## **№** 8 (109) **♦** 2009

43

49

55

## 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

	базу данных Российского индекса научного цитирования	
Главный редактор Мальцев П. П.	Издается с 199  СОДЕРЖАНИЕ	9 г.
Зам. гл. редактора Лучинин В. В.	СОДЕГЖАПИЕ	
<b>Редакционный совет:</b> Аристов В. В. Асеев А. Л.	моделирование и конструирование мнст	
Каляев И. А. Каляев И. А. Квардаков В. В. Климов Д. М. Ковальчук М. В. Нарайкин О. С. Никитов С. А. Сауров А. Н. Сигов А. С. Чаплыгин Ю. А. Шевченко В. Я.	Заблоцкий А. В., Батурин А. С., Шешин Е. П., Бормашов В. С., Нагирный В. П., Коростылев Е. В. Компьютерное моделирование средств измерений в нанометрологии  Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. VII. Структуры на квантовых проволоках	2
Редакционная коллегия: Абрамов И. И. Андриевский Р. А. Антонов Б. И. Арсентьева И. С. Астахов М. В.	<b>Кузнецова М. А., Лучинин В. В., Савенко А. Ю.</b> Физико-технологические основы применения наноразмерной ионно-лучевой технологии при создании изделий микро- и наносистемной техники	24

Быков В. А Волчихин В. И. Горнев Е. С. Градецкий В. Г. Гурович Б. А. Захаревич В. Г. 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. Серебряников С. В. 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"

локах	7
МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ	
<b>Кузнецова М. А., Лучинин В. В., Савенко А. Ю.</b> Физико-технологические основы применения наноразмерной ионно-лучевой технологии при создании изделий микро- и наносистемной техники	24
<b>Дайнеко С. В., Чистяков А. А., Тедорадзе М. Г.</b> Многослойные структуры на основе органических полупроводников и наночастиц CdSe и CdSe/ZnS. Фотовольтаические и люминесцентные свойства	32
элементы мнст	
<b>Романько В. А.</b> Перспективы создания высокоэффективных термоэлектрических преобразователей энергии из нанопорошков полупроводниковых материалов	34
<b>Анцев Г. В., Богословский С. В., Сапожников Г. А.</b> Бесконтактные помехо- устойчивые датчики на поверхностных акустических волнах	38

Аннотация на русском и английском языках с 1999 г. по настоящее время находятся в свободном доступе на сайтах журнала — http://www.microsystems.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" и с 2008 г. — в разделе "АРХИВ".

Серохвостов С. В. Пути и технологии миниатюризации микролетательных ап-

#### ПОДПИСКА:

ПРИМЕНЕНИЕ МНСТ

- по каталогу Роспечати (индекс **79493**); по каталогу "Пресса России" (индекс **27849**)
- в редакции журнала (тел./факс: (499) 269-55-10)

Адрес для переписки: e-mail: nmst@novtex.ru

© Издательство "Новые технологии", "Нано- и микросистемная техника", 2009.

## Моделирование и конструирование **МНСТ**

УДК 53.088

- А. В. Заблоцкий, науч. сотр.,
- А. С. Батурин, канд. физ.-мат. наук, зам. декана,
- Е. П. Шешин, д-р физ.-мат наук, проф.,
- В. С. Бормашов, канд. физ.-мат наук, науч. сотруд.,
- В. П. Нагирный, науч. сотр.,
- Е. В. Коростылев, науч. сотр.,

Московский физико-технический институт (государственный университет),

e-mail: zablotskiy@ckpmipt.ru

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЙ В НАНОМЕТРОЛОГИИ

Для преодоления проблемы применения зондовых микроскопов в качестве измерительного средства в нанометровом диапазоне, где размеры зонда сопоставимы с размером исследуемого объекта, представлена новая концепция проведения измерений.

Обычная схема измерений "объект—изображение—модель—параметры" дополняется следующими шагами: "параметризованная модель объекта—моделирование изображения—сравнение с изображением реального объекта и подбор параметров модели объекта до получения совпадения".

**Ключевые слова**: АСМ, РЭМ, нанометрология.

Для формирования наноиндустрии на базе существующих достижений в области нанотехнологий необходимо решить много задач, одна из которых состоит в необходимости добиться воспроизводимости результатов измерений на наноуровне. В качестве средств рутинного поточного контроля параметров наноструктур в настоящее время широко применяются зондовые микроскопы — растровые электронные (РЭМ) и атомно-силовые (АСМ).

На практике получаемые с их помощью изображения нанообъектов не отражают в полной мере истинный рельеф поверхности нанообъекта или морфологию поверхности наноструктурированного материала. Прежде всего следует учитывать, что размеры зондов современных микроскопов сравнимы с размерами нанообъектов. По этой причине для каждого типа микроскопов с выбранным типом зонда существуют классы нанообъектов, отдельные участ-

ки поверхности которых не могут быть в принципе исследованы данным прибором [1]. Оптический аналог данного эффекта — затенение. Но даже если удается обеспечить взаимодействие зонда со всеми участками исследуемой поверхности, то конечный размер зонда приведет к расхождению формы изображения с истинным рельефом нанообъекта. Данный эффект обусловлен физическими основами процесса измерения и практически не устраним. Также следует отметить, что сложность физических принципов формирования изображений (например, в РЭМ) приводит к тому, что получаемое изображение содержит в себе комплексную информацию не только о геометрии (рельефе и морфологии) его поверхности, но и о других физико-химических свойствах поверхности (например, различие элементного состава ее отдельных участков) [2].

Таким образом, прямое измерение параметров нанообъектов по изображениям с помощью РЭМ или АСМ затруднительно, а в ряде случаев невозможно. Это создает существенную проблему применения РЭМ и АСМ в качестве измерительного средства в современных нанотехнологиях. Для корректного восстановления информации об исследуемом нанообъекте требуется изучение физических процессов взаимодействия зонда измерительного средства с исследуемым объектом.

Процесс измерения на современных микроскопах можно условно разделить на три этапа. На первом этапе реальный нанообъект исследуют с помощью микроскопа (АСМ или РЭМ), в результате чего получают изображение нанообъекта. На втором
этапе с помощью системы анализа изображений
проводят предварительную фильтрацию полученных изображений (в целях минимизации влияния
микроскопа), сегментацию (обнаружение искомых
образов) и осуществляют измерения параметров
изображения (анализ толщины линий, углов изломов, расстояний между элементами изображения и
т. д.). В результате обработки изображения получают
набор параметров, характеризующих изображение
(образ) нанообъекта.

На третьем этапе исследователь проводит анализ изображения и устанавливает взаимосвязь параметров изображения с параметрами нанообъекта. В результате получают информацию о параметрах иссле-

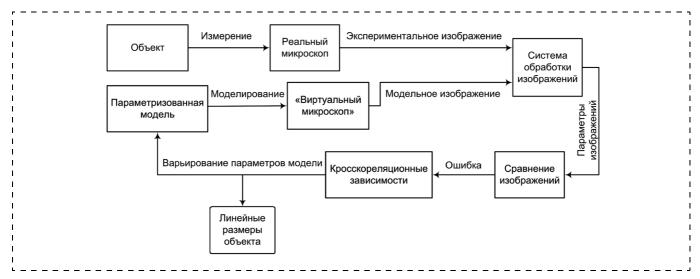


Рис. 1. Предложенный алгоритм измерений с применением компьютерной модели микроскопа

дуемого нанообъекта с точностью, определяемой как измерительным прибором, так и используемой моделью. Именно этот этап наиболее важен с точки зрения обеспечения метрологической точности измерений, поскольку он наиболее сложен для алгоритмизации и в сильной степени зависит от человеческого фактора, т. е. от квалификации персонала.

В представляемой концепции для решения указанной научно-технической проблемы предлагается дополнять стандартную схему проведения измерений "объект—изображение—модель—параметры", следующими шагами: "параметризованная модель объекта—моделирование изображения—сравнение с изображением реального объекта и подбор параметров модели объекта до получения совпадения" (рис. 1).

Таким образом, процедура измерений состоит из следующих шагов. На первом шаге получают изображение исследуемого объекта с помощью РЭМ или АСМ. На втором шаге создают математическую модель исследуемого рельефа, используя библиотеку математических тест-объектов. На следующем шаге с помощью компьютерной модели средств измерения получают модельное изображение. Изображение параметризуется и устанавливаются кросскорреляционные зависимости между параметрами модельного объекта и полученного модельного изображения. Параметры модельного объекта варьируются для получения наилучшего совпадения между реальным и модельным изображением. Погрешность в определении значений параметров модельного объекта определяется из погрешностей экспериментального оборудования и кросскорреляционных кривых.

В представленном на рис. 1 алгоритме измерений роль "виртуального микроскопа" выполняет компьютерная модель РЭМ или АСМ. Для модели АСМ основными элементами являются:

- система сканирования (пьезосканер);
- система оптического детектирования (фотодетектор);
- система обратной связи (ПИД-регулятор);
- модуль расчета отклонения кантилевера в некоторой точке поверхности образца при определенном значении вертикальной координаты сканера [3].

Для модели РЭМ основными элементами являются:

- модуль расчета распределения по углу и энергии падающий на образец пучок электронов;
- система сканирования электронным лучом;
- модуль расчета процесса взаимодействия электронов с образцом (включая порождение вторичных электронов);
- система сбора вторичных электронов и их детектирования [4].

Исходную модель объекта параметризируют набором расстояний между характерными точками  $x_i$ , где i = 1, 2, ..., N, экспериментальное изображение набором линейных размеров  $f_i$ , j = 1, 2, ..., M, а модельное изображение —  $f_j^{\text{мод}}$ . Тогда, варьируя параметры модели объекта  $x_i$  и изменяя настройки текущего режима работы модели зондового устройства, можно добиться наименьшего значения суммы квадратов разницы расстояний между эквивалентными точками примитивов на экспериментальном  $f_i$ и модельном изображениях  $f_i^{\text{мод}}$ . При этом найденные в результате оптимизации параметры модели объекта  $x_i^{\text{ОПТ}}$  принимают за его линейные размеры. Погрешность измерения размеров  $\Delta x_i$  определяют путем сложения отношений погрешности измерения расстояний между характерными точками отдельных примитивов на экспериментальном изображении  $\Delta f_j$  к значению производной функции, выражающей зависимость расстояний между эквивалентными точками отдельных примитивов на модельном изображении  $\Delta f_j^{\text{мод}}$  от параметра  $x_i$ , для которого определяется погрешность в соответствии с выражением

$$\Delta x_i = \sum_{j=1}^{N} \Delta f_j \left( \frac{\partial f_j^{\text{MOI}}}{\partial x_i} \right)^{-1}.$$

Соответственно средняя погрешность измерения вычисляется как квадратичная сумма по всем найденным ошибкам.

Для калибровки компьютерных моделей средств измерения на их вход необходимо задать модель поверенного тестового объекта, который применяется при калибровке реальных средств измерений. В настоящее время в мировой практике линейных измерений с помощью РЭМ и АСМ в качестве тестовых объектов используются периодические, шаговые и одиночные рельефные структуры на поверхности твердого тела. Наибольшей информативностью среди тест-объектов обладает мера отечественного производства — МШПС-2.0К [5, 6] (рис. 2) производства НИЦПВ, изготовленная по ГОСТ Р 8.628— 2007 и поверенная по ГОСТ Р 8.629—2007. Она позволяет определять все параметры как РЭМ, так и АСМ, являясь, тем самым, универсальной мерой, перекрывающей микрометровый и нанометровый диапазоны. В качестве параметров тест-объекта, используемого при калибровке компьютерных моделей средств измерения, были взяты паспортные данные реальной меры: ширина нижнего основания выступа  $(b_p)$ , высота выступа (h) и проекция наклонной стенки на плоскость нижнего основания выступа (а), значения которых представлены в табл. 1.

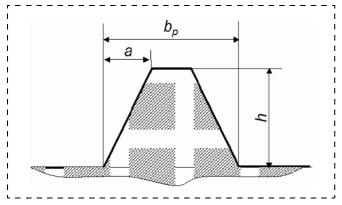


Рис. 2. Изображение рельефной меры согласно ГОСТ Р 8.628-2007, ГОСТ Р 8.635—2007, ГОСТ Р 8.636—2007

Таблица 1 Паспортные данные меры МШПС-2.0K

Параметр	Обозначение	Значение
Период выступов Высота выступа Проекция боковой стенки Ширина нижнего основания	$d\\h\\a\\b_p$	2,0 мкм 580 нм 380 нм 1,2 мкм

Таблица 2 Сравнение параметров полученных АСМ-изображений

Пара-	Измеренные в АСМ		Рассчитанные программой	
метры	Значение,	Погреш- ность (СКО), нм	Значение,	Погреш- ность (СКО), нм
$B_p$	1468	13,3	1420	12,1
$\overset{{}_\circ}{H}$	560	4,9	575	4,1
$A_L$	425	3,9	410	3,3
$A_R$	420	4,1	400	3,4

Таблица 3 Зависимость параметров АСМ-изображения от параметров модели объекта

Параметр изображения $f_i$	$rac{\partial f_i}{\partial b_p}$	$rac{\partial f_i}{\partial \pmb{h}}$	$\frac{\partial f_i}{\partial a}$
$B_p \ H \ A_L \ A_R$	1,12	7,54	9,13
	3,54	0,94	1,28
	1,78	1,79	1,21
	1,67	1,92	1,19

С целью проиллюстрировать возникающие расхождения между реальной формой объекта и профилей, получаемых при измерениях на зондовых микроскопах, приведем результаты измерений, полученных с помощью АСМ и расчетный профиль (рис. 3). В результате обработки АСМ-изображений согласно ГОСТ Р 8.635—2007 были получены параметры, представленные в табл. 2.

