility versus drain current relation for a nanoscale MOSFETV/ IEEE Electron Device Letters. 2001. V. 22, N 6. P. 293–295.

8. **Pikus F. G., Likharev K. K.** Nanoscale field-effect transistors: An ultimate size analysis // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71, N 25. P. 3661–3663.

9. Jiménez D., Saénz J. J., Iñiquez B., Suñe J., Marsal L. F., Pallaés J. Unified compact model for the ballistic quantum wire and quantum well metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor // J. Appl. Phys. 2003. V. 94, N 2. P. 1061–1068.

10. Assad F., Ren Z., Vasileska D., Datta S., Lundstrom M. On the performance limits for Si MOSFET's: A theoretical study // IEEE Trans. Electron Devices. 2000. V. 47. P. 232–240.

11. **Guo J., Lundstrom M., Datta S.** Performance projections for ballistic carbon nanotube field-effect transistors // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80, N 17. P. 3192–3194.

12. Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики. М.: Наука, 1976. 664 с.

13. Luo J.-W., Li S.-S., Xia J.-B., Wang L.-W. Quantum mechanical effects in nanometer field effect transistors // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90, N 14. P. 143108-1-3.

14. Appenzeller J., Knoch J., Björk M. T., Riel H., Schmid H., Riess W. Toward nanowire electronics // IEEE Trans. on Electron Devices. 2008. V. 55, N 11. P. 2827–2845.

15. **Datta S.** Nanoscale device modeling: the Green's function method // Superlatt. Microstruct. 2000. V. 28, N 4. P. 253–278.

16. Datta S. Electrical resistance: an atomistic view // Nano-technology. 2004. V. 15. P. S433–S451.

17. Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. III. Численное моделирование в рамках полуклассического подхода // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 1. С. 36—47.

18. Lundstrom M., Ren Z. Essential physics of carrier transport in nanoscale MOSFET's // IEEE Trans. Electron Devices. 2002. V. 49, N 1. P. 133–141.

19. Rahman A., Guo J., Datta S., Lundstrom M. Theory of ballistic nanotransistors // IEEE Trans. Electron Devices. 2003. V. 50, N 9. P. 1853–1864.

20. Stern F. Iteration methods for calculating self-consistent fields in semiconductor inversion layers // J. of Comput. Physics. 1970. V. 6. P. 56–67.

21. Stern F. Self-consistent results for n-type Si inversion layers // Phys. Rev. B. 1972. V. 5, N 12. P. 4891–4899.

22. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 415 с.

23. Luryi S. Quantum capacitance devices // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52, N 6. P. 501-503.

24. **Ohba T., Natori K.** Capacitance of nanostructures // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. Part 1. N 2B. P. 1366–1369.

25. John D. L., Castro L. C., Pulfrey D. L. Quantum capacitance in nanoscale device modeling // J. Appl. Phys. 2004. V. 96, N 9. P. 5180–5184.

26. Richter C. A., Hefner A. R., Vogel E. M. A comparison of quantum-mechanical capacitance-voltage simulators // IEEE Electron Device Letters. 2001. V. 22, N 1. P. 35–37.

27. Godoy A., Ruiz-Gallardo A., Sampedro C., Gámiz F. Quantum-mechanical effects in multiple-gate MOSFETs // J. Comput. Electron. 2007. V. 6. P. 145–148.

28. Karner M., Gehring A., Holzer S., Pourfath M., Wagner M., Goes W., Vasicek M., Baumgartner O., Kernstock C., Schnass K., Zeiler G., Grasser T., Kosina H., Selberherr S. A multi-purpose Schrödinger — Poisson solver for TCAD applications // J. Comput. Electron. 2007. V. 6. P. 179–182.

29. Trellakis A., Galick A. T., Pacelli A., Ravaioli U. Iteration scheme for the solution of the two-dimensional Schrödinger —

^{*} Замечу, что программа использовалась и при моделировании квантовых ям, характерных для лазеров [97].

Poisson equations in quantum structures // J. Appl. Phys. 1997. V. 81, N 12. P. 7880–7884.

30. Simonetti O., Maurel T., Jourdain M. Characterization of ultrathin metal-oxide-semiconductor structures using coupled current and capacitance-voltage models based on quantum calculation // J. Appl. Phys. 2002. V. 92, N 8. P. 4449–4458.

31. **Fischetti M. V.** Theory of electron transport in small semiconductor devices using the Pauli master equation // J. Appl. Phys. 1998. V. 83, N 1. P. 270–291.

32. **Ringhofer C., Gardner C., Vasileska D.** Effective potentials and quantum fluid models: A thermodynamic approach // Inter. J. High Speed Electr. Syst. 2003. V. 13. P. 771–802.

33. Gardner C. L. The quantum hydrodynamic model for semiconductor devices // SIAM J. on Appl. Mathem. 1994. V. 54, N 2. P. 409–427.

34. Gardner C. L., Ringhofer C. The Chapman-Enskog expansion and the quantum hydrodynamic model for semiconductor devices // VLSI Design. 2000. V. 10. P. 415–435.

35. **Pinnau R.** A review on the quantum drift diffusion model // Transport Theory and Statist. Physics. 2002. V. 31, N 4–6. P. 367–395.

36. **Degond P., Méhats F., Ringhofer C.** Quantum hydrodynamic models derived from the entropy principle // Contemporary Math. 2005. V. 371. P. 107–131.

37. De Falco C., Gatti E., Lacaita A. L., Sacco R. Quantumcorrected drift-diffusion models forlransport in semiconductor devices // J. of Comput. Physics. 2005. V. 204. P. 533–561.

38. Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. II. Модели полуклассического подхода // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 9. С. 26—36.

39. Зубарев Д. Н., Морозов В. Г., Рёнке Г. Статистическая механика неравновесных процессов. М.: Физматлит. 2002. Т. 1. 432 с. Т. 2. 296 с.

40. Ferry D. K., Zhou J.-R. Form of the quantum potential for use in hydrodynamic equations for semiconductor device modeling // Phys. Rev. B. 1993. V. 48, N 11. P. 7944–7950.

41. Абрамов И. И., Харитонов В. В. Численное моделирование элементов интегральных схем. Минск: Вышэйшая школа. 1990. 224 с.

42. Польский Б. С. Численное моделирование полупроводниковых приборов. Рига: Зинатне. 1986. 168 с.

43. Ancona M. G., Tiersten H. F. Macroscopic physics of the silicon inversion layer // Phys. Rev. B. 1987. V. 35, N 15. P. 7959–7965.

44. Ancona M. G., Iafrate G. I. Quantum correction to the equation of state of an electron gas in a semiconductor // Phys. Rev. B. 1989. V. 39, N 13. P. 9536–9540.

45. Ancona M. G. Macroscopic description of quantum-mechanical tunneling // Phys. Rev. B. 1990. V. 42, N 2. P. 1222–1233.

46. Ancona M. G., Yu Z., Dutton R. W., Vande Voorde P. J., Cao M., Vook D. Density-gradient analysis of tunneling in MOS structures with ultra-thin oxides // Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices. 1999. P. 235–238.

47. Rafferty C. S., Biegel B., Yu Z., Ancona M. G., Bude J., Dutton R. W. Multidimensional quantum effect simulation using a density-gradient model and script-level programming techniques // Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices. 1998. P. 137–140.

48. Ancona M. G., Yu Z., Lee W.-C., Dutton R. W., Voorde P. V. Simulation of quantum confinement effects in ultrathin-oxide MOS structures // J. of Technology Comp. Aided Design. 1998. N 11. 17 p.

49. **Biegel B. A., Ancona M. G., Rafferty C. S., Yu Z.** Efficient multi-dimensional simulation of quantum confinement effects in advanced MOS devices // NAS Technical Report NAS-04-008. 2004. 11 p.

50. Park J.-S., Shin H., Conlly D., Yergeau D., Yu Z., Dutton R. W. Analysis of 2-D quantum effects in the poly-gate and their impact on the short-channel effects in double-gate MOS- FETs via the density-gradient method // Solid-State Electron. 2004. V. 48. P. 1163–1168.

51. **Pirovano A., Lacaita A. L., Spinelli A. S.** Fully 2D quantum-mechanical simulation of nanoscale MOSFETs // Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices. 2001. P. 94–97.

52. Ancona M. G., Svizhenko A. Density-gradient theory of tunneling: Physics and verification in one dimension // J. Appl. Phys. 2008. V. 104, N 7. P. 073726-1–13.

53. Wettstein A., Schenk A., Fichtner W. Quantum devicesimulation with the density-gradient model on unstructured grids // IEEE Trans. on Electron Devices. 2001. V. ED-48. P. 279–284.

54. **Абрамов И. И.** Курс лекций "Моделирование элементов интегральных схем": учеб, пособие. Минск: БГУ, 1999. 92 с.

55. Абрамов И. И. Лекции по моделированию элементов интегральных схем. Москва—Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика". 2005. 152 с.

56. Gardner C. L., Ringhofer C. Smooth quantum potential for the hydrodynamic model // Phys. Rev. E. 1996. V. 53, N 1. P. 157-167.

57. Watling J. R., Brown A. R., Asenov A., Ferry D. K. Quantum correction in 3-D drift diffusion simulations of decanano MOSFETs using an effective potential // Proc. Int. Conf. Simul. Semicond. Process. Devices. 2001. P. 82–85.

58. **Asenov A., Brown A. R., Watling J. R.** The use of quantum potentials for confinement in semiconductor devices // Techn. Proc. Int. Conf. on Modeling and Simul. of Microsyst. Nanotech. 2002. V. 1. P. 490–493.

59. Asenov A., Brown A. R., Watling J. R. Quantum corrections in the simulation of decanano MOSFETs // Solid-State Electron. 2003. V. 47, N 7. P. 1141–1145.

60. **Tang C.-S., Li Y., Chao T.-S.** Numerical simulation of nanoscale double-gate and gate-all-around metal-oxide-semi-conductor devices // WSEAS Trans. on Electron. 2004. V. 1, N 1. P. 102–107.

61. **Pinnau R.** Uniform convergence of an exponentially fitted scheme for the quantum drift diffusion model // SIAM J. Numer. Anal. 2004. V. 42, N 4. P. 1648–1668.

62. **Pinnau R., Ruiz V. J. M**. Convergent finite element discretizations of the density gradient equation for quantum semiconductors // J. Comput. and Appl. Mathem. 2009. V. 223, N 2. P. 790–800.

63. Абрамов И. И. Моделирование физических процессов в элементах кремниевых интегральных микросхем. Минск: БГУ, 1999. 189 с.