Наблюдаемое соответствие параметров реальных и модельных изображений (ошибка не превышает точность расчета) позволяет заключить, что выбранные физические модели являются достаточными и корректными для описания и моделирования функционирования средств измерений. Теперь, используя корректно построенную компьютерную модель средств измерений, можно получить кросскорреляционные зависимости между параметрами исходного объекта и получаемого изображения. Эти зависимости позволяют определить критичные параметры исходного объекта (или параметры средства измерения), которые вносят наи-

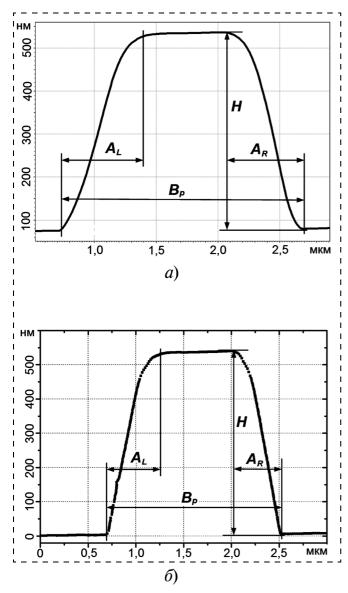


Рис. 3. Полученный при сканировании (a) рассчитанный программой симулятора ACM  $(\delta)$  профиль, параметризованные согласно ГОСТ Р 8.635-2007

большую погрешность в результат измерения, а также оценить этот вклад.

Например, табл. 3 содержит результат обработки серии модельных АСМ-изображений, полученных при изменении параметров модели трапециевидной меры. Полученные данные показывают, что ошибка в определении линейных размеров объектов в плоскости сканирования *XY* зависит от высоты этого объекта. То есть результат и достоверность измерения с помощью АСМ ширины выступа в сильной степени зависят от высоты этого выступа. Данный факт широко известен специалистам в области атомно-силовой микроскопии, но часто упускается из виду при анализе полученных данных заказчиками измерений, которые такими специалистами не являются.

Сложность физических принципов формирования изображения в РЭМ приводит к еще более неочевидному соответствию профилей исследуемого объекта и получаемого изображения. На рис. 4 при-

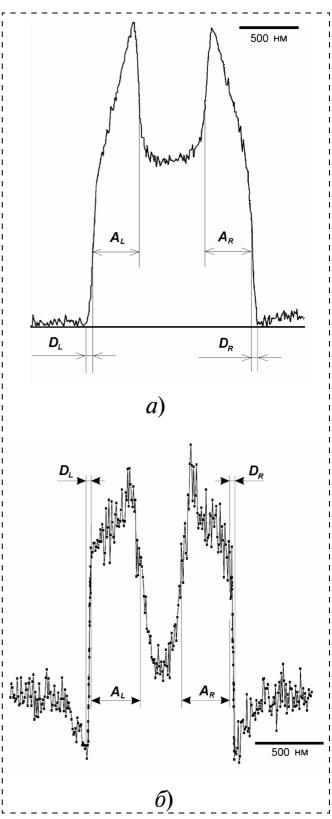


Рис. 4. Полученный при сканировании (a) рассчитанный программой симулятора РЭМ (б) профиль, параметризированный согласно ГОСТ Р 8.636—2007

Таблица 4 Сравнение параметров полученных РЭМ-изображений

	Измеренные в РЭМ		Рассчитанные программой	
Параметры	Значе-	Погреш- ность (СКО), нм	Значе- ние, нм	Погреш- ность (СКО), нм
$D_L$	15	3,0	17	5,5
$D_R$	18	2,9	19	5,6
$A_L$	410	12,8	407	12,7
$A_R$	406	14,3	413	13,8

Таблица 5 Зависимость параметров РЭМ-изображения от параметров модели объекта

Параметр изображения $f_i$	$rac{\partial f_i}{\partial b_p}$	$rac{\partial f_i}{\partial \pmb{h}}$	$\frac{\partial f_i}{\partial a}$
$D_L \ D_R$	1,2	1,3	5,17
	1,2	1,4	5,28
$A_L$ $A_R$	8,17	8,25	0,92
	8,79	9,94	0,87

ведены профили тестового объекта — меры МШПС-2.0К, измеренные экспериментально и полученные с помощью компьютерной модели средства измерения (РЭМ). Параметры, полученные при обработке РЭМ-изображений согласно ГОСТ Р 8.636—2007, представлены в табл. 4.

В этом случае также наблюдается соответствие интересующих нас параметров реальных и модельных изображений, что позволяет сделать вывод о правильном выборе и реализации физической модели РЭМ. Используя эту модель и варьируя параметры модели трапециевидной меры, получаем кросскорреляционные зависимости между параметрами исходного объекта и получаемого изображения (табл. 5).

Исходя из полученных данных можно сделать ряд значимых выводов. Во-первых, ошибка в измеряемом размере наклонных элементов в сильной степени зависит от эффективного диаметра электронного зонда, в то время как ошибка определения размера элементов в плоскости сканирования от диаметра зонда зависит слабо. Во-вторых, ошибка в измерении размера наклонных элементов сильно связана с углом их наклона. То есть достоверность и результат измерений линейных размеров с помощью РЭМ в сильной степени зависят от угла наклона измеряе-

мого объекта относительно плоскости сканирования.

Таким образом, было наглядно продемонстрировано, как дополнение традиционной схемы измерений результатами компьютерного моделирования позволяет оценить погрешность проводимых с помощью зондовых микроскопов измерений и выявить критические параметры исследуемого объекта (или измерительного средства), существенно на эту погрешность влияющие. Этот результат позволяет как оптимизировать параметры проводимых измерений, так и взвешенно оценить полученные данные на предмет устойчивости к малому изменению входных параметров. Такие оценки устойчивости и достоверности получаемых результатов являются чрезвычайно важным для отработки технологических процессов наноиндустрии, т. е. для ее становления как новой, динамично развивающейся отрасли в целом.

Авторы выражают благодарность Федеральному агентству по науке и инновациям (государственные контракты номер 02.513.11.3224, 02.552.11.7033 в рамках ФЦП "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007—2012 годы") и Федеральному агентству по техническому регулированию и метрологии (государственный контракт № 154-6/259) за финансирование проводимых исследований.

### Список литературы

- 1. **Миронов В. Л.** Основы сканирующей зондовой микроскопии М.: Техносфера, 2004.
- 2. **Новиков Ю. А., Раков А. В., Стеколин И. Ю.** и др. Механизмы формирования видеосигнала в растровом электронном микроскопе // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. **57**. № 8. С. 73—78.
- 3. **Гольдштейн Р. В., Городцов В. А., Устинов К. Б.** Моделирование механических эффектов, связанных с работой атомно-силовых микроскопов // Российские нанотехнологии. 2008. Т. 3. № 5—6. С. 186.
- 4. Заблоцкий А. В., Батурин А. С., Бормашов В. С. и др. Компьютерное моделирование растрового электронного микроскопа для целей нанометрологии // Российские нанотехнологии. 2007. Т. 2. № 11—12. С. 40.
- 5. **Волк Ч. П., Горнев Е. С., Новиков Ю. А.** и др. Линейная мера микронного, субмикронного и нанометрового диапазонов для измерений размеров элементов СБИС на растровых электронных и атомно-силовых микроскопах // Микроэлектроника. 2002. Т. 31. № 4. С. 243—262.
- 6. **Новиков Ю. А., Озерин Ю. В., Тодуа П. А.** и др. Линейная мера микрометрового и нанометрового диапазона для растровой электронной и атомно-силовой микроскопии // Тр. Ин-та общей физики им. А. М. Прохорова. 2006. № 62. С. 36.

**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. VII. СТРУКТУРЫ НА КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОКАХ

Проанализированы модели приборных структур на эффектах квантовой интерференции. Оценены перспективы развития рассматриваемой области наноэлектроники.

**Ключевые слова:** квантовые проволоки, приборы на квантовой интерференции, наноэлектроника.

## Приборные структуры на эффектах квантовой интерференции

Во введении (см. начало статьи в № 7) уже отмечалось, что в настоящее время предложено (и реализовано) большое число приборных структур, основанных на эффектах квантовой интерференции. Здесь лишь остановимся на наиболее важных для нас результатах.

Начиная с пионерской работы Ааронова и Бома [8], наиболее часто для построения упрощенных моделей разнообразных структур на эффектах квантовой интерференции\*, включая баллистические каналы, микроконтакты, микросужения, используется формализм волновых функций. При этом применяются методы матрицы рассеяния и матриц переноса, метод согласования мод и другие упрощения, а в случае вычисления кондактанса (или сопротивления) и токов — формализмы Ландауэра—Буттикера или Кубо—Гринвуда (иногда формула Тсу—Есаки для тока). Для ряда приборных структур при нахождении электростатического потенциала требуется также решение уравнения Пуассона, хотя бы приближенное.

Интересный комбинированный метод использовался в работе [114] при изучении влияния магнитного поля на баллистический транспорт в периодически модулируемом (по ширине) канале в электронном 2D-газе. Структура предварительно разбивалась на ячейки. Коэффициент прохождения всего канала вычислялся с применением метода матрицы рассеяния. В то же время матрица рассеяния для ячейки определялась путем численного решения

двумерного уравнения Шредингера по методу конечных элементов. Для расчета кондактанса использовался формализм Ландауэра.

Для вычисления коэффициентов прохождения, кондактанса, тока используются также формализмы функций Грина и функций Вигнера.

Возможно также выполнение расчетов для Т-структур в электронном 2D-газе на основе аналогии между электронными и электромагнитными волнами и применения ранее разработанных алгоритмов и программ для вычисления характеристик резонаторов, включающих сочленения волноводов [115, 116].

Важное расширение возможностей формализма Ландауэра—Буттикера было проведено в работе [117] для построения электрических моделей многотерминальных мезоскопических (баллистических) приборных структур для случая малого сигнала. В качестве примера был рассмотрен нанотранзистор с электронным 2D-газом на GaAs/AlGaAs-системе. Для расчета коэффициентов прохождения и других параметров применялся метод матрицы рассеяния.

Рассмотрим упрощенные модели приборных структур, включающих непосредственно квантовые проволоки. Сразу же заметим, что многие методы, подходы, модели, отмеченные ранее, не только легко распространяются на случаи таких структур, но и могут использоваться или уже применялись для их расчета (некоторые рассмотренные ранее структуры допустимо, вообще говоря, интерпретировать в качестве простейших приборных структур). Обращает на себя внимание то, что при построении упрощенных моделей используются более простые подходы, так как моделирование приборных структур, как правило, более сложно по сравнению с моделированием отдельных квантовых проволок или резисторов на их основе. Хороший обзор ранних упрощенных моделей приборных структур на эффектах квантовой интерференции дан в работах [4, 5, 118].

Основными на начальном этапе являлись хорошо апробированные ранее метод матрицы рассеяния и формализм Ландауэра—Буттикера [4]. Для вычисления матриц рассеяния используются различные методы, экономичность которых резко падает с увеличением длины и/или ширины прибора, однако в ряде случаев для этих целей может достаточно эффективно применяться метод граничных элементов [5]. В дальнейшем исследования с использованием метода матрицы рассеяния продолжались.

Так, в работе [119] анализировались вольт-амперные характеристики (BAX) и частотные характеристики Т-транзисторов на четырех материалах (GaAs, InAs, InSb, Si) с экстремально малыми размерами поперечных сечений квантовых проволок. Принципиальное отличие используемой модели от модели, описанной в работе [120], заключалось во введении зависимости эффективной массы от размеров квантовой проволоки, что связано с их экстремально малыми значениями. Оказалось, что это важно не только количественно, но и качественно при расчете

<sup>\*</sup> При более или менее строгом анализе этих структур учет интерференционных эффектов необходим.

электрических характеристик Т-транзисторов в рассматриваемых случаях. В последующей работе [121] модель была модифицирована не только для учета зависимости эффективной массы от геометрических размеров квантовой проволоки и концентрации примеси в ней, но и для рассеяния на удаленной заряженной примеси и на неоднородностях поверхности квантовой проволоки. В статье исследовались BAX и частотные характеристики однозатворных Т-транзисторов на восьми материалах, а именно: Si, Ge, GaAs, InAs, GaSb, InSb, GaP, InP. Для расчета тока с учетом влияния механизмов рассеяния применялась не формула Тсу—Есаки, а ее модификация. Было также проведено сопоставление с экспериментальными данными.

Упрощенная модель для расчета ВАХ и частотных характеристик интерференционного Т-транзистора с удаленным затвором в режиме баллистического транспорта была представлена в работе [122] в рамках формализма функций Вигнера. Коэффициент прохождения в структуре при этом также вычисляется с помощью метода матрицы рассеяния.

Приборная структура на Y-пересечении квантовых проволок, которая может использоваться в качестве логических элементов, анализировалась (электрические свойства, коэффициенты прохождения и отражения) в работе [123] при различных температурах и смещениях. При моделировании применялся метод матрицы рассеяния (для многотерминального случая) и формализм Ландауэра—Буттикера. Так как сопротивление баллистических приборов определяется в основном контактами, то электростатический потенциал в структуре предполагается неизменным, а падения напряжения учитывались только на контактах. Это предположение позволяет упростить выражение для тока.

Метод матрицы рассеяния применялся в работе [124] для анализа интерферометра на двух квантовых проволоках, формируемых в квантовых ямах с помощью затворов. В приборах при этом выделяются секции, в каждой из которых самосогласованно решаются одномерное уравнение Шредингера и уравнение Пуассона.

Среди известных методов следует также отметить метод согласования мод, примененный в работе [125] для расчета коэффициентов прохождения и кондактанса полупроводниковых Т-структуры, сужения и изгибов. При этом стационарное уравнение Шредингера решалось в приближениях эффективной массы и равенства нулю волновых функций на границах квантовой проволоки. Аналогичный подход использовался в работе [126] для исследования влияния магнитного поля на энергетические уровни квантовой точки на L- и T-пересечениях квантовых проволок. Одним из главных недостатков данного упрощенного метода является возникающее бесконечное число линейных уравнений, и, к сожалению, в общем случае неясно, каким числом мод (уравнений) можно ограничиться.

В статье [127] метод согласования мод использовался для вычисления параметров рассеяния в рамках метода обобщенной матрицы рассеяния при расчете коэффициентов прохождения, кондактанса и ВАХ сужений, изгибов, квантовых волноводов с периодически изменяющейся шириной. Рассмотрение осуществлялось на основе стационарного уравнения Шредингера в приближении эффективной массы. Транспорт в каждой из равномерных волноводных секций предполагался баллистическим, а падение потенциала — линейным. Одним из наиболее интересных результатов работы являлось установленное подобие характеристик двойного сужения и резонансно-туннельного диода (РТД). Метод согласования мод в сочетании с методом матрицы рассеяния применялся в работе [128] для моделирования схем на основе матриц пересекающихся квантовых проволок в одномодовом режиме функционирования.