64. Likharev K. Electronics below 10 nm // Nano and Giga Challenges in Microelectronics / Ed. by J. Greer, A. Korkin, J. Labanowski. Amsterdam: Elsevier. 2003. P. 27–68.

65. **Stenzel R., Muller L., Herrmann T., Klix W.** Numerical simulation of nanoscale double-gate MOSFETS // Proc. 5th Int. Conf. on Adv. Engin. Design, E 205 Acta Polytechnica. 2006. V. 46, N 5. P. 35–39.

66. **Burger M., Pinnau R.** Fast optimal design of semiconductor devices // SIAM J. Appl. Math. 2003. V. 64, N 1. P. 108–126.

67. Абрамов И. И. Метод синтеза эквивалентных схем полупроводниковых приборов и структур // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. 1985. Т. 28, № 11. С. 63-69.

68. Абрамов И. И., Харитонов В. В. Метод автоматического синтеза эквивалентных схем полупроводниковых приборов с учетом тепловых эффектов // Весці АН БССР. Сер. фіз-энерг. навук. 1987. № 3. С. 78—84.

69. Абрамов И. И. Методология автоматического синтеза компактных эквивалентных схем полупроводниковых приборов и структур // Микросистемная техника. 2002. № 6. С. 18–23.

70. Abramov I. I. An automatic synthesis method of compact models of integrated circuit devices based on equivalent circuits // Proc. of SPIE. 2006. V. 6260. P. 62601I-1-8.

71. Обухов И. А. Моделирование переноса заряда в мезоскопических структурах. Севастополь: Вебер. 2005. 226 с. 72. Gallego S., Méhats F. Numerical approximation of a quantum drift-diffusion model // Comptes Rendus Mathem. 2004. V. 339, N 7. P. 519–524.

73. **Gallego S., Méhats F.** Entropic discretization of a quantum drift-diffusion model // SIAMNumer. Anal. 2005. V. 43, N 5. P. 1828–1849.

74. **Degond P., Gallego S., Méhats F.** Simulation of a resonant tunneling diode using an entropic quantum drift-diffusion model // J. Comput. Electron. 2007. V. 6. P. 133–136.

75. Naveh Y., Likharev K. K. Modeling of 10-nm-scale ballistic MOSFET's // IEEE Electron Divice Letters. 2000. V. 21, N 5. P. 242–244.

76. Walls T. J., Sverdlov V. A., Likharev K. K. MOSFETs below 10 nm: quantum theory // Physica E. 2003. V. 19. P. 23–27.

77. Walls T. J., Sverdlov V. A., Likharev K. K. Nanoscale SOI MOSFETs: a comparison of two options // Solid-State Electron. 2004. V. 48. P. 857–865.

78. Walls T. J., Likharev K. K. Two-dimensional quantum effects in "ultimate" nanoscale metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // J. Appl. Phys. 2008. V. 104, N 12. P. 124307-1–15.

79. Laux S. E., Kumar A., Fischetti M. V. Analysis of quantum ballistic electron transport in ultrasmall silicon devices including space-charge and geometric effects // J. Appl. Phys. 2004. V. 95, N 10. P. 5545–5582.

80. **International** Technology Roadmap for Semiconductors: 1999 edition. Austin, TX: International SEMATECH, 1999; 2001 edition; 2003 edition; 2005 edition; 2007 edition; 2009 edition.

81. Laux S. E., Kumar A., Fischetti M. V. QDAME simulation of 7.5 nm double-gate Si nFETs with differing access geometries // IEEE Int. Electron Devices Meet. 2002. P. 715–718.

82. Laux S. E., Kumar A., Fischetti M. V. Ballistic FET modeling using QDAME: Quantum Device Analysis by Modal Evaluation // IEEE Trans. on Nanotechnology. 2002. V. 1, N 4. P. 255–259.

83. Fischetti M. V., Laux S. E., Kumar A. Simulation of quantum electronic transport in small devices: A Master equation approach // IEEE Int. Electron Devices Meet. 2003. P. 19.3.1–19.3.4.

84. Laux S. E. Arbitrary crystallographic orientation in QDAME with Ge 7.5 nm DGFET examples // J. of Comput. Electron. 2004. V. 3. P. 379–385.

85. Pourghaderi M. A., Magnus W., Sorée B., Meuris M., De Meyer K., Heyns M. Ballistic current in metal-oxide-semiconductor field-effect transistors: The role of device topology // J. Appl. Phys. 2009. V. 106, N 5. P. 053702-1–8.

86. **Gilbert M. J., Ferry D. K.** Efficient quantum three-dimensional modeling of fully depleted ballistic silicon-on-insulator metal-oxide-semiconductor field-effect-transistors // J. Appl. Phys. 2004. V. 95, N 12. P. 7954–7960.

87. **Basu D., Gilbert M. J., Banerjee S. K.** Effect of elastic process and ballistic recovery in silicon nanowire transistors // J. Comput. Electron. 2007. V. 6. P. 113–116.

88. Ferry D. K., Akis R., Gilbert M. J. Semiconductor device scaling: The role of ballistic transport // J. Comput. Theor. Nanosci. 2007. V. 4. P. 1149–1152.

89. **Heinz F. O., Schenk A.** Self-consistent modeling of longitudinal quantum effects in nanoscale double-gate metal oxide semiconductor field effect transistors // J. Appl. Phys. 2006. V. 100, N 8. P. 084314-1-8.

90. Orlikovsky A., Vyurkov V., Lukichev V., Semenikhin I., Khomyakov A. All quantum simulation of ultrathin SOI MOSFET // Nanoscaled Semiconductor-on-Insulator Structures and Devices. Springer. 2007. P. 323–340.

91. Вьюрков В. В., Лукичев В. Ф., Орликовский А. А., Семинихин И. А., Хомяков А. Н. Квантовое моделирование кремниевых полевых нанотранзисторов // Труды ФТИАН. 2008. Т. 19, С. 195—216.

92. **Vyurkov V., Semenikhin I., Lukichev V., Burenkov A., Orlikovsky A.** All-quantum simulation of an ultra-small SOI MOSFET // Proc. SPIE. 2008. V. 7025. P. 70251K-1–12.

93. Chen W., Register L. F., Banerjee S. K. Two-dimensional quantum mechanical simulation of electron transport in nano-scaled Si-based MOSFETs // Physica E. 2003. V. 19. P. 28-32.

94. Chen W., Register L. F., Banerjee S. K. Schrödinger equation Monte Carlo in two dimensions for simulation of nanoscale metal-oxide-semiconductor field effect transistors // J. Appl. Phys. 2008. V. 103, N 2. P. 024508-1–15.

95. Liu K.-M., Chen W., Register L. F., Banerjee S. K. Schrödinger equation Monte Carlo in three dimensions for simulation of carrier transport in three-dimensional nanoscale metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // J. Appl. Phys. 2008. V. 104, N 11. P. 114515-1–7.

96. **Register L. F.** Schrödinger equation Monte Carlo: Bridging the gap from quantum to classical transport // Int. J. of High Speed Electron, and Systems. 1998. V. 9, N 1. P. 251–279.

97. **Register L. F., Hess K.** Simulation of carrier capture in semiconductor quantum wells: Bridging the gap from quantum to classical transport // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71, N 9. P. 1222–1224.

98. Chen W., Register L. F., Banerjee S. K. Simulation of quantum effects along the channel of ultrascaled Si-based MOSFETs // IEEE Trans. on Electron Devices. 2002. V. 49, N 4. P. 652–657.

99. Pau G. S. H. Reduced basis method for simulation of nanodevices // Phys. Rev. B. 2008. V. 78, N 15. P. 155425-1-15.

100. Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. IV. Квантовомеханические формализмы // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 2. С. 24—32.

101. Svizhenko A., Anantram M. P., Govindan T. R., Biegel B., Venugopal R. Two-dimensional quantum mechanical modeling of nanotransistors // J. Appl. Phys. 2002. V. 917, N 4. P. 2343–2354.

102. **Svizhenko A., Anantram M. P.** Role of scattering in nanotransistors // IEEE Trans. on Electron Devices. 2003. V. 50, N 6. P. 1459–1466.

103. Jin S., Park Y. J., Min H. S. A three-dimensional simulation of quantum transport in silicon nanowire transistor in the presence of electron-phonon interactions // J. Appl. Phys. 2006. V. 99, N 12. P. 123719-1–10.

104. **Park H.-H., Jin S., Park Y. J., Min H. S.** Quantum simulation of noise in silicon nanowire transistors with electron-phonon interactions // J. Appl. Phys. 2009. V. 105, N 2. P. 023712-1-6.

105. Martinez A., Svizhenko A., Anantram M. P., Barker J. R., Asenov A. A NEGF study of the effect of surface roughness on CMOS nanotransistors // J. of Physics: Conf. Ser. 2006. V. 35. P. 269–274.

106. Barker J. R., Martinez A., Svizhenko A., Anantram M. P., Asenov A. Green function study of quantum transport in ultrasmall devices with embedded atomistic clusters // J. of Physics: Conf. Ser. 2006. V. 35. P. 233–246.

107. Martinez A., Barker J. R., Asenov A., Svizhenko A., Anantram M. P. Developing a full 3D NEGF simulator with random dopant and interface roughness // J. Comput. Electron. 2007. V. 6. P. 215–218.

108. Pons N., Cavassilas N., Michelini F., Raymond L., Bescond M. Original shaped nanowire metal-oxide-semiconductor field-effect transistor with enhanced current characteristics based on three-dimensional modeling // J. Appl. Phys. 2009. V. 106, N 5. P. 053711-1-4.

109. Ren Z., Venugopal R., Datta S., Lundstrom M., Jovanovic D. The ballistic nanotransistor: A simulation study // IEEE Int. Electron. Devices Meet. 2000. P. 715–718.

110. Venugopal R., Ren Z., Datta S., Lundstrom M. S., Jovanovic D. Simulating quantum transport in nanoscale transistors: Real versus mode-space approaches // J. Appl. Phys. 2002. V. 92, N 7. P. 3730–3739.

111. **Goasguen S., Butt A. R., Colby K. D., Lundstrom M. S.** Parallelization of the nanoscale device simulator nanoMOS 2.0 using a 100 nodes Linux cluster // Proc. IEEE Nanotechnology Conf. 2002. P. 409–412. 112. **Guo J., Lundstrom M.** A computational study of thinbody, double-gate, Shottky barrier MOSFETs // IEEE Trans. on Electron Devices. 2002. V. 49, N 11. P. 1897–1902.

113. Venugopal R., Ren Z., Lundstrom M. S. Simulating quantum transport in nanoscale MOSFETs: Ballistic hole transport, subband engineering and boundary conditions // IEEE Trans. on Nanotechnology. 2003. V. 2, N 3. P. 135–143.