В статье [129] метод согласования мод, но уже в сочетании с методом матриц переноса, использовался для вычисления коэффициентов прохождения и кондактанса квантовых проволок с изменяющимся потенциалом и столбиками с одной стороны. При вычислении матрицы переноса секции (блока) структуры решается стационарное уравнение Шредингера в приближении эффективной массы, а потенциал границы квантовой проволоки считается бесконечно высоким. Отмечается, что в ряде случаев могут возникать проблемы\*, так как необходимо инвертировать матрицы, которые становятся численно вырожденными. Сравнение данной модели с другими упрощенными моделями на основе формализма функций Грина [131] и обычного метода согласования мод показало хорошее соответствие результатов

Подобный подход использовался в работе [132] для исследования точечного контакта с различной формой сужения, сформированного в электронном 2D-газе. Модель позволяет учитывать рассеяние на примеси и рассчитывать коэффициент прохождения и кондактанс.

В работе [133] метод согласования мод был распространен на случай изгибов (уголков) на квантовых проволоках с произвольными углами. Основное внимание было уделено расчету коэффициентов прохождения структур. Метод согласования мод с успехом использовался в [134] для расчета коэффициентов прохождения направленного ответвителя на двух квантовых проволоках. При этом решалось двумерное стационарное уравнение Шредингера.

Упрощенное решение нестационарного уравнения Шредингера использовалось для анализа переключателя на основе Y-разветвителя (перехода) на квантовых проволоках в работе [135]. Начальный волновой пакет задавался в виде распределения Гаусса. Более строгая модель была реализована в по-

<sup>\*</sup> Аналогичные численные проблемы для метода матриц переноса отмечались в работе [130].

следующей работе [136] одного из авторов. В ней дополнительно с нестационарным уравнением Шредингера с использованием ряда приближений (Томаса—Ферми и др.) решалось уравнение Пуассона. Анализ кондактанса осуществлялся также для Y-разветвителя на квантовых проволоках, сформированного в электронном 2D-газе с помощью затворов. Для вычисления тока применялась формула Буттикера для многотерминального случая с учетом спина.

Кольцо и ромбовидная рамка с ненулевой шириной проволоки полупроводника при воздействии однородного магнитного поля моделировались в работе [137]. Нестационарное уравнение Шредингера с учетом силы Лоренца решалось с использованием метода разделения переменных. Вычислялись коэффициент прохождения, плотности заряда и тока. Показано, что для проволок конечной ширины сила Лоренца может сильно влиять на осцилляции Ааронова—Бома вплоть до их подавления.

Теоретическое и экспериментальное исследования проводились для модулированных квантовых проволок [138] и одномерных колец на кремниевых квантовых проволоках [139]. При вычислении коэффициента прохождения и кондактанса применялась упрощенная δ-потенциальная модель на основе метода матриц переноса.

В целом, методы согласования мод и матрицы рассеяния могут использоваться для моделирования достаточно разнообразных и сложных структур на квантовых проволоках. Преимущества метода матрицы рассеяния по сравнению с методом матриц переноса заключаются в его устойчивости\* и в удобстве при вычислении суммарного кондактанса [118].

Баллистический транспорт в Т-структуре на квантовой проволоке рассматривался в работе [140]. Двумерное нестационарное уравнение Шредингера решалось с использованием неявного метода и метода конечных разностей. Применялся также метод согласования мод. Системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) решались с использованием итерационного метода Гаусса—Зейделя. Модель применялась для малых смещений и температур. Вычислялись коэффициент прохождения, а по нему — кондактанс в рамках формализма Ландауэра—Буттикера. Рассчитывалась также спектральная плотность для кондактанса. Установлено, что переходной процесс по кондактансу характеризуется квазигармоническими осцилляциями.

Квантовый интерференционный транзистор на одномерном кольце анализировался в работе [141]. Для решения нестационарного уравнения Шредингера использовался неявный метод переменных направлений. Для вычисления тока применялась мо-

дифицированная формула Тсу—Есаки для приборных 1D-структур.

Применяются и другие более специфические упрощения. Так, в работе [142] была проведена оценка коэффициента передачи для полевого направленного ответвителя на основе упрощенного решения стационарного уравнения Шредингера. При этом использовался специальный аналитический вид волновых функций и формы потенциала для системы двух квантовых проволок в случае их слабой связи между собой.

В рамках формализма волновых функций метод сильной связи применялся для построения упрощенной модели баллистического транспорта в пересечении проволок типа "крест", состоящих из малого числа цепочек [143]. Потенциал предполагался бесконечным вне решетки.

Метод сильной связи использовался для моделирования квантовых проволок со столбиком в виде цепочки туннельно-связанных квантовых точек [144] с кольцом, состоящим из квантовых точек или атомов [145], с двумя кольцами с двух сторон [146] в качестве резонаторов. Кондактанс при температуре T=0 К вычислялся с помощью одноканальной формулы Ландауэра.

Туннельно-связанные две квантовые проволоки на GaAs с туннельным барьером из слоя AlGaAs в баллистическом режиме функционирования рассматривались в работе [147]. Использовался в рамках формализма волновых функций метод сильной связи для ограничивающего параболического потенциала квантовых проволок. Исследовалось влияние наклонного магнитного поля на кондактанс, термо-электронную мощность и намагничиваемость.

Использование ряда специфических предположений позволило рассчитать коэффициенты прохождения и кондактанс приборной структуры на квантовой проволоке с управляющим электродом на основе аналитического решения уравнения Шредингера в приближении эффективной массы в баллистическом режиме транспорта [148].

Упрощенная адиабатическая модель и экспериментальные результаты по кондактансу квантовых проволок (с атомными размерами) между двумя металлами (точечный контакт) описаны в работе [149]. Модель основывается на решении уравнения Шредингера в приближении свободных электронов (баллистический транспорт) с учетом упругого рассеяния на границах. При расчете дискретных уровней поперечное сечение проволоки аппроксимируется прямоугольниками с нулевыми значениями волновых функций на границе. Атомная конфигурация металлической проволоки в процессе вытяжки, т. е. формирования контакта, находится в результате моделирования по методу молекулярной динамики\*.

<sup>\*</sup> Для метода матриц переноса возникают проблемы устойчивости для длин, больших длины волны де Бройля электронов на поверхности Ферми [118].

<sup>\*</sup> Моделирование нанотехнологии изготовления, в частности формы наноструктур, не является предметом данной работы. Более подробно с этими вопросами, включая применение метода молекулярной динамики, можно ознакомиться в книге [150].

Параллельно рассчитывается кондактанс в рамках формализма Ландауэра—Буттикера. В работе [149] отмечается, что учет эволюции детальной атомной структуры в модели расчета кондактанса точечного контакта ведет к улучшению ее согласования с экспериментальными данными.

Упрощенные модели формализма волновых функций разработаны для расчета ВАХ сужений [151—154]. При этом для анализа важным может быть учет влияния пространственного заряда даже с помощью аппроксимаций решения уравнения Пуассона [152—154].

Экспериментальное и теоретическое исследования кондактанса Т-структуры с квантовой точкой в центре в электронном 2D-газе в баллистическом режиме функционирования при очень низких температурах проведены в работе [155]. Для вычисления коэффициента прохождения решалось двумерное уравнение Шредингера (в приближении нулевых волновых функций на краях волноводов). Электростатический потенциал находился путем решения уравнения Лапласа. Кондактанс вычислялся с помощью формулы Ландауэра для многоканального случая.

Формализм функций Грина в сочетании с методом сильной связи использовался для вычисления коэффициентов прохождения и отражения в квантовом интерференционном Т-транзисторе\* [5, 131, 156] и многостолбиковых структурах [131]. При этом не учитывались электрон-электронное взаимодействие, присутствие примесей и неупругое рассеяние.

Подобный подход применялся в работе [157] для вычисления кондактанса квантовых проволок, содержащих "щели" (множество сужений) и примесь, а также в работе [158] при расчете кондактанса металлических углеродных нанотрубок с дефектами и гетеропереходов на их основе. И в том и в другом случаях использовалась многоканальная формула Ландауэра.

В то же время в работе [159] показано, как с помощью метода сильной связи в сочетании с рекурсивным вычислением функций Грина может находиться матрица рассеяния и таким образом определяться коэффициенты прохождения и отражения трехтерминального перехода на квантовых проволоках в одномодовом режиме функционирования.

Важное влияние на приборные структуры часто оказывает магнитное поле. Так, кондактанс точечного контакта (узкое сужение) и последовательного соединения двух точечных контактов в случае влияния магнитного поля в баллистическом режиме транспорта был исследован в работе [160] с применением многоканальной формулы Ландауэра. Для вычисления коэффициентов прохождения исполь-

зовался формализм функций Грина при решении стационарного уравнения Шредингера, аппроксимируемого на прямоугольной решетке. При этом применялась параболическая зависимость для ограничивающего потенциала. В целях учета неупругого рассеяния в гамильтониан вводилась комплексная составляющая.

Т-структура, состоящая из точечного контакта и квантовой проволоки, в случае учета влияния магнитного поля экспериментально и теоретически исследовалась в [161] при очень низких температурах. При моделировании баллистического транспорта в структуре использовалась двумерная решеточная модель, а для метода матриц переноса была предложена стабилизирующая итерационная процедура, обобщенная на случай применяемого в работе рекурсивного вычисления функций Грина. В модели возможно определение коэффициентов прохождения и отражения, волновых функций. Кондактанс вычисляется в рамках формализма Ландауэра—Буттикера по формуле для многоканального двухтерминального\*\* случая. Было показано, что даже для качественного согласования теории с экспериментом могут быть важны факторы, связанные с формой структуры, в частности, геометрия ее изгибов, вид ограничивающего потенциала.

Важные результаты были получены в работе [162], в которой было показано, что моделирование электронного транспорта (вычисление коэффициентов прохождения и отражения, локальной плотности состояний) в многотерминальной структуре в рамках метода сильной связи в сочетании с методом или матриц переноса, или матрицы рассеяния, или функций Грина может быть переформулировано путем сведения к эквивалентному более простому двухтерминальному случаю с последующим возможным применением известных формул. Подход допускает обобщение на многоканальный случай, необходимость учета электрон-электронных взаимодействий и случай ненулевых прикладываемых к приборным структурам смещений.

Формализм функций Грина в сочетании с методом сильной связи использовался для моделирования Т-структур на квантовых проволоках и приборных структур, состоящих из двух Т-структур [163]. При этом осуществлялось сведение к двухтерминальному случаю, а при вычислении кондактанса применялся формализм Ландауэра—Буттикера.

Баллистический транспорт электронов в переходах (внахлест) на квантовых проволоках с квадратным, прямоугольным и круглым поперечным сечениями изучался в работе [164]. Использовался формализм функций Грина в сочетании с моделями сильной связи при расчете кондактанса. Установлено минимальное число узлов в моделях сильной свя-

<sup>\*</sup> Авторами [156] он был назван "квантово-модуляционным транзистором" ("quantum-modulated transistor"), однако автору кажется более удачным другое название — "квантовый интерференционный Т-транзистор" ("quantum interference T-structure transistor" [120]).

<sup>\*\*</sup> Необходимо, вообще говоря, использовать формулу для трехтерминального случая, однако для рассматриваемой в статье ситуации она сводится к двухтерминальному случаю.

зи достаточное для количественного или качественного описания кондактанса, что может быть важным для оптимизации моделей схем, состоящих из большого числа подобных переходов.

В работе [165] изучался баллистический транспорт в металлическом точечном контакте. На предварительном этапе осуществлялось моделирование его атомной структуры, полученной в результате вытяжки. Параллельно с моделированием этого процесса рассчитывался кондактанс контакта. Было также проведено сравнение расчетов по двум упрощенным моделям: непрерывной модели "желе" в рамках формализма волновых функций и дискретной модели в рамках метода сильной связи (формализм функций Грина). Установлено качественное отличие результатов расчета при оценке поведения кондактанса с ростом температуры окружающей среды, что вызвано различающимися приближениями, сделанными в моделях.

Изучение механических и транспортных свойств точечных контактов, включающих атомы золота, а также атомы золота и примесь в виде атомов и молекул H, O,  $H_2$ ,  $O_2$ , в процессе их деформации и разрушения проведено в работе [166]. Для этих целей использовались методы теории функционала плотности. При вычислении кондактанса применялся формализм функций Грина.

Метод неравновесных функций Грина использовался в работе [167] для моделирования квантового точечного контакта с учетом влияния магнитного поля. Взаимодействие двух частиц было включено на уровне метода Хартри-Фока с помощью простой модели, описываемой б-функцией. На границе предполагался бесконечно высокий потенциальный барьер, а выводные контакты считались полубесконечными. Для уменьшения вычислительных затрат применялся метод рекурсивного вычисления функций Грина. Для расчета электронной плотности этот метод был модернизирован на рассматриваемый случай простой модели взаимодействия. Кондактанс вычислялся на основе формулы Ландауэра. Было показано, что для известной "0,7 аномалии" кондактанса метод теории функционала плотности и используемый метод не дают, к сожалению, правильной температурной зависимости.

Феноменологический способ учета дефазировки в целях упрощения предложенного ранее Даттой с соавторами приближенного метода (см. ранее) в рамках формализма неравновесных функций Грина был предложен в [168]. В его основе лежит простой феноменологический выбор для собственно энергетической функции, описывающей процессы дефазировки и учитывающей фазовую релаксацию с или без релаксации импульса. Рассматриваются только упругие процессы в приборах с активными 1D- или 2D-областями (каналом) и двумя терминалами при малых прикладываемых смещениях.

В работе [169] был предложен метод квантовой передачи на границе (quantum transmitting boundary

method) в сочетании с методом конечных элементов для численного решения уравнения Шредингера в приближении эффективной массы для квантовых приборов произвольной формы в двумерном случае. С его помощью определяются не только коэффициенты прохождения и отражения, но и волновые функции в области прибора. Потенциал в ней при этом может быть произвольным и должен быть задан. Наиболее существенные преимущества этого метода по сравнению с методом решения уравнения Дайсона для функции Грина на решетке, формируемой в методе сильной связи [131], заключаются в следующем: 1) он более эффективен для произвольной формы приборов и потенциалов; 2) при его использовании определяются непосредственно волновые функции в области прибора, что облегчает физический анализ. С помощью данного метода вычислялись коэффициенты прохождения квантового волновода с прямоугольным резонатором и квантового волновода в виде закругления.