114. Venugopal R., Paulsson M., Goasguen S., Datta S., Lundstrom M. S. A simple quantum mechanical treatment of scattering in nanoscale transistors // J. Appl. Phys. 2003. V. 93, N 9. P. 5613–5625.

115. Ren Z., Venugopal R., Goasguen S., Datta S., Lundstrom M. S. NanoMOS 2.5: A two-dimensional simulator for quantum transport in double-gate MOSFETs // IEEE Trans. on Electron Devices. 2003. V. 50. P. 1914–1925.

116. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. І. Основные положения // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 8. С. 34—37.

117. Venugopal R., Goasguen S., Datta S., Lundstrom M. S. Quantum mechanical analysis of channel access geometry and series resistance in nanoscale transistors // J. Appl. Phys. 2004. V. 95, N 1. P. 292–305.

118. **Hasan S., Wang J., Lundstrom M.** Device design and manufacturing issues for 10 nm-scale MOSFETs: A computational study // Solid-State Electron. 2004. V. 4, N 6. P. 867–875.

119. Jiménez D., Iñiquez B., Suñe J., Sáenz J. J. Analog performance of the nanoscale double-gate metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor near the ultimate scaling limits // J. Appl. Phys. 2004. V. 96, N 9. P. 5271–5276.

120. Rahman A., Lundstrom M. S., Ghosh A. W. Generalized effective-mass approach for n-type metal-oxide-semiconductor field-effect transistors on arbitrarily oriented wafers // J. Appl. Phys. 2005. V. 97, N 5. P. 053702-1—12.

121. **Wang J., Polizzi E., Lundstrom M. S.** A three-dimensional quantum simulation of silicon nanowire transistors with the effective-mass approximation // J. Appl. Phys. 2004. V. 96, N 4. P. 2192–2203.

122. **Bescond M., Cavassilas N., Lannoo M.** Effective-mass approach for n-type semiconductor nanowire MOSFETs arbitrarily oriented // Nanotechnology. 2007. V. 18, N 25. P. 255201-1—6.

123. **Rogdakis K., Poli S., Bano E., Zekentes K., Pala M. G**. Phonon- and surface-roughness-limited mobility of gate-all-around 3C-SiC and Si nanowire FETs // Nanotechnology. 2009. V. 20, N 29. P. 295202-1-6.

124. **Nam Do V., Dollfus P.** Oscillation of gate leakage current in double-gate metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // J. Appl. Phys. 2007. V. 101, N 7. P. 073709-1—6.

125. **Datta D., Ganguly S., Dasqupta S.** Low band-to-band tunnelling and gate tunnelling current in novel nanoscale double-gate architecture: simulations and investigation // Nanotechnology. 2007. V. 18, N 21. P. 215201-1—9.

126. Ravishankar R., Kathawala G., Ravaioli U., Hasan S., Lundstrom M. Comparison of Monte Carlo and NEGF simulations of double gate MOSFETs // J. of Comput. Electron. 2005. V. 4. P. 39–43.

127. Khan A. I., Ashraf Md. K., Haque A. Wave function penetration effects in double gate metal-oxide-semiconductor field-effect-transistors: impact on ballistic drain current with device scaling // J. Appl. Phys. 2009. V. 105, N 6. P. 064505-1–5.

128. **Shao X., Yu Z.** Nanoscale FinFET simulation: A quasi-3D quantum mechanical model using NEGF // Solid-State Electron. 2005. V. 49. P. 1435–1445.

129. Takeda H., Mori N. Three-dimensional quantum transport simulation of ultra-small FinFETs // J. of Comput. Electron. 2005. V. 4. P. 31–34.

130. Cauley S., Jain J., Koh C.-K., Balakrishnan V. A scalable distributed method for quantum-scale device simulation // J. Appl. Phys. 2007. V. 101, N 12. P. 123715-1—12.

131. **Mamaluy D., Sabathil M., Vogl P.** Efficient method for the calculation of ballistic quantum transport // J. Appl. Phys. 2003. V. 93, N 8. P. 4628–4633.

132. **Mamaluy D., Mannargudi A., Vasileska D.** Electron density calculation using the contact block reduction method // J. of Comput. Electron. 2004. V. 3. P. 45–50.

133. Mamaluy D., Vasileska D., Sabathil M., Zibold V., Vogl P. Contact block reduction method for ballistic transport and carrier densities of open nanostructures // Phys. Rev. B. 2005. V. 71, N 24. P. 245321-1-14.

134. **Khan H. R., Mamaluy D., Vasileska D.** Quantum transport simulation of experimentally fabricated nano-FinFET // IEEE Trans. on Electron Devices. 2007. V. 54, N 4. P. 784–796.

135. Khan H., Mamaluy D., Vasileska D. Self-consistent treatment of quantum transport in 10 nm FinFET using Contact Block Reduction (CBR) method // J. Comput. Electron. 2007. V. 6. P. 77–80.

136. Khan H., Mamaluy D., Vasileska D. Influence of interface rougness on quantum transport in nanoscale FinFET // J. Vac. Sci. Technol. B. 2007. V. 25, N 4. P. 1437–1440.

137. **Mil'nikov G., Mori N., Kamakura Y., Ezaki T.** R-matrix theory of quantum transport and recursive propagation method for device simulations // J. Appl. Phys. 2008. V. 104, N 4. P. 044506-1–14.

138. **Mil'nikov G., Mori N., Kamakura Y., Ezaki T.** Dopantinduced intrinsic bistability in a biased nanowire // Phys. Rev. Letters. 2009. V. 102, N 3. P. 036801-1-4.

139. **Mil'nikov G., Mori N., Kamakura Y.** R-matrix method for quantum transport simulations in discrete systems // Phys. Rev. B. 2009. V. 79, N 23. P. 235337-1–5.

140. **Kienle D., Léonard F.** Terahertz response of carbon nanotube transistors // Phys. Rev.Tetters. 2009. V. 103; N 2. P. 026601-1-4.

141. Croitory M. D., Gladilin V. N., Fomin V. M., Devreese J. T., Magnus J. W., Schoenmaker W., Soree B. Quantum transport in a nanosize silicon-on-insulator metal-oxide-semiconductor fieldeffect transistor // J. Appl. Phys. 2003. V. 93, N 2. P. 1230–1240.

142. **Frensley W. R.** Boundary conditions for open quantum systems driven far from equilibrium // Rev. of Modern Physics. 1990. V. 62. P. 745–791.

143. Croitory M. D., Gladilin V. N., Fomin V. M., Devreese J. T., Magnus W., Schoenmaker W., Sorée B. Quantum transport in a nanosize double-gate metal-oxide-semiconductor field-effect transistor // J. Appl. Phys. 2004. V. 96, N 4. P. 2305–2310.

144. **Sverdlov V., Gehring A., Kosina H., Selberherr S.** Quantum transport in ultra-scaled double-gate MOSFETs: A Wigner function-based Monte Carlo approach // Solid-State Electron. 2005. V. 49. P. 1510–1515.

145. Querlioz D., Saint-Martin J., Do V.-N., Bournel A., Dollfus P. Fully quantum self-consistent study of ultimate DG-MOSFETs including realistic scattering using a Wigner Monte-Carlo approach // IEEE Int. Electron Devices Meet. 2006. P. 941–944.

146. Ратнер М., Ратнер Д. Нанотехнология: простое объяснение очередной гениальной идеи. М.: Вильямс, 2004. 240 с.

147. Haensch W., Nowak E. J., Dennard R. H., Solomon P. M., Bryant A., Dokumaci O. H., Kumar A., Wang X., Johnson J. B., Fischetti M. V. Silicon CMOS devices beyond scaling // IBM J. Res. and Develop. 2006. V. 50, N 4/5. P. 339–361.

148. **Фейнман Р.** Внизу полным-полно места: приглашение в новый мир // Химия и жизнь — XXI век. 2002. № 12. С. 20—26.

УДК 531.768.5; 681.586.325

Б. И. Пивоненков, канд. техн. наук, вед. науч. сотр., ОАО "НПО Измерительной техники", г. Королев, МО e-mail: piboib@yandex.ru

КРИТЕРИЙ КАЧЕСТВА СЕНСОРОВ МЕХАНИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Предлагается критерий качества сенсоров механических величин (отношение квадрата информативности в трех вариантах, в зависимости от области применения сенсора — к энергии деформации сенсора). Критерий объясняет направления и результаты развития сенсоров за период с 1970 г. по настоящее время и позволяет сравнивать качество сенсоров, оптимизировать конструктивно-технологические решения, оценивать перспективы и тенденции развития сенсоров механических величин с технической и экономической ("рыночной") точки зрения.

Ключевые слова: сенсор механических величин, пьезорезистивный сенсор, чувствительный элемент, МЭМС (микроэлектромеханические системы), критерий качества сенсоров, информативность сигнала, разрешающая способность, шумовое напряжение, энергия деформации, микроминиатюризация, наносенсор

Введение

При проектировании сенсоров механических величин (давления, ускорения, силы), при выборе сенсора потребителем, при прогнозировании или выборе направлений развития сенсоров возникает вопрос: какие сенсоры обладают наилучшей совокупностью основных характеристик (сравнение по одной характеристике бессмысленно, так как в любом сенсоре можно за счет выбора параметров конструкции, обеспечить — теоретически — любое ее значение). Решение этого вопроса отнюдь не очевидно (за исключением случая, когда все характеристики сенсора A лучше характеристик сенсора B). Как правило, у сенсора A лучше одни характеристики, а у сенсора B — другие.

Таким образом, необходим интегральный критерий, количественно характеризующий совокупность основных характеристик сенсора механических величин, "качество" сенсора. В настоящей статье предлагается и обосновывается такой критерий. Показана его эффективность и правильность (на ряде примеров, в частности, на примере анализа развития сенсоров механических величин за период с 70-х годов по настоящее время), сделан прогноз по перспективным направлениям развития микро- и наносенсоров в ближайшие годы.

1. Термин "критерий"

Под критерием C (*criterion* — англ.) ниже понимается как сам критерий, так и его числовое значение для конкретного сенсора. Числовое значение критерия C_A для конкретного сенсора A есть функ-

ция его основных характеристик (вообще говоря, не всех)

$$C_A = C_A(X_1, X_2, ..., X_n),$$
 (1)

где $X_1, X_2, ..., X_n$ — основные характеристики сенсора A.