Среди других моделей отметим следующие.

Модель жидкости Латтинджера использовалась для построения упрощенной модели квантовой проволоки с двумя контактами, в которой плотность электронов контролировалась затвором [170].

Кондактанс для перехода в точке M полубесконечных квантовых проволок изучался в работе [171] при T=0 К. Переход и проволоки представлялись решеточной моделью. С помощью метода функционала ренормгруппы (см. ранее) получена упрощенная транспортная модель, которая далее исследуется для слабых и среднего уровня взаимодействий. Дополнительные исследования проведены с использованием приближения Хартри—Фока.

В цикле статей [172—174] было получено квантовое кинетическое уравнение, применимое для расчета различных электрофизических характеристик квантовых проволок и приборных структур на их основе. Исходя из него была выведена система моментных (балансных) уравнений для импульса и энергии [172]. С их помощью были получены упрощенные соотношения для частот релаксации импульса и температуры в электронном квази1D-газе (единичной квантовой проволоке), а также в однои двухмерных решетках квантовых проволок [174].

Уравнения непрерывности для электронных плотностей в сочетании с упрощенными уравнениями для потенциалов барьеров и параллельного электрического поля использовались для анализа переходных процессов в двух взаимодействующих параллельных квантовых проволоках в статье [175].

В целях учета воздействия многоэлектронных эффектов на транспорт в баллистическом режиме в двумерных структурах на квантовых проволоках в работе [176] была предложена модель. Для расчета эффективного потенциала в структуре применялся метод теории функционала плотности в приближении локальной плотности (разложение Томаса—Ферми—Дирака—Вайцзеккера). Коэффициент про-

хождения далее вычисляется путем решения одноэлектронного уравнения Шредингера по методу конечных элементов. Модель использовалась для расчета коэффициентов прохождения Т-структуры на
квантовой проволоке.

Проводимость и спиновая поляризация квантового точечного контакта, формируемого в приборной структуре с расщепленным затвором на GaAs— AlGaAs-гетероструктуре, исследовались в работе [177] с использованием теории функционала плотности в приближении локальной спиновой плотности с учетом обменных и корреляционных эффектов для различных напряжений на затворе, температур и длин. Потенциалы рассчитывались на основе упрощенных соотношений. Этот же метод применялся ранее авторами для анализа проводимости и спиновой поляризации при  $T=0~{\rm K}$  квантового точечного контакта с двумя квантовыми точками [178] и с полубесконечными резервуарами [179], а также влияния магнитного поля на проводимость бесконечной проволоки [180]. В целях уменьшения числа уравнений задачи вместо дискретизации исходных уравнений на сетке в [177] использовалось разложение по базисным функциям. При решении СЛАУ применялся прямой метод, так как соответствующие матрицы не являются разреженными. Для вычисления проводимости используется формализм Ландауэра— Буттикера.

Применение упрощенной гидродинамической модели позволяет вычислять спектр плазмонов в квантовой проволоке с плавно изменяющейся плотностью (основного состояния). Модель также использовалась для расчета зонной структуры сверхрешетки в квантовой проволоке с синусоидальной модуляцией равновесной плотности носителей [181].

Оценки ВАХ и крутизны могут быть также проведены с помощью упрощенной модели диффузионно-дрейфового приближения для полевого транзистора с 1D-каналом на квантовых проволоках или однослойных нанотрубках в небаллистическом режиме функционирования [182]. При этом устанавливается главное отличие таких приборных структур от планарных полевых транзисторов — более слабое экранирование носителей заряда в низкоразмерном случае.

Полезным для оценок иногда является упрощенное решение уравнения Пуассона [183], использование электростатических моделей [184].

Простая феноменологическая модель, построенная на основе теории линейного отклика, применялась в [185] для анализа кондактанса точечного контакта в 2D-газе.

К сожалению, в рассмотренных моделях приборных структур уравнение Пуассона не решается либо решается с упрощениями, как правило, серьезными. Для более детального анализа приборных структур на квантовых проволоках необходимы более строгие численные модели, включая самосогласованные. Рассмотрим их.

Одной из первых моделей, основанной на самосогласованном численном решении уравнений Шредингера и Пуассона, являлась работа [186]. В ней исследовались энергетические уровни в 1Dканале в инверсионном слое МОП-структуры с несколькими затворами. Двумерное уравнение Шредингера решалось в приближении эффективной массы. Многочастичные эффекты не учитывались. Уравнения аппроксимировались с использованием метода конечных разностей, а возникающая полная система нелинейных алгебраических уравнений решалась с помощью метода Ньютона с демпфированием с приближенной матрицей Якоби. Вычисления проводились на IBM 3090/200 ЭВМ с векторным процессором. Типичное время одного самосогласованного решения было в диапазоне 20-45 мин.

Уровни энергии и распределение плотности электронов по модам в приборной структуре с квантовой проволокой на Si с затвором рассчитывались в работе [187]. При этом учитывалось электрон-электронное взаимодействие в приближении Хартри при самосогласованном решении в поперечном двумерном сечении уравнения Пуассона с тремя уравнениями Шредингера для долин кремния для различающихся областей. При линеаризации уравнения Пуассона использовалось приближенное соотношение для интеграла Ферми—Дирака —1/2 порядка. Конечно-разностная аппроксимация уравнений осуществлялась с помощью метода конечных элементов.

Двумерная (в поперечном сечении) комбинированная самосогласованная модель напряженных кремниевых квантовых проволок, полученных селективным травлением в SiGe-гетероструктурах, в приборных структурах с затворами предложена в [188]. Уравнение Пуассона аппроксимируется с помощью метода интегрирования на ячейке на неравномерной сетке и решается для всей приборной структуры. Электронные и дырочные концентрации вычисляются различным образом по областям прибора. В областях, где нет сильного пространственного квантования, используется полуклассическая плотность состояний и статистика Ферми—Дирака. В областях с сильным пространственным квантованием в двух измерениях плотность состояний находится посредством решения двухмерного уравнения Шредингера. В работе применяется метод эффективной массы. Так как каждый минимум зоны проводимости характеризуется тремя различными эффективными массами в трех направлениях, то уравнение Шредингера необходимо решать три раза. Для вычисления концентрации дырок необходимо решать уравнение Шредингера для легких и тяжелых дырок. В областях с сильным пространственным квантованием в одном измерении плотность состояний находится с помощью решения одномерного уравнения Шредингера. Уравнения Шредингера и Пуассона после конечно-разностной аппроксимации решаются с использованием метода Ньютона-Рафсона

в сочетании с упрощенной версией предиктор-корректор схемы. Собственные функции и собственные значения вычисляются только на первой итерации метода Ньютона—Рафсона, что позволяет повысить эффективность алгоритма расчета. Сходимость оценивается по приращению электростатического потенциала между полными итерациями. В работе анализировался энергетический спектр и плотности электронов по модам в зависимости от напряжения на затворе и ширин квантовых проволок.

Модель многомерных мезоскопических структур на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера со стохастическим членом для учета слабого электрон-фононного взаимодействия была построена в [189]. Использовались одночастичное приближение эффективной массы, а также явный метод четвертого порядка при аппроксимации по времени. В качестве примеров был проведен учет рассеяния на полярных оптических фононах при расчете плотности вероятностей для квантовой проволоки с полубесконечной плоскостью и кондактанса квантовой проволоки, прерываемой сужением к полубесконечной плоскости. Для расчета кондактанса применялся формализм Ландауэра—Буттикера.

В работе [190] показано, что квантовые логические элементы могут быть реализованы на связанных квантовых проволоках. Для иллюстрации этого численно решалось нестационарное уравнение Шредингера в двумерном случае с помощью метода Кранка—Никольсона.

Сопротивление цепочек из 1—3 атомов между двумя полубесконечными металлическими электродами как при малых, так и больших смещениях анализировалось в работе [191]. Для расчетов использовалась самосогласованная модель, построенная в рамках формализмов функционала плотности и функций Грина. Дискретизированное уравнение Пуассона решалось с помощью метода Хокни.

Кондактанс точечных контактов, включающих атомы (цепочки) Al, Au и C, с металлическими электродами (Al и Au) анализировался в работе [192] в рамках формализма функций Грина. Для построения численной модели использовались методы теории функционала плотности, реализованные в стандартном комплексе программ квантово-химических расчетов GAUSSIAN 98, а полубесконечные объемные электроды представляются решеткой Бете. Отмечу, что адаптация известного программного обеспечения для целей расчета кондактанса точечных контактов с помощью формулы Ландауэра является достижением авторов. В работе показано, что очень важное влияние на результаты может оказывать детальная атомная структура точечного контакта, особенно перехода между атомной цепочкой и электродом. При этом методы сильной связи и полуэмпирические методы могут не давать корректных результатов.

Таким образом, важно моделирование не только процесса формирования структуры контакта, но и его детальная атомная структура. Принципиально важным является моделирование рассмотренного вида точечного контакта как системы электрод—молекула—электрод в целом [192].

В работе [193] моделировались характеристики электронного транспорта (коэффициенты прохождения, ВАХ и др.) цепочек атомов углерода, золота, углеродные нанотрубки с точечными дефектами между полубесконечными металлическими электродами. Метод базируется на теории функционала плотности. Для учета влияния прикладываемых смещений используется формализм неравновесных функций Грина, а уравнение Пуассона после конечноразностной аппроксимации решается с помощью быстрого преобразования Фурье. Для вычисления кондактанса применялся формализм Ландауэра-Буттикера. Модель реализована в комплексе программ TRANSIESTA (модификация известного комплекса программ квантово-химических расчетов SIESTA). Было установлено, что падение напряжения в контакте очень чувствительно к электронной структуре электродов.

Модель контакта в рамках теории функционала плотности была предложена в статье [194]. Для электродов используются обобщенные волновые функции Блоха. После конечно-разностной аппроксимации уравнения Кона—Шема эффективно применяется метод согласования волновых функций на границе. Кондактанс рассчитывается в рамках формализма Ландауэра—Буттикера. Модель продемонстрирована на примере вычисления кондактанса четырех атомов Аи между полубесконечными кристаллическими Аи электродами.

Коэффициенты прохождения сужения и ВАХ двухбарьерной структуры между двумя полубесконечными контактами в электронном 2D-газе, контролируемом с помощью напряжения на затворе, исследовались в работе [195]. Модель построена в рамках теории функционала плотности, формализма неравновесных функций Грина и приближения эффективной массы. Электростатический потенциал находился в предположении электронейтральности системы. Показано, что для повышения точности расчетов сгущения сетки важна пространственная дискретизация в методе конечных элементов на границах между центральной частью и контактами. Эта же модель использовалась для исследования влияния спонтанной спиновой поляризации на кондактанс точечных контактов для различных длин и ширин квантовых проволок, температур и прикладываемых смещений затвора, контролирующего электронный 2D-газ [196].

Несмотря на перспективность использования методов теории функционала плотности, особенно для структур, содержащих небольшое число атомов в активной области прибора, для них характерны отмеченные ранее недостатки. Анализ новых достижений

в их разработке для расчета различных характеристик материалов и систем материалов привел к выводу группу известных специалистов Германии о большей перспективности для развития методов моделирования приборных наноструктур, в частности, на квантовых точках на основе приближения огибающих (волновых) функций [197].

Одна из главных проблем численного моделирования полевых транзисторов на квантовых проволоках с затворами заключается в том, что, несмотря на преимущественно одномерный перенос вдоль проволоки (направление z), необходимо решение стационарного уравнения Шредингера в трехмерном случае для расчета энергетического спектра, так как он, строго говоря, зависит не только от x и y (см. ранее рассмотренные модели), но и от z. После этого может быть реализована модель транспорта носителей заряда. Такой подход требует, к сожалению, существенных затрат вычислительных ресурсов ЭВМ.

Экономичная комбинированная квазитрехмерная модель (в рамках приближения эффективной массы) транзисторов на кремниевых квантовых проволоках с цилиндрическим, треугольным и прямоугольным поперечными сечениями была предложена в работе [198]. Ее сущность заключается в следующем. На первом шаге решается трехмерное уравнение Пуассона для всего транзистора. Для его аппроксимации используется метод конечных элементов. На втором шаге решается двумерное уравнение(я) (в зависимости от степени "развязки"\*) Шредингера в поперечном(ых) сечении(ях) транзистора (x, y) для того, чтобы определить энергетический спектр и собственные функции. Для аппроксимации также применяется метод конечных элементов. На третьем шаге решается транспортная задача в рамках формализма неравновесных функций Грина (см. подход Датты с соавторами) для нахождения плотности заряда электронов и тока. Эти шаги повторяются до полной сходимости. Авторами было показано, что при использовании одного из способов "развязки" достаточно один раз решать двумерное уравнение Шредингера, что существенно повышает экономичность комбинированной модели и делает возможным ее применение для целей проектирования. Точность расчетов ВАХ при этом изменяется несущественно. Для учета процессов рассеяния было предложено использовать упрощенный способ Буттикера (см. ранее), однако в разработанной модели "виртуальные 1D-решетки" (контакты) распределяются вдоль всей квантовой проволоки. Показано, что для транзистора с цилиндрической квантовой проволокой диссипативные процессы понижают ток стока как в открытом, так и закрытом

состояниях по сравнению с баллистическим режимом работы, когда процессы рассеяния не учитываются. Различия при этом могут достигать ~30 %.

Эта же модель была модифицирована на случай учета рассеяния на шероховатостях границы раздела Si/SiO<sub>2</sub> [199]. Было показано, что для транзистора на квантовой проволоке малого диаметра с окружающим затвором это рассеяние менее важно по сравнению с обычным планарным МОП-транзистором.