2. Термины "Основные характеристики" и "информативность сигнала" сенсора

Совокупность основных характеристик, определяющих критерий С для каждого типа сенсоров, будет уточнена ниже. Некоторые характеристики, несомненно, должны "входить" в критерий, некоторые могут не входить. Например, для сенсора ускорений чувствительность λ (коэффициент преобразования) и собственная частота ω_0 (определяющая рабочий частотный диапазон) — основные характеристики, которые должны входить в критерий, а поперечная чувствительность (ввиду возможности ее учета при обработке измерительной информации или уменьшения до нуля поворотом сенсора в корпусе датчика) возможно нет. Для микро- и наносенсоров, в которых микроминиатюризация — задача номер один, размеры сенсора (или характеристика, связанная с размерами сенсора), несомненно, является основной и должна входить в критерий.

Информативность I сигнала сенсора (при воздействии измеряемой величины, равной диапазону измерений сенсора) является основной характеристикой, которая должна входить в критерий, интуитивно понятной, но неоднозначной, зависящей от задачи измерений и методов обработки измерительной информации. Так, информативность сигнала для потребителя:

 желающего получить возможно более полную информацию об измерениях с использованием сенсора и имеющего возможность детальной и полной обработки измерительной информации, это, по-видимому, разрешающая способность (отношение сигнала на диапазон измерения к величине шумов)

$$I_1 = S_d / U_{\rm III},\tag{2}$$

где S_d — сигнал на диапазоне измерения; $U_{\rm III}$ — шумовое напряжение;

- не имеющего такой возможности или необходимости, но учитывающего систематические погрешности при обработке результатов измерений отношение сигнала (на диапазоне измерения) к суммарной случайной погрешности сенсора — I₂ (выражение для I₂ аналогично выражению (2));
- не учитывающего систематические погрешности при обработке результатов измерений — отношение сигнала (на диапазоне измерения) к суммарной погрешности сенсора — I₃ (выражение для I₃ аналогично выражению (2)).

3. Связь критерия с задачей измерений и методами обработки информации

Для определения связи критерия с задачей измерения необходимо задание трех критериев (C_1 , C_2 , C_3), в которых "информативность сигнала" — это соответственно:

- разрешающая способность (отношение сигнала на диапазоне измерения к шуму) C_{1(I1,...)};
- отношение сигнала (на диапазоне измерения) к суммарной случайной погрешности – C_{2(I2},...;
- отношение сигнала (на диапазоне измерения) к суммарной погрешности – С₃_(I₂,...).

Такая "множественность" критерия — не недостаток, а его достоинство. Для разных секторов рынка сбыта сенсоров подходят разные сенсоры. Один и тот же сенсор для разных потребителей подходит в разной степени (имеет разное "качество" для разных потребителей), поэтому, естественно, для разных секторов рынка сбыта должны использоваться разные критерии, именно:

- сектор 1. C₁ сектор рынка, где требуется высокая точность и проводится тщательная и точная обработка результатов измерений уже после проведения измерений (испытаний). Это относится к испытаниям и отработке изделий в аэрокосмической отрасли, самолето- и автомобилестроении, атомной энергетике и других отраслях;
- сектор 2. С₂ сектор рынка, где требуется высокая точность, но результаты измерений используются в режиме реального времени и возможности детального анализа и коррекции результатов измерений отсутствуют либо весьма ограничены (JPS-навигаторы, самолеты и автомобили, гироскопические системы и т. д.);
- сектор 3. С₃ сектор рынка, где не требуется высокая точность и потребитель использует результаты измерений (информацию, поступающую от сенсора) без какой-либо ее обработки. Это относится ко всем остальным, наиболее массовым областям применения сенсоров: жилищно-коммунальное хозяйство, бытовая и электронная техника для отдельных потребителей (стиральные машины, холодильники, компьютеры, мобильные телефоны и т. д.).

4. Однозначность определения критерия

Пусть количественный критерий качества сенсора *А* (функция основных параметров сенсора *А*)

$$C_{i_A} = \left(C_{i_{(X_1, X_2, \dots, X_n)}} \right),$$

где $i = 1, ..., 3; X_1, X_2, ..., X_n$ — основные характеристики сенсора A.

Критерий C_{i_A} должен удовлетворять естественному требованию: более высокому качеству сенсора должно соответствовать либо большее ("возрастающий" критерий), либо меньшее ("убывающий" критерий) значение C_{i_A} .

При этом в качестве критерия может быть использована любая функция, удовлетворяющая вышеуказанному требованию и публично согласованная и утвержденная в качестве критерия. Этому требованию удовлетворяет любая монотонно возрастающая или монотонно убывающая функция For $C_{i_{(X_1, X_2, \dots, X_p)}}$, например,

$$\begin{split} & F\Big(C_{i_{(X_1, X_2, \dots, X_n)}}\Big) = \Big(C_{i_{(X_1, X_2, \dots, X_n)}}^{1/2}\Big) \quad \text{или} \quad F\Big(C_{i_{(X_1, X_2, \dots, X_n)}}\Big) = \\ & = \ln\Big(C_{i_{(X_1, X_2, \dots, X_n)}}\Big) \quad \text{и т. д.} \end{split}$$

5. Критерий качества сенсоров механических величин

Предлагается и обосновывается в качестве критерия функция C_i , равная квадрату информативности I, деленному на энергию деформации W_0 сенсора при воздействии измеряемой величины, равной диапазону измерений сенсора:

$$C_i = I^2 / W_0.$$

При этом сенсору A с более высоким "качеством" соответствует большее значение C_i ("возрастающий" критерий).

Как нетрудно убедиться, в случае C_1 (с разрешающей способностью I_1 , равной отношению сигнала к шуму) величина C_1 является инвариантом относительно диапазона измерений для данного сенсора, что естественно. Для критериев C_2 и C_3 это не совсем так.

6. Применение критерия качества к сенсорам ускорения, давления, силы

Ниже рассматривается применение критерия C_1 (с информативностью I_1) к разным типам сенсоров (различных параметров) и уточняются основные характеристики, определяющие критерий (его числовую величину) для данного типа сенсора. Случаи применения C_2 и C_3 аналогичны (с заменой I_1 на I_2 и I_3), поэтому не приводятся.

Сенсоры ускорения. Рассмотрим сенсор ускорения (акселерометр). Его энергия деформации W_0 при воздействии ускорения, равного диапазону измерений сенсора, определяется формулой

$$W_0 = k x_0^2 / 2 = ... = m a_0^2 / \omega_0^2 = \left(m S_d^2 \right) / (\lambda^2 \omega_0^2),$$
 (3)

где k — жесткость упругого элемента; a_0 — диапазон измерений акселерометра ($a_0 = S_d/\lambda$, S_d — сигнал на диапазон, λ — чувствительность сенсора, равная ко-эффициенту преобразования); x_0 — смещение груза

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 10, 2010 ——

при воздействии ускорения *a*₀; *m* — масса груза; ω₀ — собственная частота акселерометра.

Параметры $a_0(S_d, \lambda)$, m, ω_0 вместе с информативностью I_1 и являются основными характеристиками для сенсора ускорений, определяющими критерий C качества сенсора:

$$C_{1} = I^{2}/W_{0} = (2I^{2})/(kx_{0}^{2}) = \dots = (I^{2}\omega_{0}^{2})/(ma_{0}^{2}) = (\lambda^{2}\omega_{0}^{2})/(mU_{\text{III}}^{2}) = [\lambda/U_{\text{III}})\omega_{0}]^{2}/m.$$
 (4)

Наличие нескольких выражений (с разными основными параметрами) для C_1 естественно, поскольку основные параметры связаны друг с другом.

Сравним два акселерометра, у первого из которых (*A*) критерий C_{1_A} в 100 раз больше, чем C_{1_B} у второго (*B*):

$$C_{1_A} = 100 C_{1_B}.$$
 (5)

Нетрудно убедиться, что акселерометр *А* обладает гораздо лучшей совокупностью основных характеристик, чем *B*.

Например, сравнивая акселерометры по выражению (5)

$$[(\lambda_A/U_{\mathrm{III}A})\omega_{0A})]^2/(m_A^2) = 100[(\lambda_B/U_{\mathrm{III}B})\omega_{\mathrm{OB}}]^2/(m_B^2), (6)$$

получим, что, если остальные характеристики одинаковы, то акселерометр A обладает по сравнению с B:

- в 10 раз большей чувствительностью;
- или в 10 раз меньшим шумовым напряжением;
- или в 10 раз большей собственной частотой;
- или, наконец, в 100 раз меньшей массой груза (напрямую связанной с размерами чувствительного элемента).

Сенсоры давления. Чувствительные элементы (ЧЭ) современных микроэлектромеханических (МЭМ) сенсоров давления выполнены в виде мембраны с жестким центром (для уменьшения перемещений центра мембраны и обеспечения линейности сенсора), занимающим большую часть мембраны. Для простоты будем считать, что его площадь совпадает с площадью мембраны. Энергия деформации W_0 сенсора давления определяется выражением

$$W_0 = \left(kx_0^2\right)/2 = (P_0 S x_0)/2,$$
 (7)

где x_0 — смещение жесткого центра мембраны; P_0 — давление (измеряемый сенсором диапазон); S — площадь мембраны ЧЭ.

Соответственно *C*₁ для сенсора давления определяется формулой

$$C_1 = I^2 / W_0 = \left(2I^2\right) / \left(kx_0^2\right) = \left(2I^2\right) / (P_0 S x_0).$$
(8)

Сравнивая (аналогично сравнению для сенсоров ускорения — см. выше) два сенсора давления *A* и *B*, получим, что сенсор *A*, имеющий в 100 раз больший C_1 по сравнению с *B*, при прочих равных характеристиках будет либо иметь в 100 раз меньшую площадь мембраны, либо в 100 раз меньшее P_0 (т. е. в 100 раз большую чувствительность), либо в 100 раз меньшее перемещение x_0 центральной части мембраны (определяет быстродействие сенсора и эффективность его использования при измерении динамических давлений).

Сенсоры силы. Аналогично для сенсоров силы получим для *C*₁:

$$C_1 = I^2 / W_0 = (2I^2) / \left(kx_0^2\right) = \left(2I^2\right) / (F_0 x_0), \qquad (9)$$

где x_0 — смещение упругого элемента; F_0 — сила (диапазон измерений сенсора).

Сравнивая (аналогично сравнению для сенсоров ускорения — см. выше) два сенсора силы A и B, получим, что сенсор A, имеющий в 100 раз больший C_1 по сравнению с B, при прочих равных характеристиках будет либо иметь в 100 раз меньшее смещение, либо в 100 раз меньшую жесткость k (т. е. в 100 раз большую чувствительность).

7. Развитие сенсоров в 1970-2009 гг.