Эффективность данной комбинированной квазитрехмерной модели может быть повышена с помощью методики, предложенной в статье [200]. В ней рассматривались полевые транзисторы на квантовой проволоке с окружающими затворами и тремя затворами в баллистическом режиме работы. Также использовалась самосогласованная модель в приближении эффективной массы на основе численного решения трехмерного уравнения Пуассона и метода неравновесных функций Грина для описания одномерного транспорта, а в поперечных прямоугольных сечениях двумерные уравнения Шредингера решались с помощью эффективной методики разделения переменных путем введения потенциалов, усредненных по каждому из измерений. Исток и сток считались полубесконечными проволоками.

В целом, такие приборы могут иметь преимущества перед традиционными МОП-транзисторами вследствие усиления контроля затворами короткоканальных эффектов [200].

Полевой транзистор с квадратной кремниевой квантовой проволокой с окружающими затворами в баллистическом режиме анализировался в работе [201]. Зонная структура рассчитывалась с помощью sp<sup>3</sup>-модели сильной связи. В остальном использовалась подобная изложенной выше комбинированная квазитрехмерная модель. Так, применялось трехмерное уравнение Пуассона, а для решения трехмерного уравнения Шредингера использовалась методика разделения по модам. Одномерный транспорт вдоль проволоки для каждой из подзон описывался по методу неравновесных функций Грина. В работе показано, что приближение эффективной массы может быть неудовлетворительно (при вычислении токов приборов) для малых поперечных сечений проволок. В то же время в статье [200] отмечается, что этот вывод подтверждается исследованиями для площадей поперечного сечения проволок около 5 × 5 нм, но при подстраивании других параметров прибора приближение эффективной массы может применяться и для меньших площадей.

Полевой транзистор на цилиндрической кремниевой квантовой проволоке с окружающим затвором моделировался в работе [202]. Модель основывалась на методе неравновесных функций Грина. Для определения кулоновского вклада в потенциал самосогласованно решалось уравнение Пуассона. При этом учитывалось рассеяние на примесях в рам-

<sup>\*</sup> Для упрощения трехмерного уравнения Шредингера к двумерному авторами было предложено три способа [198].

ках самосогласованной борновской аппроксимации. С помощью модели анализировались ток, плотность носителей заряда и кондактанс.

Такой же структуры транзистор при  $T=300~{\rm K}$  исследовался в работе [203] с помощью модели, основанной на решении трехмерного уравнения Пуассона и метода неравновесных функций Грина. Моделировались ВАХ и шумовые характеристики.

Самосогласованная модель, основанная на решении уравнения Шредингера с применением метода сильной связи и трехмерного уравнения Пуассона с использованием метода конечных элементов, для транзистора с тремя затворами\* на Si квантовой проволоке была описана в [204]. Квадратное сечение проволоки бралось малым 2,1 × 2,1 нм ввиду ограничений по вычислительным ресурсам. В работе было исследовано и показано важное влияние различных кристаллографических ориентаций ([100], [110], [111] и [112]) для канала и шероховатостей на границе раздела Si/SiO<sub>2</sub> на BAX транзистора и его пороговое напряжение.

В работе [205] предложена самосогласованная трехмерная модель, которая использовалась для анализа сопротивления канала на квантовой проволоке МОП-транзистора на КНИ с тремя затворами. Для моделирования транспорта использовался метод, описанный в статье [206]. Эта высокоэффективная процедура предложена для специального случая кристаллографической ориентации слоя Si в приборной структуре в режиме баллистического транспорта. Предполагается также постоянство эффективных масс на границе раздела Si/SiO<sub>2</sub>. Конечно-разностная аппроксимация трехмерного уравнения Шредингера проводится на равномерной по х, у и z сетке. Получаемую дискретную форму уравнения Шредингера удается в результате представить через матрицы переноса и искомые решения для волновых функций поперечных слоев структуры. Для устранения главного недостатка процедуры решения, связанного с перемножением большого числа матриц (см. ранее), применяется специальная стабилизирующая итерационная методика [161]. Для вычисления тока на основе полученных коэффициентов прохождения используется формула Ландауэра для конечных температур. В работе [205] дискретная форма уравнения Шредингера была представлена в виде уравнения типа Дайсона. Это позволило учитывать рассеяние с помощью собственно энергетической части в рекурсивной процедуре. В статье проведено исследование слабого рассеяния на акустических и оптических фононах при переходе от баллистического к диффузионному транспорту в транзисторе. В статье [207] эта же модель была модифицирована на случай учета неупругого рассеяния. Для этого добавляется комплексная составляющая в гамильтониан. Кроме того, при расчетах использовалась неравномерная сетка. Было показано сильное влияние дискретности заряда немногочисленных для подобных структур примесных атомов на интерференционные эффекты в МОП-транзисторе на квантовой проволоке на КНИ с тремя затворами (возникают вихри электронного потока и др.), а как следствие, — на ВАХ (появляются выбросы тока на характеристиках) и ее параметры, в частности, пороговое напряжение. Дополнительное (усложняющее) влияние на эти процессы оказывает неупругое рассеяние. Все расчеты осуществлялись при T = 300 K.

Замечу, что более простой вариант этой модели использовался ранее [208] для моделирования структуры с квадратной квантовой точкой (резонатор) с терминалами в виде полубесконечных квантовых проволок. Были исследованы флуктуации кондактанса и сгущения волновых функций в квантовой точке в случае приложения магнитного поля при нулевой и низкой температурах. Оказалось, что амплитуда флуктуации кондактанса падает экспоненциально в зависимости от величины  $1/\tau$ ,  $\tau$  — время неупругого рассеяния, что хорошо согласуется с экспериментом. С ростом же температуры согласование теории и эксперимента в целом ухудшается. В статье [209] исследовался случай квадратной квантовой точки с двумя точечными контактами.

Двухкубитовый прибор моделировался в работе [210]. Кубит в верхней плоскости формировался из двух параллельных квантовых проволок в 2D-газе на гетероструктуре GaAs/AlGaAs, функционирующих в баллистическом режиме и связанных двумя перемычками друг с другом. Кубит в нижней плоскости также формировался в 2D-газе и включал две туннельно-связанные квантовые точки. Кроме того, моделировались верхний кубит отдельно и более простая Н-структура на квантовых проволоках. Формализм волновых функций использовался для вычисления электронных состояний на первом этапе, а на втором этапе применялись формализмы функций Грина и Ландауэра—Буттикера для вычисления тока. К сожалению, при анализе не учитывались другие возможные источники декогеренции, за исключением рассматриваемого кулоновского взаимодействия между кубитами. И несмотря на это, только самосогласованное решение уравнения Шредингера и Пуассона на первом этапе занимало около двух дней для самой современной персональной техники [210].

Среди других моделей следует отметить подход Обухова И. А. с соавторами [211], примененный для моделирования резисторов и ряда приборов на квантовых проволоках, а также резонансно-туннельных диодов (модель была рассмотрена в [13]).

<sup>\*</sup> Точнее — тремя затворами, объединенными в один затвор ("tri ple-gate").

Остановимся на некоторых моделях других структур.

Предложение (теоретическое) нового перспективного элемента ИС будущих поколений — "реле атома" ("atom relay") на основе квантовой проволоки (цепочки атомов, "atom wire"), переключаемого атома и переключающего затвора с общими размерами менее 10 нм проанализировано в работе [212]. Моделирование переноса электрона (стационарного тока) в этом механическом реле, в логических элементах и в элементах памяти на его основе было проведено с помощью метода сильной связи.

Теоретическое исследование, но уже динамики такого же атомного переключателя ("atomic switch"), состоящего фактически из двух перпендикулярных цепочек атомов кремния, было описано в статье [213] и осуществлено с помощью метода молекулярной динамики в сочетании с методом из первых принципов и с теорией функционала плотности. Для вычисления псевдопотенциала решалось полевое уравнение Дирака. При анализе, к сожалению, не учитывались тепловые флуктуации атомов и влияние подложки.

В целом, эти работы показали то, что "границы между механикой, электроникой и оптикой размываются в наноструктурных динамических системах" [213].

Простой анализ показывает, что в приборных структурах на квантовых проволоках переносить ток может небольшое число электронов, фактически единицы (см. далее). Поэтому в таких приборах могут быть важны и одноэлектронные эффекты\*, для которых характерна возможность влияния на транспорт нецелых частей элементарного заряда [214]. По этим причинам в работе [215] была построена одномерная самосогласованная модель со специальным видом уравнения Пуассона и расширением формализма функций Грина на этот важный случай. Модель использовалась для моделирования (локальной плотности состояний, среднего числа электронов, ВАХ) полевого 1D-транзистора с окружающим затвором (коаксиальная структура) с барьером Шоттки в качестве инжектора при температуре T = 77 K.

В заключение отметим, что ряд положений предыдущих частей цикла статей справедливы и для рассмотренного типа приборных структур наноэлектроники. Поэтому здесь лишь выделим наиболее характерные выводы для квантовых проволок и приборных структур на их основе, а именно:

- основными при разработке моделей являются формализмы волновых функций и функций Грина;
- формализм функций Вигнера перспективен для использования в сочетании с методами Монте-Карло;

- большую перспективу представляет построение моделей, описывающих электрофизические и электрические характеристики структур;
- учитывая, по существу, гибридный характер приборных структур на квантовых проволоках целесообразно для повышения адекватности и экономичности моделирования построение комбинированных моделей, например, основанных на применении формализмов волновых функций и функций Грина;
- многое предстоит сделать по разработке методик идентификации параметров моделей в целях их согласования с экспериментальными данными, а также по повышению их экономичности.

В целом, рассмотрение проблем и принципов физики и моделирования данного типа приборных структур наноэлектроники еще более убеждает в возросшей важности деталей, которые ранее считались несущественными.

## Перспективы приборов на квантовых проволоках

Согласно последним прогнозам [216], перспективы большие. Кроме выделенных в [1] причин, скорость переключения приборов на квантовых проволоках традиционно оценивается в терагерцовом диапазоне с их плотностью около  $5 \cdot 10^9 \, \mathrm{cm}^{-2}$  и низким энергопотреблением. В работе [217] было проведено теоретическое сравнение резонансно-туннельного транзистора, интерферометра Ааронова— Бома, Y-переключателя и полевых транзисторов в предположении, что энергия переключения достигает фундаментального предела, в частности теплового. Оценки показали, что крутизна у интерферометра Ааронова—Бома и Y-переключателя может быть значительно выше, чем у полевого транзистора.

Несмотря на большой потенциал рассматриваемого типа приборов, на пути создания высокоинтегрированных систем на их основе необходимо преодолеть значительные и часто взаимосвязанные проблемы технологии их изготовления и определяемые электрическими характеристиками.

К технологическим проблемам можно отнести следующие [11, 118, 216, 218, 219]. Для достижения комнатных температур функционирования квантовые проволоки должны быть очень малой ширины (около 10 нм) и с хорошо контролируемыми свойствами. Особые требования также предъявляются к чистоте материалов проволок, контактам, процессам легирования и размещения проволок, материалам диэлектриков и затворов.

Не менее серьезными являются проблемы, связанные с электрическими характеристиками [11, 118, 216, 218, 219]. Высокое сопротивление, необходимость согласования импедансов приводят к неизбежному ограничению частотного диапазона. При этом для приборов характерны очень маленькие токи и невы-

<sup>\*</sup> То есть такие приборные структуры становятся по существу комбинированными (гибридными) [1].

сокое усиление. Существенными являются и проблемы шумов и статистического разброса параметров структур, чему способствует чрезвычайно высокая чувствительность электрических характеристик к вариации конструктивно-технологических параметров приборов данного типа. Для ослабления отмеченных проблем предложено параллельное соединение ряда квантовых проволок (приборов), что, естественно, приводит к дальнейшему усложнению технологии.

В целом, на начальном этапе разработки перспективы приборов на квантовых проволоках выглядели весьма сомнительными (см., например, [11, 118, 218]). Современные достижения в нанотехнологии все более и более убеждают в обратном.

Хороший обзор стремительных и впечатляющих успехов в разработке технологий изготовления полупроводниковых квантовых проволок и приборов на их основе дан в статьях [220, 221]. Приведу цитату\* из одного из обзоров.

"Нанопроволоки и нанотрубки интенсивно исследуются в качестве компонентов ряда наномасштабных приборов. Полупроводниковые нанопроволоки особенно привлекательны в этом смысле, так как они могут быть синтезированы в монокристаллической форме с прецизионно контролируемыми структурами, диаметрами и длинами, химическими составами и примесными/электронными свойствами, используя катализированный нанокластерами паро-жидко-твердотельный процесс выращивания. Этот контролируемый при росте нанопроволок процесс позволяет "снизу-вверх" сборку интегрированных электронных и фотонных приборов, включающих нанометрового масштаба полевые транзисторы, диоды, биполярные транзисторы, бистабильные переключающие элементы, логические ИС, дешифраторы, светодиоды, лазеры и сенсоры. Однако большинство исследований по нанопроволокам и нанотрубкам ограничиваются демонстрацией единичных или небольшого числа наноприборов..." [220]. Сюда же может быть добавлено и ряд других технологических методов [221] и приборов, в частности РТД, гетероструктурные полевые транзисторы, одноэлектронные приборы, термоэлектронные приборы, солнечные элементы и др. [221].

В то же время "транзисторы на кремниевых квантовых проволоках с окружающим затвором рассматриваются в настоящее время как многообещающие альтернативы планарным полевым МОП-транзисторам вследствие лучшего контроля напряжением затвора каналов и, таким образом, снижением различных короткоканальных эффектов" [222]. Поэтому неудивительно, что подобного вида приборные

структуры в прогнозе 2007 г. [216] анализировались уже в подразделе: "Расширения к КМОП: Низкоразмерные структуры." Более того, в этом же прогнозе они рассматриваются как наиболее перспективные элементы вследствие приближения к пределу уменьшения длины затвора в КМОП-технологии (ориентировочно он будет достигнут к 2022 г. и составит около 5 нм).

В работе [220] описан общий и эффективный подход для иерархической организации блоков квантовых проволок в матрицы интегрированных приборов на относительно больших участках. Подход применим и для кремниевых квантовых проволок. Возможно формирование и большого числа переходов на пересечениях проволок (архитектура ИС на пересечениях), а также матриц полевых транзисторов на единичных кремниевых квантовых проволоках р-типа, которые по своим характеристикам конкурентоспособны современным планарным кремниевым элементам [220]. Разработаны и другие технологические подходы к решению подобных задач [221]. А это уже возможные пути к созданию высокоинтегрированных информационных систем.

Нельзя не отметить оригинальную и перспективную функционально-интегрированную приборную структуру, которая была сконструирована и экспериментально исследована в работе [223]. Она представляет собой МОП-транзисторы n-типа и р-типа с общим каналом на кремниевой нелегированной квантовой проволоке. В зависимости от знака прикладываемого к затвору структуры смещения реализуется полевой транзистор либо *n*-типа, либо р-типа. Уменьшая толщину квантовой проволоки, можно аналогичным образом реализовать одноэлектронный либо однодырочный транзистор с хорошими электрическими характеристиками при комнатной температуре. Важно также отметить, что предложенная технология совместима с КМОП-технологией.

Что же касается перспективности использования углеродных нанотрубок для построения высокоинтегрированных информационных систем [216, 224—227], можно привести цитату из работы [228], которая, по-видимому, наиболее верно отражает состояние дел и на сегодняшний день: "...все приборы, важные для технологии микроэлектроники, такие как межсоединения и переключающие приборы, уже были реализованы с углеродными нанотрубками. Некоторые реализации даже превосходят современную кремниевую технологию. Особенно многообещающей выглядит трехмерная ин-Несмотря на то, что проблема теграция. размещения нанотрубки еще пока не решена удовлетворительно, введение методов биологической сборки может открыть новые и экономически выгодные методы для производства сложных схем на углеродных нанотрубках".

<sup>\*</sup> В этой цитате отсутствуют только многочисленные ссылки на литературу, подтверждающую текст.

Автор считает приятным долгом выразить искреннюю признательность сотрудникам научно-исследовательской лаборатории "Физика приборов микро- и наноэлектроники" БГУИР, совместно с которыми были проведены исследования, частично описанные в данной статье, а также Коломейцевой Н. В. за подготовку рукописей цикла статей к печати.

#### Список литературы

- 1. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. IV. Квантовомеханические формализмы // Нанои микросистемная техника. 2007. № 2. С. 24—32.
- 2. **Washburn S., Webb R. A.** Aharonov—Bohm effect in normal metal. Quantum coherence and transport // Advances in Physics. 1986. V. 35. N 4. P. 375—422.
- 3. **Webb R. A., Washburn S.** Quantum interference fluctuations in disordered metals // Physics Today. 1988. V. 41. N 12. P. 46–53.
- 4. **Datta S.** Quantum devices // Superlattices and Microstructures. 1989. V. 6. N 1. P. 83—93.
- 5. **Nanostructure** Physics and Fabrication: Proc. of the International Symposium. College Station, Texas, 13—15 March, 1989 / Ed. by M. A. Reed, W. P. Kirk. San Diego: Academic Press. 1989. 517 p.
- 6. **Capasso F., Datta S.** Quantum electron devices // Physics Today. 1990. Feb. P. 74—82.
- 7. **Лускинович П. Н.** Метод синтеза квантовых интегральных элементов и схем // Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1991. Вып. 3. С. 8—11.
- 8. **Aharonov Y., Bohm P.** Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory // Phys. Rev. (Sec. Ser.). 1959. V. 115. N 3. P. 485—491.
- 9. **Шарвин Д. Ю., Шарвин Ю. В.** Квантование магнитного потока в цилиндрической пленке из нормального металла // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. Вып. 5. С. 285—288.
- 10. **Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Спивак Б. 3.** Эффект Ааронова—Бома в неупорядоченных проводниках // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. Вып. 2. С. 101—103.
- 11. **Thornton T. J.** Mesoscopic divices // Rep. Prog. Phys. 1994. V. 57. P. 311—364.
- 12. **Петрашов В. Т.** Квантовый электронный транспорт в металлических наноструктурах // Микроэлектроника. 1994. Т. 23. Вып. 5. С. 3—16.
- 13. **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.
- 14. **Обухов И. А.** Приборы на основе квантовых проводов: перспективы и проблемы // Материалы 6-й Международной Крымской Микроволновой Конференции, КрыМи-Ко'96, 1996, Севастополь, Крым, Украина. С. 55—64.
- 15. **Erdös P., Herndon R. C.** Theories of electrons in one-dimensional disordered systems // Advances in Physics. 1982. V. 31. N 2. P. 65–163.
- 16. **Tartakovski A. V.** Theory of mesoscopic transport in disordered wires // Phys. Rev. B. 1995. V.52. N 4. P. 2704—2722.
- 17. **Лифшиц И. М., Гредескул С. А., Пастур Л. А.** Введение в теорию неупорядоченных систем. М.: Наука. 1982. 360 с.

- 18. **Имри Й.** Введение в мезоскопическую физику. М.: Физматлит. 2004. 304 с.
- 19. Демиховский В. Я., Вугальтер Г. А. Физика квантовых низкоразмерных структур. М.: Логос. 2000. 248 с.
- 20. **Anderson P. W.** Absence of diffusion in certain random lattices // Phys. Rev. 1958. V. 109. N 5. P. 1492—1505.
- 21. **Абрикосов А. А., Рыжкин И. А.** Электрические свойства одномерных металлов // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. Вып. 9. С. 1204—1224.
- 22. **Вопросы** квантовой теории необратимых процессов / Сб. статей, пер. с англ. Под ред. В. Л. Бонч-Бруевича. М.: Изд. иностр. лит. 1961. 365 с.
- 23. **Landauer R.** Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction // IBM J. Res. Develop. 1957. V. 1. July. P. 223—231.
- 24. **Landauer R.** Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices // Philos. Mag. 1970. V. 21. N 172. P. 863—867.
- 25. Рёпке Г. Неравновесная статистическая механика. М.: Мир. 1990. 320 с.
- 26. **Landauer R.** Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction // IBM J. Res. Develop. 1988. V. 32. N 3. P. 306—316.
- 27. **Büttiker M.** Four-terminal phase-coherent conductance // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 14. P. 1761—1764.
- 28. **Büttiker M.** Role of quantum coherence in series resistors // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 5. P. 3020—3026.
- 29. **Büttiker M.** Symmetry of electrical conduction // IBM J. Res. Develop. 1988. V. 32. N 3. P. 317—334.
- 30. Anderson P. W., Thouless D. J., Abrahams E., Fisher D. S. New method for a scaling theory of localization // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 8. P. 3519—3526.
- 31. **Anderson P. W.** New method for scaling theory of localization. II. Multichannel theory of a "wire" and possible extension to higher dimensionality // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 10. P. 4828—4836.
- 32. **Azbel M. Ya.** Quantum  $\delta$ -dimensional Landauer formula // J. Phys. C: Solid State Phys. 1981. V. 14. P. L225—L230.
- 33. **Fisher D. S., Lee P. A.** Relation between conductivity and transmission matrix // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 12. P. 6851—6854.
- 34. **Langreth D. C., Abrahams E.** Derivation of the Landauer conductance formula // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 6. P. 2978—2984.
- 35. **Büttiker M.** Coherent and sequential tunneling in series barriers // IBM J. Res. Develop. 1988. V. 32. N 1. P. 63—75.
- 36. **Sakaki H.** Scattering suppression of high-mobility effect of size-quantized electrons in ultrafine semiconductor wire structures // Jpn. J. Appl. Phys. 1980. V. 19 N 12. P. L735—L738.
- 37. **Petroff P. M., Gossard A. C., Logan R. A., Wiegmann W.** Toward quantum well wires: Fabrication and optical properties // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 7. P. 635—638.
- 38. **Lee J., Spector H. N.** Impurity-limited mobility of semiconducting thin wire // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 7. P. 3921—3925.
- 39. **Lee J., Vassel M. O.** Low-field electron transport in quasi-one-dimensional semiconducting structures // J. Phys. C: Solid State Phys. 1984. V. 17. P. 2525—2535.
- 40. **Leburton J. P.** Size effects on polar optical phonon scattering of 1-D and 2-D electron gas in synthetic semiconductors // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. N 10. P. 2850—2855.
- 41. **Fishman G.** Phonon-limited mobility in quasi-one-dimensional semiconductor // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 14. P. 7448—7456.

- 42. **Lee J., Spector H. N.** Dielectric response function for a quasi-one-dimensional semiconducting system // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 2. P. 366—372.
- 43. **Строшио М., Дутта М.** Фононы в наноструктурах. М.: Физматлит. 2005. 320 с.
- 44. Mickevičius R., Mitin V. V., Kim K. W., Strocio M. A., **Iafrate G. J.** Electron intersubband scattering by confined and localized phonons in real quantum wires // J. Phys.: Condens. Matter. 1992. V. 4. P. 4959—4970.
- 45. **Vagner P., Moško M.** Electron-impurity scattering in free-standing quantum wires: Effect of dielectric confinement // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. N 7. P. 3196—3200.
- 46. **Ghoshal A., Mitra B., Ghatak K. P.** On the effective electron mass in quantum well wires of ternary chalcopyrite semiconductors // Il Nuovo Cimento. 1990. V. 12D. N 7. P. 891–899.
- 47. **Ghoshal A., Chattopadhyay D., Bhattacharyya A.** One-dimensional hot-electron transport in quantum-well wires of polar semiconductors // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 7. P. 2511—2513.
- 48. **Chattopadhyay P., Bhattacharyya A.** Monte Carlo calculations of transport parameters of one-dimensional hot electrons in quantum-well wires // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 12. P. 7105—7107.
- 49. **Осадчий В. М.** Исследование методом Монте-Карло нестационарного переноса горячих электронов в квантовых проволоках // Физика и техника полупроводников. 1994. Т. 28. Вып. 9. С. 1636—1644.
- 50. **Борздов В. М., Комаров Ф. Ф.** Моделирование электрофизических свойств твердотельных слоистых структур интегральной электроники. Минск: БГУ. 1999. 235 с.
- 51. **Борздов В. М., Жевняк О. Г., Комаров Ф. Ф., Галенчик В. О.** Моделирование методом Монте-Карло приборных структур интегральной электроники. Минск: БГУ. 2007. 175 с.
- 52. **Briggs S., Leburton J. P.** Size effects in multisubband quantum wire structures // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 12. P. 8163—8170.
- 53. **Mickevičius R., Mitin V., Stroscio M. A., Dutta M.** Oscillations of photoconductivity and negative absolute conductivity in quantum wires // J. Phys.: Condens. Matter. 1993. V. 5. P. 2233—2254.
- 54. **Ando Y., Cappy A.** Ensemble Monte Carlo simulation for electron transport in quantum wire structures // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. N 6. P. 3983—3992.
- 55. **Telang N., Bandyopadhyay S.** Effects of magnetic field on hot electron transport in quantum wires // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. N 13. P. 1623—1625.
- 56. **Jacoboni C., Brunetti R., Bordone P., Bertoni A.** Quantum transport and its simulation with the Wigner-function approach // Int. J. of High Speed Electron. and Syst. 2001. V. 11. N 2. P. 387—423.
- 57. **Nedjalkov M., Vasileska D., Ferry D. K., Jacoboni C., Ringhofer C., Dimov I., Palankovski V.** Wigner transport models of the electron-phonon kinetics in quantum wires // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. N 3. P. 035311-1—18.
- 58. **Sano N., Natori K.** Drift-velocity degradation caused by an electric field during collision in one-dimensional quantum wires // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. N 12. P. R8325—R8328.
- 59. **Rossi F., Poli P., Jacoboni C.** Weighted Monte Carlo approach to electron transport in semiconductors // Semicond. Sci. Technol. 1992. V. 7. P. 1017—1035.
- 60. Абрамов И. И., Гончаренко И. А., Игнатенко С. А., Королев А. В., Новик Е. Г., Рогачев А. И. Система модели-

- рования наноэлектронных приборов NANODEV // Микроэлектроника. 2003. Т. 32. № 2. С. 124—133.
- 61. **Абрамов И. И., Строгова А. С., Рогачев А. И.** Моделирование квантовых проволок на различных материалах с использованием формализма функций Вигнера // Тр. Девятой междунар. НТК "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники". Ч. 1. Дивноморское, Россия, 12—17 сентября 2004 г. С. 29—32.
- 62. **Yamada N., Sone J.** High-field electron transport in quantum wires studied by solution of the Boltzmann equation // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 9. P. 6265—6271.
- 63. **Briggs S., Leburton J. P.** Breakdown of the linear approximation to the Boltzmann transport equation in quasi-one-dimensional semiconductors // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 11. P. 8025—8028.
- 64. **Bordone P., Pascoli M., Brunetti R., Bertoni A., Jacoboni C., Abramo A.** Quantum transport of electrons in open nanostructures with the Wigner-function formalism // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. N 4. P. 3060—3069.
- 65. **Jin S., Fischetti M. V., Tang T.** Modeling of electron mobility in gated silicon nanowires at room temperature: Surface roughness scattering, dielectric screening, and band nonparabolicity // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. N 8. P. 083715-1—14.
- 66. **Arora V. K.** Quantum size effect in thin-wire transport // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 10. P. 5611—5612.
- 67. **DasSarma S., Xie X. C.** Calculated transport properties of ultrasubmicrometer quasi-one-dimensional inversion lines // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 18. P. 9875—9878.
- 68. **Warren A. C., Antoniadis D. A., Smith H. I.** Quasi one-dimensional conduction in multiple, parallel inversion lines // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 17. P. 1858—1861.
- 69. **Datta S., Cahay M., McLennan M.** Scatter-matrix approach in quantum transport // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 10. P. 5655—5658.
- 70. **Cahay M., McLennan M., Datta S.** Conductance of an array of elastic scatterers: A scattering-matrix approach // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 17. P. 10125—10136.
- 71. **Vasilopoulos P., Peeters F. M.** Electrical transport in a quantum wire: Influence of one- and two-body interactions // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 15. P. 10079—10087.
- 72. **Bagwell P. F.** Evanescent modes and scattering in quasi-one-dimensional wires // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 15. P. 10354—10371.
- 73. **Berthod C., Gagel F., Maschke K.** dc transport in perturbed multichannel quantum wires // Rhys. Rev. B. 1994. V. 50. N 24. P. 18299—18311.
- 74. **Tamura H., Ando T.** Conductance fluctuations in quantum wires // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N4. P. 1792—1800.
- 75. **Nanostructures** and Quantum Effects: Proc. of JRDC Int. Symp., Tsukuba, Japan, 17—18 Nov., 1993 / Ed. by H. Sakaki, H. Noge. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag. 1994. 356 p.
- 76. **Takagaki Y., Ferry D. K.** Conductance of quantum waveguides with a rough boundary // J. Phys.: Condens. Matter. 1992. V. 4. P. 10421—10432.
- 77. **Dacal L. C. O., Damião A. J., de Andrada e Silva E. A.** Quantum ballistic conductance of quasi-two-dimensional and three-dimensional semiconductor nanowires // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. N 15. P. 155330-1—6.
- 78. **Khomyakov P. A., Brocks G., Karpan V., Zwierzycki M., Kelly P. J.** Conductance calculations for quantum wires and interfaces: Mode matching and Green's functions //Phys. Rev. B. 2005. V. 72. N 3. P. 035450-1—13.