Переход от сенсоров с "плоскими" ЧЭ к профилированным МЭМ-сенсорам. В конце 60-х — начале 70-х годов МЭМ-сенсоры механических величин в современном понимании отсутствовали, на рынке в равной степени были представлены датчики с чувствительными элементами на основе отдельных тензорезисторов и на основе плоских (непрофилированных) ЧЭ. Появились и датчики давления на основе профилированных ЧЭ, в последних профиль (углубление) выполнялся по всей внутренней площади мембраны.

В соответствии с критерием для повышения качества пьезорезистивных сенсоров необходимо минимизировать (при заданной информативности) энергию деформации ЧЭ. Для этого следует минимизировать объем деформируемых областей, расположив их только под тензорезисторами, и минимизировать их толщину.

Для повышения качества емкостных сенсоров в соответствии с критерием необходимо минимизировать энергию деформации ЧЭ и одновременно обеспечить максимальные перемещения (максимальное изменение емкости, а значит, и максимальную чувствительность). Для этого следует минимизировать толщину деформируемых областей и использовать в ЧЭ мембрану с жестким центром для обеспечения линейной зависимости перемещений (а значит и емкости) от измеряемой величины.

Именно эти решения реализованы в современных МЭМ-сенсорах, что подтверждает правильность критерия.

Разделение секторов рынка между емкостными и пьезорезистивными сенсорами. В соответствии с критерием пьезорезистивные сенсоры, обладающие гораздо большей величиной I_1 (100—120 дБ, т. е. на уровне 10^5 — 10^6) по сравнению с емкостными, должны иметь преимущество в сегменте рынка 1 (см. раздел 3), а емкостные, имеющие меньшую величину I_1 , но и существенно меньшие температурные погрешности, могут обладать преимуществами в сегментах 2, 3 рынка.

Именно эта ситуация и наблюдается на рынке сейчас: большая часть рынка сенсоров механических величин занята дешевыми емкостными сенсорами, меньшая — существенно более дорогими пьезорезистивными, причем емкостные сенсоры занимают секторы 2 и 3, а пьезорезистивные — большую часть сектора 1, что также подтверждает правильность критерия.

Использование высокоомных тензорезисторов в пьезорезистивных сенсорах. В 70-х годах в пьезорезистивных сенсорах для формирования тензорезисторов использовался, как правило, высокоомный кремний с удельным сопротивлением порядка 0,1 Ом · см. В то же время для этих целей обоснованно предлагался и сильнолегированный кремний с удельным сопротивлением порядка 0,1 Ом · см, обеспечивавший, в частности, существенно меньшую температурную погрешность чувствительности.

В соответствии с критерием C_1 (этот критерий наиболее "важен" для пьезорезистивных сенсоров см. выше) тензорезисторы из высокоомного кремния, обладающие большей тензочувствительностью и занимающие (при одном и том же сопротивлении тензорезисторов) гораздо меньшую площадь, обладают как большей информативностью I_1 (при одной и той же деформации на диапазоне измерения они обеспечивают больший выходной сигнал при том же уровне шумов), так и позволяют обеспечить гораздо меньших размеров тензорезисторов, а значит, и объема деформируемой области) и поэтому обеспечивают гораздо большое значение критерия C_1 и соответственно гораздо лучшее качество.

Именно эта ситуация наблюдается в настоящее время: практически все пьезорезистивные сенсоры используют в тензорезисторах высокоомный кремний, исключение — отечественные датчики типа "Сапфир", используемые в секторе 3 рынка, что также подтверждает правильность критерия.

8. Тенденции развития микро- и наносенсоров и возможность использования для этого существующих сенсоров

Какие сенсоры нужны в будущем? Несомненно, развитие сенсоров механических величин в ближайшие годы предполагает дальнейшее повышение их качества, т. е. улучшение их основных характеристик, в том числе входящих в критерий, но это естественный тренд, существовавший всегда. Главной тенденцией развития микросистем, включающих сенсоры, несомненно, является их дальнейшая микроминиатюризация, которая, как минимум, предполагает совмещение сенсоров и схем усиления и обработки сигнала в одном кристалле в виде бескорпусной микросхемы. В перспективе же создание и выполнение на одном кристалле многокомпонентных (многоканальных) микросистем, осуществляющих измерение трех компонент ускорения, давления (не обязательно атмосферного), температуры и других (немеханических) параметров.

Для реализации таких микросистем необходимо, чтобы сенсоры механических величин и технология их изготовления удовлетворяли ряду **требований**:

1) поверхностное исполнение без объемной обработки кремния;

2) совместимость технологий, изготовление сенсоров и схем усиления и обработки сигнала в рамках единого комплекса техпроцессов, совместимых друг с другом;

3) линейные размеры сенсора порядка 200 мкм и меньше (в идеале десятки микрометров).

Неспособность существующих сенсоров обеспечить выполнение перспективных требований к микрои наносенсорам. Существующие сенсоры как емкостные, так и пьезорезистивные не удовлетворяют и не могут удовлетворить этим требованиям.

Существующие *пьезорезистивные сенсоры*, использующие профилированный ЧЭ толщиной порядка 500 мкм с жестким периметром, в котором при воздействии измеряемой величины возникают изгибные деформации, явно не удовлетворяют (и не смогут удовлетворить) ни одному из требований. В то же время принципиальных ограничений на выполнение этих требований (включая уменьшение линейных размеров) в случае пьезорезистивных сенсоров нет.

Существующие емкостные сенсоры, выполненные на одном кристалле со схемой обработки сигнала, удовлетворяют требованиям 1, 2, однако уменьшение линейных размеров сенсора в десятки раз означает уменьшение емкости в сотни раз. Схемные и технологические решения, обеспечивающие приемлемую работу сенсора с такими емкостями, отсутствуют в настоящее время и вряд ли появятся в ближайшие 5—10 лет. Принципиальным ограничением является также рост шумовых напряжений при уменьшении емкости и уменьшение разрешающей способности сенсора до неприемлемых величин.

9. Критерий и оптимизация конструктивно-технологических решений (КТР) пьезорезистивных сенсоров

Оптимальные размеры концентратора. Используем критерий для определения оптимальных размеров концентраторов напряжения в ЧЭ, состоящем из жестких непрофилированных областей и концентраторов напряжения. При этом мы не будем учитывать технологические ограничения на возможность реализации оптимальных размеров.

Максимальное значение С1 достигается при минимальной энергии деформации ЧЭ. Для пьезорезистивных сенсоров с удельным сопротивлением тензорезисторов р, сигнал на диапазоне измерения определяется деформацией и коэффициентом тензочувствительности *m*_t тензорезисторов. Пусть суммарная площадь тензорезисторов — S_t , а толщина (для диффузионных тензорезисторов — глубина диффузии) h_t. Пусть далее суммарная площадь профилированных участков (концентраторов напряжения) — S_k , их толщина — h_k , а модуль упругости материала подложки (а значит, и концентраторов) — E_k . Максимальные деформации ε_0 (разных знаков) в объеме концентраторов достигаются на их поверхностях, меняются линейно между ними и определяются (с точностью до знака) формулой

$$\varepsilon_{(x)} = [(x - h_k/2)/(h_k/2)]\varepsilon_0, \tag{10}$$

где $\varepsilon_{(x)}$ — деформации в объеме концентраторов на глубине *x* от поверхности ЧЭ.

Плотность энергии деформации *W*(*x*) в концентраторах на глубине *x* от поверхности ЧЭ

$$w_{(x)} = (T_{(x)}\varepsilon_{(x)})/2 = \left(E_k \varepsilon_{(x)}^2\right)/2 =$$
$$= E_k/2[(x - h_k/2)/(h_k/2)]^2 \varepsilon_0^2 = \left(E_k \varepsilon_0^2/2\right) z^2, \quad (11)$$

где $T_{(x)}$ — механические напряжения в концентраторе на глубине *x* от поверхности ЧЭ; $z = [(2x/h_k) - 1]$ меняется от -1 до +1 при изменении *x* от 0 до *h*.

Энергия W_0 деформации ЧЭ (считая, что деформируются только концентраторы, а деформации и энергия деформации в жестких областях ЧЭ пренебрежимо малы) равна интегралу от плотности энергии деформации $W_{(x)}$ по объемам всех концентраторов. Интегрируя, получим:

$$W_0 = (E_k \varepsilon_0^2 h_k S_k)/6.$$
⁽¹²⁾

Вместе с тем, сигнал на диапазоне измерения (отнесенный к напряжению питания сенсора) равен произведению коэффициента тензочувствительности m_t на усредненное значение ε_{av} (average — усредненный, англ.) деформаций $\varepsilon_{(x)}$ в объеме тензорезистора. Нетрудно показать, что

$$\varepsilon_{av} = (1 - h_t / h_k) \varepsilon_0, \tag{13}$$

а максимум C_1 , пропорционального отношению ε_{av}^2 к W_0 ,

$$C_1 \sim \varepsilon_{av}^2 / W_0 \sim (1 - h_t / h_k)^2 / h_k S_k =$$

= {[1 - (h_t / h_k)]^2 / (h_k / h_t)}(S_k / h_t) (14)

достигается при $h_k = 3h_t$.

Таким образом, согласно критерию, оптимальным (см. формулу (14)) является выполнение конструкции ЧЭ, в которой:

- суммарная площадь поверхности тензорезисторов минимизирована;
- площадь концентраторов напряжения минимизирована, т. е. вся поверхность концентраторов занята тензорезисторами;
- толщина кремния в области концентраторов *h_k* равна утроенной толщине *h_t* тензорезисторов.

Идеальный пьезорезистивный сенсор. В процессе измерений деформируются (в той или иной мере) все части ЧЭ пьезорезистивного сенсора, хотя для осуществления измерений (для получения выходного сигнала) достаточно обеспечить нужную деформацию непосредственно тензорезисторов. "Полезной" энергией деформации является энергия деформации тензорезисторов, остальная же часть энергии деформации ЧЭ — "балласт", обусловленный несовершенством ЧЭ сенсора и снижающий качество сенсора (уменьшающий величину C_1).

Идеальный пьезорезистивный сенсор — сенсор, в котором деформируются только тензорезисторы. Критерий C_{1_p} (*perfect* — совершенный, идеальный, англ.) для такого сенсора с мостовой схемой из четырех тензорезисторов определяется (учитывая (2)) формулой

$$C_{1_{p}} = I^{2} / W_{0} = \left(m \varepsilon_{0} U_{\Pi} / U_{III} \right)^{2} / \left(2E_{t} \varepsilon_{0}^{2} V_{t} \right) = \\ = \left[\left(m U_{\Pi} \right)^{2} / \left(2E_{t} \right) \right] \left(U_{III}^{2} V_{t} \right)^{-1},$$
(15)

где C_{1_p} — критерий идеального пьезорезистивного сенсора; m — коэффициент тензочувствительности тензорезисторов; ε_0 — деформации (на диапазон) тензорезисторов; U_{Π} — напряжение питания сенсора; U_{Π} — шумовое напряжение тензорезисторов; E_t — модуль упругости материала тензорезисторов; V_t — объем одного тензорезистора.

При заданных остальных величинах, входящих в формулу (15) в последнее (правое) выражение, величина C_{1_p} полностью определяется объемом V_t одного тензорезистора — чем он меньше, тем больше величина C_{1_p} , тем выше качество идеального пьезорезистивного сенсора (тем лучше совокупность основных характеристик сенсора).

10. Физические ограничения на улучшение совокупности основных характеристик пьезорезистивных сенсоров

В существующих пьезорезистивных преобразователях шумовое напряжение не зависит от объема тензорезисторов ввиду относительно большой величины последнего. При "наноминиатюризации" пьезорезистивных сенсоров и качественном уменьшении объема тензорезисторов (в $10^3...10^6$ раз по сравнению с тензорезисторами в существующих сенсорах) такая зависимость будет проявляться все сильнее по мере уменьшения объема тензорезисторов. Она вызвана рядом факторов: конечным числом носителей (дырок для тензорезисторов *p*-типа) в объеме тензорезистора, акустическими волнами и тепловыми флуктуациями в материале тензорезисторов, ударами отдельных молекул по инерционной массе в случае сенсора-акселерометра и т. д. В результате связь $U_{\rm HI}$ с объемом тензорезистора V_t имеет вид

$$U_{\rm III} \sim V_t^{\alpha}, \qquad (16)$$

где α — показатель степени, характеризующий скорость нарастания шумового напряжения при уменьшении объема тензорезисторов; в частности, $\alpha = 0$ в случае независимости шумового напряжения от уменьшения объема тензорезисторов (что имеет место в случае значительного объема последних) и начинает возрастать при переходе к "нанообъемам", предположительно увеличиваясь при дальнейшем уменьшении объема до некоторой максимальной величины $\alpha_{max} \sim 0,5...1$.

При этом возможны следующие варианты:

- $\alpha = 0$ при уменьшении V_t растет C_1 , т. е. улучшается совокупность основных характеристик сенсора (прежде всего уменьшаются его размеры) без ухудшения информативности сигнала сенсора I_1 . Максимальное уменьшение объема тензорезисторов (в рамках технологических возможностей) целесообразно;
- $0 < \alpha \leq 0,5$ при уменьшении V_t растет C_1 , т. е. улучшается совокупность основных характеристик сенсора (прежде всего уменьшаются его размеры), одновременно снижается информативность сигнала сенсора I₁. Ее уменьшение может быть компенсировано увеличением рабочих деформаций ε₀ сенсора, что (вынужденно) приводит к ухудшению других основных характеристик сенсора, определяемых С1 (например, в акселерометрах — уменьшению собственной частоты и/или увеличению инерционной массы — на выбор разработчика сенсора). Целесообразность максимального уменьшения объема тензорезисторов (в рамках технологических возможностей) и оптимальный объем V_t определяются областью применения сенсора (требованиями к нему);
- $\alpha > 0,5$ при уменьшении V_t уменьшается C_1 и снижается информативность сигнала сенсора I_1 . Оптимальный объем тензорезисторов (и, значит, оптимальные размеры сенсора) будет определяться из соображений приемлемой информативности сигнала сенсора (ее компенсация за счет увеличения и ухудшения отдельных основных характеристик ε_0 по-прежнему возможна), которая в свою очередь будет определяться областью применения сенсора (требованиями к нему).

Интересно, что если при достаточно малых "наноразмерах" тензорезистора реализуется $\alpha > 0,5$, то существует вполне определенный объем V_{t0} тензорезистора, при котором достигается максимальное значение C_1 , т. е. достигается наилучшая совокупность основных характеристик сенсора (V_{t0} — это объем, при котором происходит переход от $\alpha < 0.5$ к $\alpha > 0.5$).

Выводы

- Работоспособность и "правильность" предложенного критерия качества сенсоров механических величин (отношения квадрата информативности в трех вариантах, в зависимости от области применения сенсора к энергии деформации сенсора) подтверждена тем, что он объясняет направления и (технические) результаты развития сенсоров механических величин за период с 1970 г. по настоящее время, а также оптимальность реализованных в настоящее время конструктивнотехнологических решений сенсоров разных типов.
- Предложенный критерий эффективный инструмент, позволяющий:
- сравнивать качество (совокупность основных характеристик) сенсоров, в том числе сенсоров с разными типами преобразования;
- зачастую оптимизировать конструктивно-технологические решения сенсоров и делать выводы по их основным характеристикам без проведения детальных расчетов;
- оценивать перспективы и тенденции развития сенсоров механических величин и их отдельных направлений как с технической и технологической, так и с экономической ("рыночной") точки зрения.
- Тенденции развития микро- и наносенсоров дальнейшая микроминиатюризация; совмещение сенсоров и схем усиления и обработки сигнала в одной многокомпонентной микросистеме, выполненной на одном кристалле, требуют:
- поверхностного исполнения сенсора без объемной обработки кремния;
- изготовления сенсоров и схем усиления и обработки сигнала в рамках единого комплекса техпроцессов;
- обеспечения линейных размеров сенсора на уровне 200 мкм и меньше (до десятков микрометров).

Эти требования не могут быть выполнены в рамках существующих конструктивно-технологических решений пьезорезистивных и емкостных сенсоров, даже с учетом существенного прогресса в области технологии их изготовления. Нужны принципиально новые решения сенсоров механических величин.

- Проведенный на основе критерия анализ конструктивно-технологических решений пьезорезистивных сенсоров показал, что:
- оптимальному выполнению существующих "изгибных" ЧЭ сенсоров соответствует: минималь-

ность площади поверхности тензорезисторов; максимальное заполнение поверхности концентраторов тензорезисторами (отсутствие на концентраторах "пустых площадей"); минимизация толщины тензорезисторов; толщина концентратора, равная утроенной толщине тензорезисторов;

- идеальным пьезорезистивным сенсором будет являться сенсор, в котором деформируются только тензорезисторы. Он будет обладать наилучшими основными характеристиками по сравнению с остальными;
- "наноминиатюризация" сенсоров будет сопровождаться ростом шумового напряжения, что следует учитывать при проектировании сенсоров, в частности, возможно необходимо будет пойти на увеличение рабочих деформаций сенсоров и ухудшение других основных характеристик;
- при достаточно большой скорости нарастания шумового напряжения при уменьшении объема тензорезисторов существует вполне определенный объем тензорезисторов, при котором достигается наилучшая совокупность основных характеристик сенсора.

Заключение

Один из основных выводов, сделанный при анализе тенденций развития микро- и наносенсоров, неспособность существующих сенсоров удовлетворить необходимым требованиям и, в связи с этим, необходимость нахождения принципиально новых решений.

Автором найдено такое решение — новый класс пьезорезистивных сенсоров, позволяющий повысить основные характеристики сенсоров, упростить технологию их изготовления, снизить стоимость сенсоров и, пожалуй, главное — обеспечить выполнение требований, необходимых для развития микро- и наносенсоров.

Список литературы

1. Analog-to-Digital Converter and Drivers ICs Solutions Bulletin, 2008. March. Vol. 10, Issue 2.

2. **16-Bit** ADCs Achieve High Dynamic Range and Wide Bandwidth, Deliver a New Level of Ease of Use // Information-stechnik GmbH — Infobörse Mikrosystemtechnik, 2008.

3. **Permanent** Temperature Monitoring of a 220 kV XLPE cable at the Olympic City. 2008. May.

УДК 621.313.1

- В. Н. Митько, вед. программист,
- А. А. Панич, канд. техн. наук, доц., зав. лаб.,
- Д. В. Мотин*, исполнит. директор,
- А. Е. Панич, д-р техн. наук, проф., директор-гл. конструктор,

Ю. А. Крамаров, канд. физ.-мат. наук, гл. специалист,

Научное конструкторско-технологическое бюро "Пьезоприбор"

Южный федеральный университет,

e-mail: kram@rsu.ru

* ОАО НПП "Квант", г. Ростов-на-Дону

ВЫЧИСЛЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ БАЛОЧНОГО ПЬЕЗОГИРОСКОПА

Для балочной конструкции пьезогироскопа с помощью конечно-элементного моделирования рассчитывается чувствительность устройства к вращению.

Ключевые слова: пьезоэлектрик, мода колебаний, биморф, сила Кориолиса, метод конечных элементов, пьезогироскоп, чувствительность к вращению

Принцип работы пьезогироскопов основан на использовании инерционных сил Кориолиса, возникающих при вращении колеблющегося тела. Причем для возбуждения колебаний используется пьезоэлектрический эффект. Скорость точек тела, вектор угловой скорости и сила Кориолиса составляют правую тройку векторов, т. е. сила Кориолиса на-

правлена перпендикулярно плоскости, содержащей векторы линейной скорости точек тела и угловой скорости вращения. С помощью электрического напряжения в пьезоэлектрическом образце заданной формы возбуждается определенная мода колебаний. При этом форма образца и соответствующая мода колебаний выбираются таким образом, чтобы поле смещений точек образца в возбуждаемой моде было расположено преимущественно в одной плоскости или даже в одном направлении. Тогда, задавая вращение тела в определенном по отношению к полю смещений направлении, можно добиться, чтобы за счет сил Кориолиса в образце возбуждалась другая мода колебаний. Это возможно, поскольку за счет связи с полем скоростей тела, которые гармонически изменяются во времени, силы Кориолиса также гармонически изменяются во времени. Таким образом, индуцированная вращением задача является также задачей о вынужденном резонансе с распределенной возбуждающей силой, пропорциональной угловой скорости вращения тела. С помощью подходящих электродов можно снимать сигнал, пропорциональный интенсивности вынужденных колебаний, индуцированных вращением, а следовательно, и значением угловой скорости вращения.

Естественно, что подобные устройства наиболее эффективно будут работать в том случае, когда частоты возбуждаемой и индуцируемой вращением моды колебаний совпадают. В связи с этим отметим, что вращение влияет на частоту резонанса и форму колебаний исходной моды, а этот факт, в свою очередь, влияет на частоту резонанса и форму колебаний индуцированной моды. Таким образом, мы имеем задачу о связанных колебаниях, т. е. в общем случае нелинейную задачу.

Существует множество разных конструкций пьезогироскопов. Наиболее известной из применяемых на практике конструкцией пьезогиро-

скопа является балочная конструкция квадратного сечения (японская фирма MURATA [1], отечественная фирма ЭЛПА [2] и др.).