- 79. **Tekman E., Bagwell P. F.** Fano resonances in quasi-one-dimensional electron waveguides // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. N 4. P. 2553—2559.
- 80. **Неволин В. К.** Q1D-проводники при конечных температурах // Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1991. Вып. 6. С. 56—58.
- 81. **Баграев Н. Т., Иванов В. К., Клячкин Л. Е., Маляренко А. М., Шелых И. А.** Баллистическая проводимость квантовой проволоки при конечных температурах // Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34. Вып. 6. С. 737—741.
- **82.** Enss T., Meden Y., Andergassen S., Barnabé-Thériault X., Metzner W., Schönhammer K. Impurity and correlation effects on transport in one-dimensional quantum wires//Phys. Rev. B. 2005. V. 71. N 15. P. 155401-1—19.
- 83. **Келдыш Л. В.** Диаграммная техника для неравновесных процессов // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. Вып. 4. С. 1515—1527.
- 84. **Dolcini F., Trauzettel B., Safi I., Grabert H.** Transport properties of single-channel quantum wires with an impurity: Influence of finite length and temperature on average current and noise // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. N 16. P. 165309-1—26.
- 85. **Ponomareva I., Menon M., Srivastava P., Andriotis A. N.** Structure, stability, and quantum conductivity of small diameter silicon nanowires // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. N 26. P. 265502-1—4.
- 86. **Lherbier A., Persson M. P., Niquet Y.-M., Triozon F., Roche S.** Quantum transport length scales in silicon-based semiconducting nanowires: Surface roughness effects // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. N 8. P. 085301-1—5.
- 87. **Ciraci S., Buldum A., Batra I. P.** Quantum effects in electrical and thermal transport through nanowires // J. Phys.: Condens. Matter. 2001. V. 13. P. R537—R568.
- 88. **Pecchia A., Di Carlo A.** Atomistic theory of transport in organic and inorganic nanostructures // Rep. Prog. Phys. 2004. V. 67. N 8. P. 1497—1561.
- 89. **Nanoscience.** Nanotechnologies and Nanophysics / Ed. by C. Dupas, P. Houdy, M. Lahmani. Berlin—Heidelberg—New York: Springer-Verlag. 2007. 823 p.
- 90. **Datta S.** Steady-state quantum kinetic equation // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 8. P. 5830—5833.
- 91. **Datta S.** A simple kinetic equation for steady-state quantum transport // J. Phys.: Condens. Matter. 1990. V. 2. P. 8023—8052.
- 92. **McLennan M. J., Lee Y., Datta S.** Voltage drop in mesoscopic systems: A numerical study using a quantum kinetic equation // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 17. P. 13846—13884.
- 93. **Цидильковский И. М.** Зонная структура полупроводников. М.: Наука. 1978. 328 с.
- 94. **Кацнельсон А. А., Степанюк В. С., Фарберович О. Б., Сас А.** Электронная теория конденсированных сред. М.: МГУ. 1990. 240 с.
- 95. **Степанов Н. Ф.** Квантовая механика и квантовая химия. М.: Мир. 2001. 519 с.
- 96. **Todorov T. N.** Tight-binding simulation of current-carrying nanostructures // J. Phys.: Condens. Matter. 2002. V. 14. P. 3049—3084.
- 97. **Теория** неоднородного электронного газа / Под. ред. С. Лундквиста, Н. Марча. М.: Мир. 1987. 400 с.
- 98. **Kurth S., Stefanucci G., Almbladh C.-O., Rubio A., Gross E. K. U.** Timedependent quantum transport: A practical scheme using density functional theory // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. N 3. P. 035308-1—13.

- 99. Lü J. T., Wang J.-S. Coupled electron and phonon transport in one-dimensional atomic junctions // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. N 16. P. 165418-1—9.
- 100. **Rurali R., Lorente N.** Metallic and semimetallic silicon < 100 > nanowires // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. N 2. P. 026805-1—4.
- 101. **Markussen T., Rurali R., Brandbyge M., Jauho A.-P.** Electronic transport through Si nanowires: Role of bulk and surface disorder // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. N 24. P. 245313-1—11.
- 102. **Agarwal A., Sen D.** Conductance of quantum wires: A numerical study of effects of an impurity and interactions // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. N 4. P. 045332-1—14.
- 103. **Frederiksen T., Paulsson M., Brandbyge M., Jauho A.-P.** Inelastic transport theory from first principles: Methodology and application of nanoscale devices // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. N 20. P. 205413-1—22.
- 104. **Svizhenko A., Leu P. W., Cho K.** Effect of growth orientation and surface roughness on electron transport in silicon nanowires // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. N 12. P. 125417-1—7.
- 105. Ng M.-F., Zhou L., Yang S.-W., Sim L. Y., Tan V. B. C., Wu P. Theoretical investigation of silicon nanowires: Methodology, geometry, surface modification, and electrical conductivity using a multiscale approach // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. N 15. P. 155435-1—11.
- 106. **Malet F., Pi M., Barranco M., Serra L., Lipparini E.** Exchange-correlation effects on quantum wires with spin-orbit interactions under the influence of in-plane magnetic fields // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. N 11. P. 115306-1—12.
- 107. **Gudmundsson V., Thorgilsson G., Tang C.-S., Moldoveanu V.** Transient magnetotransport through a quantum wire // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. N 3. P. 035329-1—10.
- 108. **Thorgilsson G., Tang C.-S., Gudmundsson V.** Time-dependent magnetotransport of a wave packet in a quantum wire with embedded quantum dots // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. N 19. P. 195314-1—9.
- 109. **Barnett R. N., Landman U.** Cluster-derived structures and conductance fluctuations in nanowires // Nature. 1997. V. 387. 19 June. P. 788—790.
- 110. **Kwapiňski T.** Time-dependent transport through a quantum wire // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. N 15. P. 153303-1 -4.
- 111. **Sorée B., Magnus W., Schoenmaker W.** Energy and momentum balance equations: An approach to quantum transport in closed circuits // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. N 3. P. 035318-1—11.
- 112. **Asari Y., Nara J., Kobayashi N., Ohno T.** Effect of crystalline electrodes on the transport properties of Al monatomic wires at finite biases // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. N 3. P. 035459-1—5.
- 113. **Fabrizio M., Gogolin A. O.** Interacting one-dimensional electron gas with open boundaries // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. N 24. P. 17827—17841.
- 114. **Leng M., Lent C. S.** Recovery of quantized ballistic conductance in a periodically modulated channel // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. N 1. P. 137—140.
- 115. **Силин Р. А., Чепурных И. П.** Расчет характеристик резонаторов, которые можно представить в виде сочленения волноводов // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. № 2. С. 287—294.
- 116. **Тагер А. С., Чепурных И. П.** Одноканальные интерференционный транзистор и электронный фильтр // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 11. С. 72—77.
- 117. Nemnes G. A., Wulf U., Racec P. N. Nano-transistors in the Landauer-Buttiker formalism // J. Appl. Phys. 2004. V. 96. N 1. P. 596—604.

- 118. **Quantum** Transport in Ultrasmall Devices / Ed. by D. K. Ferry, H. L. Grubin, C. Jacoboni, A.-P. Jauho. New York, London: Plenum Press. 1995. 544 p.
- 119. **Абрамов И. И., Берашевич Ю. А., Данилюк А. Л.** Потенциальные электрические характеристики интерференционных транзисторов на различных материалах // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 11. С. 130—131.
- 120. **Subramaniam S., Bandyopadhyay S., Porod W.** Analysis of the device performance of quantum interference transistors utilizing ultrasmall semiconductor T structures // J. Appl. Phys. 1990. V. 68. N 9. P. 4861—4870.
- 121. **Абрамов И. И., Рогачев А. И.** Электрические характеристики интерференционных транзисторов с одним затвором на различных полупроводниковых материалах // Физика и техника полупроводников. 2001. Т. 35. Вып. 11. С. 1365—1369.
- 122. **Абрамов И. И., Рогачев А. И.** Модель интерференционного Т-транзистора в режиме баллистического транспорта, основанная на формализме функций Вигнера // Изв. Белорусской инж. ак. 2001. № 1 (11)/3. С. 74—76.
- 123. **Csontos D., Xu H. Q.** Quantum effects in the transport properties of nanoelectronic three-termal Y-junction devices // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. N 23. P. 235322-1—10.
- 124. **Okuda M., Fujii K., Shimizu A.** Realistic structures for electron interferometers constituted by the control of the wavefunctions in double quantum wire structures // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. N 1. P. 708—711.
- 125. **Weisshaar A., Lary J., Goodnick S. M., Tripathi V. K.** Analysis of discontinuities in quantum waveguide structures // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 20. P. 2114—2116.
- 126. **Lin Y.-K., Chen Y.-N., Chuu D.-S.** Bound state of the quantum dot formed at intersection of L- or T-shaped quantum wire in inhomogeneous magnetic field // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. N 5. P. 3054—3061.
- 127. Weisshaar A., Lary J., Goodnick S. M., Tripathi V. K. Analysis and modeling of quantum waveguide structures and devices // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 1. P. 355—366.
- 128. **Sheng W.-D.** Quantum coherent networks: A theoretical study // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. N 9. P. 6210—6213.
- 129. **Wu H., Sprung D. W. L., Martorell J., Klarsfeld S.** Quantum wire with periodic serial structure // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 12. P. 6351—6360.
- 130. **Akis R., Vasilopoulos P., Debray P.** Ballistic transport in electron stub tuners: Shape and temperature dependence, tuning of the conductance output, and resonant tunneling // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. N 4. P. 2805—2813.
- 131. **Sols F., Macucci M., Ravaioli U., Hess K.** Theory for a quantum modulated transistor // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. N 8. P. 3892—3906.
- 132. **Tekman E., Ciraci S.** Theoretical study of transport through a quantum point contact // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 9. P. 7145—7169.
- 133. **Wu H., Sprung D. W. L., Martorell J.** Electronic properties of a quantum wire with arbitrary bending angle // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. N 1. P. 151—154.
- 134. **Vanbésien P., Lippens D.** Theoretical analysis of a branch line quantum directional coupler // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. N 19. P. 2439—2441.
- 135. **Palm T., Thylén L.** Analysis of an electron-wave Y-branch switch // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 60. N 2. P. 237—239.
- 136. **Palm T.** Self-consistent calculations of an electron-wave Y-branch switch // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. N 5. P. 3551—3557.

- 137. **Szafran B., Peeters F. M.** Time-dependent simulations of electron transport through a quantum ring: Effect of the Lorentz force // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. N 16. P. 165301-1—8.
- 138. Баграев Н. Т., Гельхофф В., Иванов В. К., Клячкин Л. Е., Маляренко А. М., Шелых И. А. Интерференция носителей тока в модулированных квантовых проволоках // Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34. Вып. 4. С. 477—487.
- 139. Баграев Н. Т., Буравлев А. Д., Иванов В. К., Клячкин Л. Е., Маляренко А. М., Рыков С. А., Шелых И. А. Интерференция носителей тока в одномерных полупроводниковых кольцах // Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34. Вып. 7. С. 846—855.
- 140. **Burgnies L., Vanbésien O., Lippens D.** Transient analysis of ballistic transport in stublike quantum waveguides // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. N 6. P. 803—805.
- 141. **Heller E. K., Jain F. C.** Simulation of one-dimensional ring quantum interference transistors using the time-dependent finite-difference beam propagation method // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. N 11. P. 8080—8087.
- 142. **del Alamo J. A., Eugster C. C.** Quantum field-effect directional coupler // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. N 1. P. 78—80.
- 143. **Gaididei Yu. B., Malysheva L. I., Onipko A. I.** Electron scattering and bound-state energies in crossed N-chain wires. A comparative study of discrete and continuous models // J. Phys.: Condens. Matter. 1992. V. 4. P. 7103—7114.
- 144. **Orellana P. A., Dominguez-Adame F., Gómez L., Ladrón de Guevara M. L.** Transport through a quantum wire with a side quantum-dot array // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. N 8. P. 085321-1—5.
- 145. **Orellana P. A., Ladrón de Guevara M. L., Pache-co M., Latgé A.** Conductance and persistent current of a quantum ring coupled to a quantum wire under external fields // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. N 19. P. 195321-1—7.
- 146. **Orellana P. A., Pacheco M.** Persistent current magnification in a double quantum-ring system // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. N 23. P. 235330-1—6.
- 147. **Huang D., Lyo S. K., Thomas K. J., Pepper M.** Field-induced modulation of the conductance, thermoelecrtonic power and magnetization in ballistic coupled double quantum wires under a tilted magnetic field // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. N 8. P. 085320-1—10.
- 148. **Петров В. А., Сандлер И. М.** Управляемые электронные интерференционные эффекты в баллистической проводимости полупроводниковых наноструктур транзисторного типа // Микроэлектроника. 1994. Т. 23. Вып. 4. С. 3—12.
- 149. Brandbyge M., Shiøtz J., Sørensen M. R., Støltze P., Jacobsen K. W., Nørskov J. K., Olesen L., Laegsgaard E., Stensgaard I., Besenbacher F. Quantized conductance in atomsized wires between two metals // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. N 11. P. 8499—8514.
- 150. **Рит М.** Наноконструирование в науке и технике. Введение в мир нанорасчета. Москва-Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика". 2005. 160 с.
- 151. **Неволин В. К.** Вольт-амперные характеристики квазиодномерных микропроводников // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 21. С. 57—60.
- 152. **Неволин В. К.** Вольт-амперные характеристики квазиодномерных контактов S-типа // Изв. вузов. Электроника. 1997. № 5. С. 37—40.
- 153. **Неволин В. К.** Двухэлектродные элементы наноэлектроники на основе квантовых проводов // Микроэлектроника. 1999. Т. 28. № 4. С. 293—300.