Балочная конструкция состоит из двух склеенных между собой пьезокерамических стержней одинакового сечения и толщиной, равной половине ширины стержня. Стержни поляризованы в направлении, перпендикулярном оси стержней, и навстречу друг другу, т. е. представляют собой классический биморф. С помощью электрического напряжения в конструкции возбуждаются изгибные колебания в плоскости, проходящей через ось поляризации и ось стержней. В ся конструкции вращается вдоль оси стержней. В результате в ней возбуждается изгиб в плоскости, проходящей через ось стержней перпендикулярно оси поляризации.

Вследствие анизотропии электроупругих свойств поляризованной пьезокерамики частоты изгибов при квадратном сечении балки будут различаться. Чтобы добиться совпадения частот обеих мод колебаний проще всего использовать балку не квадратного, а прямоугольного сечения. Наряду с этим в фирме ЭЛПА используется способ изменения эффективной жесткости конструкции в одной или обеих плоскостях изгиба с помощью продольных пропилов.

Кроме того, естественно, возникает отдельный вопрос о гибких подвесах в конструкции, которые, с одной стороны, должны обеспечить передачу вращения пьезогироскопу, а с другой стороны, не должны влиять на используемые моды колебаний.

Ясно, что прямое макетирование таких устройств в целях их оптимизации представляет собой очень трудоемкую, сопряженную с множеством проб и ошибок, и в конечном итоге дорогостоящую задачу. Подавляющее преимущество метода математического моделирования неоспоримо. Поэтому необходимо разработать методы моделирования и расчета пьезогироскопических устройств, которые позволили бы не только качественно описать эффекты, наблюдаемые в пьезогироскопах, но получить также и количественные результаты по чувствительности этих устройств к вращению.

В настоящей работе для моделирования пьезогироскопов используется метод конечных элементов, реализованный в программе ANSYS Multiphisics [3].



Рис. 1. Модель балочного пьезогироскопа

В качестве конечных элементов, представляющих пьезоэлектрик, при расчете используются элементы SOLID226 — 20-узельные элементы в форме гектаэдра с ключевой опцией КЕҮОРТ(1) = 1001. Это значение опции применено для учета пьезоэффекта, т. е. связности электрических и механических полевых величин. Кроме того, начиная с версии 11 ANSYS, этот тип элемента позволяет учитывать в расчетах инерционные эффекты во вращающихся пьезоэлектрических телах, включая и кориолисовы силы.

На рис. 1, a показаны пьезоэлементы с электродами, а на рис. 1, δ конструкция пьезогироскопа с подвесами.

Конструкция состоит из двух прямоугольных стержней одинакового сечения, изготовленных из пьезокерамики состава ЦТС-19. Стержни поляризованы по оси Z в противоположных направлениях. Внешняя поверхность одного стержня полностью электродирована, на внешнюю поверхность другого стержня нанесены два параллельных электрода, разделенные промежутком. Подвесы выполнены в форме тонких текстолитовых пластин, закрепленных по малым боковым поверхностям.

В балке с помощью гармонического напряжения возбуждаются изгибные колебания в плоскости *XOZ*. Если вектор угловой скорости направить вдоль оси *X*, то за счет сил Кориолиса индуцируется изгиб в плоскости *XOY*.

Как уже упоминалось выше, электроупругие свойства поляризованного материала анизотропны, вследствие чего частоты обоих рассматриваемых резонансов будут различаться, так как плоскости изгиба различны, и необходимо добиться совпадения частот. Нами выбран простейший путь подгонки частот — с помощью подбора соотношения поперечных размеров b/h. Для этого при изменении величины b/h проводится модальный анализ конструкции до тех пор, пока собственные частоты изгибов в двух плоскостях не совпадут.

Размеры конструкции: l = 10 мм, h = 1 мм, b = 0,99 мм.

При этих размерах частоты обоих изгибных резонансов совпадают и равны F = 30 140 Гц.

В анализе переходных процессов ANSYS внешние условия, прикладываемые к конечно-элементной модели, могут быть произвольной функцией времени, в том числе и постоянной во времени величиной. Именно этот тип анализа и применяется нами для корректного расчета пьезогироскопа.

Методика расчета следующая: в течение некоторого времени t_1 на балку действует гармонически изменяющееся во времени электрическое напряжение с амплитудой 1 В. Это время, необходимое для установления гармонических изгибных колебаний в плоскости ХОΖ, оценивается путем машинного эксперимента и равно примерно 20 периодам на частоте резонанса балки. В момент времени t₁ включается вращение балки вокруг оси Х с постоянной угловой скоростью 100 рад/с, при этом на балку продолжает действовать гармоническое электрическое напряжение. Далее решение ищется вплоть до момента t_2 , когда в балке возникнут установившиеся изгибные колебания в обеих плоскостях. Установившемуся решению соответствует неизменное во времени значение амплитуды напряжения между полосковыми электродами.

Для того чтобы можно было измерять разность потенциалов между полосковыми электродами как величину, пропорциональную индуцированному вращением изгибу балки в плоскости *XOY*, возбуждающий потенциал должен подаваться на эти электроды не напрямую, а через емкости или сопротивле-









ния, т. е. через сосредоточенные элементы электрической цепи. Для моделирования последних в ANSYS применяются конечные элементы CIRCU94, которые совместимы с конечными элементами SOLID226, применяемыми нами для моделирования пьезоэлектрика.

Временная зависимость напряжения между полосковыми электродами представлена на рис. 2.

Время установления устойчивого сигнала составляет примерно 5 мс. Максимальное значение амплитуды напряжения равно приблизительно 380 мВ. Таким образом, чувствительность рассмотренного пьезогироскопа составляет 67 мкВ · с/град при возбуждающем напряжении 1 В.

На рис. 3 показана форма деформации конструкции на резонансе.

Как видно из рисунка, балка изгибается в двух направлениях.

Список литературы

1. **Vibration** Gyroscope Inventors / Kazuhiro Ebara, Toyama; Katsumi Fujimoto, Toyama-ken; Hiroshi Nishiyama, Toyama, all of Japan, Assignee: Murata Manufacturing Co. Ltd., Japan, Appl. No.: 730,091 Filed: Oct. 15, 1996, US Patent Number: 5,850,119 Date of Patent: Dec. 15, 1998.

- 2. http://www.elpapiezo.ru.
- 3. ANSYS 11.0 Help System.

Применение МНСТ

УДК 531.715.1:681.787

Д. А. Усанов, д-р физ.-мат. наук, проф., зав. каф., А. В. Скрипаль, д-р физ.-мат. наук, проф., зав. каф., С. Ю. Добдин, аспирант, Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, e-mail: sergant1986@ya.ru

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УСКОРЕНИЯ ПРИ НЕРАВНОМЕРНО УСКОРЕННЫХ МИКРО- И НАНОСМЕЩЕНИЯХ ОБЪЕКТА ПО АВТОДИННОМУ СИГНАЛУ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

Исследована возможность применения полупроводникового лазера для измерения ускорения при неравномерно ускоренных микро- и наносмещениях внешнего отражателя. Проведены компьютерное моделирование и экспериментальные исследования по определению ускорения. Определено ускорение на различных участках движения и характер зависимости ускорения от времени.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, автодинный сигнал, измерение ускорения, микро- и наносмещения

В настоящее время для измерения параметров ускоренного движения чаще всего используют волоконно-оптические и тензодатчики [1—3]. Однако их применение ограничено вследствие контактного взаимодействия ускоряемой массы с датчиком. Возможность использования полупроводникового лазера, работающего в автодинном режиме, для измерения переменного ускорения при микро- и наносмещениях объекта ранее не исследовалась. Исследование такой возможности — цель настоящей работы.

Выражение для переменной составляющей автодинного сигнала в используемой модели имеет вид [4]:

$$P(t) = \cos\left(\theta + \frac{4\pi}{\lambda_0} \left(\int_0^t V_0 + a(t)t\right) dt\right), \tag{1}$$

где θ — набег фазы автодинного сигнала; λ_0 — длина волны лазерного излучения; V_0 — начальная скорость движущегося объекта; t — интервал времени наблюдаемого автодинного сигнала на различных участках движения; a(t) — ускорение внешнего отражателя, изменяющееся во времени.

Для нахождения изменяющегося во времени ускорения интервал наблюдения автодинного сигнала (1) можно разбить на *n* временных окон, в пределах каждого из которых значение ускорения *a_n* можно считать постоянным и для которых справедливо соотношение:

$$P(t) = \cos\left(\theta + \frac{4\pi}{\lambda_0} \left(V_0 t + \frac{a_n t^2}{2}\right)\right).$$
(2)

При решении обратной задачи относительно параметров θ и *а* используется функционал, получаемый при суммировании квадратов отклонений экспериментальных $P_{3\text{ксп}}$ и теоретических $P_{\text{теор}}$ значений автодинного сигнала (2) для различных временных интервалов:

$$S(\theta, a) = \sum_{i} (P_{\mathsf{ЭКСП}}(t_i) - P_{\mathsf{Teop}}(t_i, \theta, a))^2.$$
(3)

При нахождении минимума функционала (3) возникает проблема определения глобального минимума при наличии нескольких локальных минимумов. Для поиска и анализа интересующего нас минимума можно воспользоваться численными методами безусловной оптимизации [5, 6]. Для нахождения глобального минимума (3) определялись тип и число локальных минимумов в заданном диапазоне искомых значении. Затем определялась область глобального минимума, точное значение которого находилось методом спуска по искомым параметрам θ и *а*.

После того, как определена область значений неизвестных параметров θ и *a* и выбрано произвольное начальное приближение (θ_0 , a_0), требуется найти точку минимума (θ' , a') и минимум $S(\theta', a')$. Последовательность точек (θ^k , a^k), являющуюся приближением к точке (θ' , a') и к минимуму функционала $S(\theta', a')$, получают из следующих соотношений:

$$\theta^{k+1} = \theta^k - \alpha_{\theta} \frac{\partial S(\theta^k, a^k)}{\partial \theta};$$

$$a^{k+1} = a^k - \alpha_a \frac{\partial S(\theta^k, a^k)}{\partial a},$$

$$k = 0, 1, 2, ...,$$
(4)

– НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 10, 2010 —

- 51

где α_{θ} , α_{a} — параметрические шаги, которые выбирают из условия

$$S(\theta^{k+1}, a^{k+1}) < S(\theta^k, a^k), k = 0, 1, 2...$$
 (5)

Окончание процесса спуска устанавливается при выполнении неравенств

$$\left|\frac{\partial S(\theta^k, a^k)}{\partial \theta}\right| \leq \varepsilon_{\theta}, \quad \left|\frac{\partial S(\theta^k, a^k)}{\partial a}\right| \leq \varepsilon_a, \tag{6}$$

где ε_{θ} , ε_{a} — заданная точность по θ и по a, соответственно. Если условие (5) не выполняется, то α_{θ} , a_{a} уменьшают и алгоритм (4) повторяется. При выполнении условия (6) полагают, что (θ' , a') \approx (θ^{k} , a^{k}) и $S(\theta', a') \approx S(\theta^{k}, a^{k})$.

Для визуализации поверхности, описываемой функцией (3), в математическом пакете MathCad задавали число узлов координатной сетки N = 500 и диапазон изменяемых параметров в и а. При этом минимальное и максимальное значения ускорения были выбраны $a_{\min} = 10^{-10} \text{ м/c}^2$ и $a_{\max} = 100 \text{ м/c}^2$. Минимальное и максимальное значения набега фазы автодинного сигнала: $\theta_{min} = \pi/2$ и $\theta_{max} = \pi/2$. Значения исследуемой функции в узлах сетки находили в результате подстановки в и а в выражение (3). По вычисленным значениям проводили построение поверхности. Построение поверхности позволило определить область глобального минимума, в котором находились значения неизвестных параметров θ и *а*. В качестве начального приближения была выбрана точка с параметрами (0, 0). Минимум функции $S(\theta, a)$ определялся из соотношений (4) с заданной точностью $\varepsilon_{\theta} = 0,1 \%$ и $\varepsilon_{a} = 0,1 \%$.

На практике часто реализуется случай изменения ускорения по линейному закону a(t) = kt, при этом соотношение (1) принимает вид



Вид функции автодинного сигнала P(t) для этого случая при значениях $\theta = \pi/2$ и $k = 4 \cdot 10^{-8}$ м/с³ показан на рис. 1. При этом предполагалось, что при t = 0 $V_0 = 0$. По полученному автодинному сигналу (рис. 1), считая θ и k неизвестными, в результате решения обратной задачи определяли значения этих параметров для разных временных окон. Нахождение неизвестного параметра a на различных участках движения позволяет восстановить функцию переменного ускорения a(t) и определить значение k. В этом случае относительная погрешность определения θ , a и k не превосходила 0,1 %.

Было исследовано влияние случайного отклонения автодинного сигнала от значения, предсказываемого теорией (1). Для этого к переменной составляющей автодинного сигнала добавлялась случайная величина. При 5 %-ном случайном отклонении значения автодинного сигнала от истинного значения погрешность нахождения параметров θ и *а* была не более 5 %.

Были проведены экспериментальные исследования движения объекта с ускорением, изменяющимся по линейному закону. Вид экспериментальной установки для проведения исследований приведен на рис. 2. Объектом исследований было выбрано коммутационное электромагнитное реле типа 904.3747. Излучение полупроводникового лазера 1, стабилизированного источником тока 2, направлялось на электромагнитное реле 3, которое подключалось к генератору сигналов 4. Фиксация объекта исследования обеспечивалась механизмом 5. Часть излучения, отраженного от объекта, возвращалась в резонатор полупроводникового лазера, изменение выходной мощности которого регистрировалось фотодетектором 6. Сигнал с фотодетектора поступал через усилитель 7 на аналого-цифровой преобразователь (АЦП) 8. Цифровой сигнал с АЦП для последующей обработки сохраняли в памяти ЭВМ 9.

Экспериментальные исследования проводили с использованием лазерного диода RLD-650 на квантоворазмерных структурах с дифракционно-ограниченной одиночной пространственной модой и следую-



Рис. 1. Автодинный сигнал при неравномерно ускоренном движении внешнего отражателя

– НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 10, 2010 -



Рис. 2. Внешний вид установки:

1 — полупроводниковый лазер; 2 — источник тока; 3 — электромагнитное реле; 4 — генератор сигналов; 5 — механизм фиксации объекта; 6 — фотодетектор; 7 — усилитель; 8 — АЦП; 9 — ЭВМ



Рис. 3. Измеренный автодинный сигнал при неравномерно ускоренном движении внешнего отражателя

щими характеристиками: мощность излучения 5 мВт, длина волны 654 нм.

Для придания якорю электромагнитного реле неравномерного ускорения на реле подавался несимметричный одиночный импульс амплитудой U = 2 В и длительностью 5 с. Форма импульса задавалась с помощью встроенного в платформу NI ELVIS генератора импульсов, обеспечивающего нарастание и спад импульса по гиперболическому закону. Подобная форма импульса, подаваемого на реле, позволила реализовать движение объекта с ускорением, изменяющимся по линейному закону.

При проведении измерений на движущийся якорь реле направлялось лазерное излучение. Излу-

чение, отраженное от поверхности якоря, регистрировал встроенный фотодетектор. С фотодетектора сигнал через АЦП поступал на компьютер, где и сохранялся для последующего.

Вид измеренного автодинного сигнала при неравномерно ускоренном движении объекта приведен на рис. 3.

Для очистки измеренного сигнала от высокочастотных составляющих проводилось сглаживание экспериментальной кривой с использованием встроенной функции математического пакета MathCad *supsmooth*. Вид экспериментальной кривой, приведенной на рис. 3, сглаженной таким образом, показан на рис. 4.



Рис. 4. Вид экспериментальной кривой, сглаженной средствами MathCad

Полученная в результате сглаживания кривая использовалась для сравнения с теоретической зависимостью, описываемой выражением (3). Для этого весь интервал наблюдения был разделен на шесть временных окон. На рис. 5 показано изменение ускорения со временем, определенное в результате решения обратной задачи описанным способом.

Из приведенных на рис. 5 результатов видно, что для разных временных окон были получены разные значения ускорений, характеризующие движение объекта с ускорением, увеличивающимся по линейному закону.

Кроме того, необходимо отметить, что с помощью систем на основе полупроводникового лазерного автодина допустимо измерение сверхмалых



Рис. 5. Изменение ускорения объекта исследований

значений ускорений. Для сравнения: современные механические датчики ускорения, например датчики компании "Брюль и Къер", принцип действия которых основан на использовании пьезоэлектрического эффекта, имеют нижнюю границу измерения малых ускорений $a = 2 \cdot 10^{-5}$ м/с². Нами продемонстрирована возможность измерения на три порядка меньших значений ускорений.

Таким образом, показана возможность использования полупроводникового лазера, работающего в автодинном режиме, для определения неравномерно ускоренного движения объекта, совершающего микрои наноперемещения. Было установлено, что применение лазерных автодинных систем позволяет значительно расширить существующий диапазон измеряемых ускорений в области малых значений. Особенностью предлагаемой методики является возможность определения ускорения на различных участках движения и определения характера зависимости ускорения от времени.

Список литературы

1. Фрайден Дж. Современные датчики. Справочник. М.: Техносфера, 2005. 592 с.

2. Окоси Т., Окамото К., Оцу М. и др. Волоконно-оптические датчики / Под ред. Т. Окоси: Пер. с япон. Л.: Энергоатомиздат. Ленинградское отд-ние, 1990. 256 с.

3. Красюк Б. А., Семёнов О. Г., Шереметьев А. Г. и др. Световодные датчики. М.: Машиностроение, 1990. 256 с.

4. Усанов Д. А., Скрипаль Ал. В., Скрипаль Ан. В. Физика полупроводниковых радиочастотных и оптических автодинов. Саратов: Изд-во. Сарат. ун-та, 2003. 312 с.

5. Поршнев С. В., Беленкова И. В. Численные методы на базе MathCad. СПб.: БВХ-Петербург, 2005. 464 с.

6. Формалев В. Ф., Ревизников Д. Л. Численные методы. М.: Физматлит, 2004. 400 с.

ПОЗДРАВЛЯЕМ ЮБИЛЯРА!

Директору Центра микротехнологии и диагностики ЛЭТИ, научному руководителю Научнообразовательного центра "Нанотехнологии", доктору технических наук профессору **ВИКТОРУ ВИКТОРОВИЧУ ЛУЧИНИНУ** 22 сентября 2010 г. исполнилось 60 лет.

Талантливый ученый и преподаватель, Виктор Викторович является автором ряда актуальных исследований в области физики и технологии сенсорных и информационных нано- и микросистем на основе неорганических и биоорганических материалов, обладающих полиморфизмом. Научно-практическая деятельность его связана с руководством ряда НИОКР, направленных на создание микро- и наноразмерных приборов экстремальной электроники и биосенсорики, а также на разработку методов атомно-, электронно- и ионно-зондовой диагностики и тестирования интегральных схем и биообъектов на информационную и биологическую безопасность.

Виктор Викторович является заместителем главного редактора нашего журнала, членом редколлегий ряда других научно-технических журналов.

Высокий профессионализм, широкая эрудиция, большая трудоспособность снискали ему большое уважение друзей и коллег.

Сердечно поздравляем юбиляра и желаем ему крепкого здоровья и новых творческих успехов!

Редколлегия и редакция

CONTENTS

Keywords: nanotechnology, polymeric nanocompounds, carbon nanotubes

Keywords: ferroelectrics, chemical solution deposition, alkoxide, polarization, hysteresis

Keywords: submillimeter (terahertz) range of wavelengths (frequencies), superconducting direct detectors, superconducting bolometer, transition edge sensors, thin superconducting film, technology of micron, submicron and nanometer-superconductor structures, electron-beam21

In article it is shown, what even at mass production it is not obligatory to use long conveyor furnaces with a considerable quantity of zones.

Keywords: productivity, an electronic component, the soldering, temperature, the soldering furnace

The new realization intended for complete on chip integration of control filter schematic for high-speed devices of automatic phasing of signals is considered. Technical result of the realization is the significant decrease on chip area requirement for elements of the filter circuit.

Keywords: automatic phasing of signals, on chip isodromic circuit

Keywords: semiconductor laser, autodine, signal, acceleration measurement, micro- and nanodisplacements

For foreign subscribers:

Journal of "NANO and MICROSYSTEM TECHNIQUE" (Nano- i mikrosistemnaya tekhnika, ISSN 1813-8586)

The journal bought since november 1999. Editor-in-Chief Ph. D. Petr P. Maltsev

ISSN 1813-8586.

Address is: 4, Stromynsky Lane, Moscow, 107076, Russia. Tel./Fax: +7(499) 269-5510. E-mail: nmst@novtex.ru; http://www.microsystems.ru

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский 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.

Дизайнер Т. Н. Погорелова. Технический редактор Е. М. Патрушева. Корректор Т. В. Пчелкина

Сдано в набор 19.08.2010. Подписано в печать 21.09.2010. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,86. Уч.-изд. л. 8,61. Заказ 803. Цена договорная

Отпечатано в ООО "Подольская Периодика", 142110, Московская обл., г. Подольск, ул. Кирова, 15