- 154. Нанотехнологии в электронике / Под ред. Ю. А. Чаплыгина. М.: Техносфера. 2005. 448 с.
- 155. **Debray P., Raichev O. E., Vasilopoulos P., Rahman M., Perrin R., Mitchell W. C.** Ballistic electron transport in stubbed quantum waveguides: Experiment and theory // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. N 16. P. 10950—10958.
- 156. **Sols F., Macucci M., Ravaioli U., Hess K.** On the possibility of transistor action based on quantum interference phenomena // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 4. P. 350—352.
- 157. **Joe Y. S., Khatun M., Cosby R. M.** Quantum transport anomalies in semiconductor nanosystems // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. N 12. P. 7120—7129.
- 158. Chico L., Benedict L. X., Louie S. G., Cohen M. L. Quantum conductance of carbon nanotubes with defects // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. N 4. P. 2600—2606.
- 159. **Itoh T.** Scattering matrix of a three-terminal junction in one dimension // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. N 3. P. 1508—1511.
- 160. **Ando T.** Quantum point contacts in magnetic fields // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N15. P. 8017—8027.
- 161. **Usuki T., Saito M., Takatsu M., Kiehl R. A., Yokoyama N.** Numerical analysis of ballistic-electron transport in magnetic fields by using a quantum point contact and a quantum wire // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. N 11. P. 8244—8255.
- 162. **Xu H. Q.** Method of calculations for electron transport in multiterminal quantum systems based on real-space lattice models // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. N 16. P. 165305-1—11.
- 163. **Chen Y. P., Yan X. H., Xie Y. E.** Transport through T-shaped quantum wires under potential modulation: Lattice Green's function approach // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. N 24. P. 245335-1—7.
- 164. **Chan K. S., Wei J. H.** Quantum ballistic transport in nanowire junctions // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. N 12. P. 125310-1—16.
- 165. **Bratkovsky A. M., Sutton A. P., Todorov T. N.** Conditions for conductance quantization in realistic models of atomic-scale metallic contacts // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. N 7. P. 5036—5051.
- 166. **Jelínek P., Pérez R., Ortega J., Flores F.** Ab initio study of evolution of mechanical and transport properties of clean and contaminated Au nanowires along the deformation path // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. N 11. P. 115447-1—12.
- 167. **Lassl A., Schlagheck P., Richter K.** Effects of short-range interactions on transport through quantum point contacts: A numerical approach // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. N 4. P. 045346-1—11.
- 168. **Golizadeh-Mojarad R., Datta S.** Nonequillibrium Green's function based models for dephasing in quantum transport // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. N 8. P. 081301(R)-1—4.
- 169. **Lent C. S., Kirkner D. J.** The quantum transmitting boundary method // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 10. P. 6353—6359.
- 170. **Matveev K. A.** Conductance of a quantum wire at low electron density // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. N 24. P. 245319-1—15.
- 171. **Barnabé-Thériault X., Sedeki A., Meden V., Schönhammer K.** Junctions of one-dimensional quantum wires: Correlation effects in transport // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. N 20. P. 205327-1—13.
- 172. **Boiko I. I., Sirenko Yu. M., Vasilopoulos P.** Dielectric formalism for a quasi-one-dimensional electron gas. I. Quantum transport equations // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 9. P. 7216—7223.
- 173. **Boiko I. I., Sirenko Yu. M., Vasilopoulos P.** Dielectric formalism for a quasi-one-dimensional electron gas. II. Dielec-

- tric functions and potential correlations // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 9. P. 7224—7230.
- 174. **Sirenko Yu. M., Vasilopoulos P., Boiko I. I.** Dielectric formalism for a quasi-one-dimensional electron gas. III. Arrays of quantum wires // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 19. P. 10724—10730.
- 175. **Utecht C., Scholl E.** Real-space transfer oscillations in coupled quantum wires // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. N 5. P. 3602—3604.
- 176. **Wang J., Wang Y., Guo H.** Many-electron effects on transport through two-dimensional quantum structures // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. N 5. P. 2721—2723.
- 177. **Jaksch P., Yakimenko I., Berggren K.-F.** From quantum point contacts to quantum wires: Density-functional calculations with exchange and correlation effects // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. N 23. P. 235320-1—9.
- 178. **Berggren K.-F., Yakimenko I. I.** Effects of exchange and electron correlation on conductance and nanomagnetism in ballistic semiconductor quantum point contacts // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. N 8. P. 085323-1—7.
- 179. **Starikov A. A., Yakimenko I. I., Berggren K.-F.** Scenario for the 0,7-conductance anomaly in quantum point contacts // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. N 23. P. 235319-1—8.
- 180. **Berggren K.-F., Jaksch P., Yakimenko I.** Effects on electron interactions at crossing of Zeeman-split subbands in quantum wires // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. N 11. P. 115303-1—5.
- 181. **Mendoza B. S., del Castillo-Mussot M., Luis Mochán W.** Plasmons in a spatially modulated quasi-one-dimensional quantum wire // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. N 3.P. 1026—1029.
- 182. **Rotkin S. V., Ruda H. E., Shik A.** Universal description of channel conductivity for nanotube and nanowire transistors // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. N 8. P. 1623—1625.
- 183. **Шик А. Я.** Расчет полупроводниковой структуры с квазиодномерным электронным газом //Физика и техника полупроводников. 1985. Т. 19. Вып. 8. С. 1488—1491.
- 184. Sun Y., Kirczenow G., Sachrajda A. S., Feng Y. An electrostatic model of splitgate quantum wires // J. Appl. Phys. 1995. V. 77. N 12. P. 6361—6369.
- 185. **Reilly D. J.** Phenomenological model for the 0,7 conductance feature in quantum wires // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. N 3. P. 033309-1—4.
- 186. **Laux S. E., Stern F.** Electron states in narrow gate-induced channels in Si // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 2. P. 91–93.
- 187. **Okawa Y., Tsuchiya H., Miyoshi T.** Guided modes in a Si-quantum wire and their control // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. N 2B. P. 861—864.
- 188. **Curatola G., Iannaccone G.** Two-dimensional modeling of etched strained-silicon quantum wires // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. N 3. P. 1251—1257.
- 189. **Register L. F., Hess K.** Numerical simulation of electron transport in mesoscopic structures with weak dissipation // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. N 3. P. 1900—1907.
- 190. **Bertoni A., Bordone P., Brunetti R., Jacoboni C., Reggiani S.** Quantum logic gates based on coherent electron transport in quantum wires // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. N 25. P. 5912—5915.
- 191. **Lang N. D.** Resistance of atomic wires // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. N 7. P. 5335—5342.
- 192. Palacios J. J., Péres-Jiménez A. J., Lousis E., San Fabián E., Vergés J. A. First-principles approach to electrical transport in atomic-scale nanostructures // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. N 3. P. 035322-1—14.

- 193. **Brandbyge M., Mozos J.-L., Ordejón P., Taylor J., Stokbro K.** Density-functional method for nonequilibrium electron transport // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. N 16. P. 165401-1—17.
- 194. **Fujimoto Y., Hirose K.** First-principles calculation method of electron-transport properties of metallic nanowires // Nanotechnology. 2003. V. 14. P. 147—151.
- 195. Havu P., Havu V., Puska M. J., Nieminen R. M. Non-equilibrium electron transport in two-dimensional nanostructures modeled using Green's functions and the finite-element method // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. N 11. P. 115325-1—13.
- 196. Havu P., Puska M. J., Nieminen R. M., Havu V. Electron transport through quantum wires and point contacts // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. N 23. P. 233308-1—4.
- 197. **Majewski J. A., Birner S., Trellakis A., Sabathil M., Vogl P.** Advances in the theory of electronic structure of semiconductors // Phys. Stat. Sol (c). 2004. V. 1. N 8. P. 2003—2027.
- 198. **Wang J., Polizzi E., Lundstrom M.** A three-dimensional quantum simulation of silicon nanowire transistors with the effective-mass approximation // J. Appl. Phys. 2004. V. 96. N4. P. 2192—2203.
- 199. **Wang J., Polizzi E., Ghosh A., Datta S., Lundstrom M.** Theoretical investigation of surface roughness scattering in silicon nanowire transistors // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. N 4. P. 043101-1—3.
- 200. **Shin M.** Efficient simulation of silicon nanowire field effect transistors and their scaling behavior // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. N 2. P. 024510-1—6.
- 201. **Nehari K., Cavassilas N., Michelini F., Bescond M., Autran J. L., Lanoo M.** Full-band study of current across silicon nanowire transistors // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. N 13. P. 132112-1—3.
- 202. **Oh J. H., Ahn D., Yu Y. S., Hwang S. W.** Green-function approach to transport through a gate-surrounded Si nanowire with impurity scattering // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. N 3. P. 035313-1—7.
- 203. **Park H.-H., Jin S., Park Y. J., Min H. S.** Quantum simulation of noise in silicon nanowire transistors // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. N 2. P. 023708-1—5.
- 204. **Luisier M., Schenk A., Fichther W.** Atomistic treatment of interface roughness in Si nanowire transistors with different channel orientations // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. N 10. P. 102103-1—3.
- 205. **Gilbert M. J., Akis R., Ferry D. K.** Phonon-assisted ballistic to diffusive crossover in silicon nanowire transistors // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. N 9. P. 094303-1—8.
- 206. **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.
- 207. **Gilbert M. J., Ferry D. K.** Quantum interference in fully-depleted tri-gate quantum wire transistors: The role of inelastic scattering // IEEE Trans. on Nanotechnology. 2005. V. 4. N 5. P. 599—604.
- 208. **Akis R., Bird J. P., Ferry D. K.** The effects of inelastic scattering in open quantum dots: reduction of conductance fluctuations and description of wave-function "scarring" // J. Phys.: Condens. Matter. 1996. V. 8. P. L667—L674.
- 209. **Akis R., Ferry D. K., Bird J. P.** Magnetotransport fluctuations in regular semiconductor ballistic quantum dots // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. N 24. P. 17705—17715.

- 210. **Zibold T., Vogl P., Bertoni A.** Theory of semiconductor quantum-wire-based single- and two-qubit gates // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. N 19. P. 195301-1—14.
- 211. **Обухов И. А.** Моделирование переноса заряда в мезоскопических структурах. Севастополь: Вебер. 2005. 226 с.
- 212. **Wada Y., Uda T., Lutwyche M., Kondo S., Heike S.** A proposal of nanoscale devices based on atom/molecule switching // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. N 12. P. 7321—7328.
- 213. **von Allmen P., Hess K.** Dynamics of an atomic switch computed by first-principles molecular dynamics // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. N 7. P. 5243—5246.
- 214. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. VI. Одноэлектронные структуры // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 7. С. 10—24.
- 215. **Indlekofer K. M., Knoch J., Appenzeller J.** Quantum kinetic description of Coulomb effects in one-dimensional nanoscale transistors // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. N 12. P. 125308-1—7.
- 216. **International** Technology Roadmap for Semiconductors: 1999 edition. Austin, TX: International SEMATECH, 1999; 2005 edition; 2007 edition.
- 217. **Palm T., Thylén L., Nilsson P., Svensson C.** Quantum interference devices and field-effect transistors: A switch energy comparison // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. N1. P. 687—694.
- 218. **Kelly M. J.** The poor prospects for one-dimensional devices // Int. J. Electronics. 1993. V. 75. N 1. P. 27—40.
- 219. **Technology** Roadmap for Nanoelectronics / Ed. by R. Compaňó. EC 1ST programme Future and Emerging Technologies, Second Edition, 2000. 104 p.
- 220. **Whang P., Jin S., Lieber C. M.** Large-scale hierarchical organization of nanowires for functional nanosystems // Jpn. J. Appl. Phys. 2004. V. 43. N 7B. P. 4465—4470.
- 221. **Lu W., Lieber C. M.** Semiconductor nanowires // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. R387—R406.
- 222. Cho K. H., Yeo K. H., Yeoh Y. Y., Suk S. D., Li M., Lee J. M., Kim M.-S., Kim D.-W., Park D., Hong B. H., Jung Y. C., Hwang S. W. Experimental evidence of ballistic transport in cylindrical gate-all-around twin silicon nanowire metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. N 5. P. 052102-1—3.
- 223. **Kobayashi M., Hiramoto T.** Experimental study on quantum confinement effects in silicon nanowire metal-oxide-semiconductor field-effect transistors and single-electron transistors // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. N5. P. 053709-1—6.
- 224. **Наноматериалы.** Нанотехнологии. Наносистемная техника. Мировые достижения за 2005 год / Сб. под ред. П. П. Мальцева. М.: Техносфера, 2006. 152 с.
- 225. **Пул-мл. Ч., Оуэнс Ф.** Нанотехнологии. М.: Техносфера, 2006. 336 с.
- 226. **Дьячков П. Н.** Углеродные нанотрубки: строение, свойства, применения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний. 2006. 293 с.
- 227. **Нанотехнологии.** Наноматериалы. Наносистемная техника. Мировые достижения 2008 год / Сб. под ред. П. П. Мальцева. М.: Техносфера. 2008. 432 с.
- 228. **Hoenlein W.** New prospects for microelectronics: Carbon nanotubes // Jpn. J. Appl. Phys. 2002. V. 41. N 6B. P. 4370—4374.

## Материаловедческие и технологические основы **МНСТ**

УДК 621.382.002

М. А. Кузнецова, аспирант, мл. науч. сотр., В. В. Лучинин, д-р техн. наук, проф., А. Ю. Савенко, инженер, Центр микротехнологии и диагностики Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета "ЛЭТИ", e-mail: cmid@eltech.ru

# ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИМЕНЕНИЯ НАНОРАЗМЕРНОЙ ИОННО-ЛУЧЕВОЙ ТЕХНОЛОГИИ ПРИ СОЗДАНИИ ИЗДЕЛИЙ МИКРО- И НАНОСИСТЕМНОЙ ТЕХНИКИ

Представлены результаты разработки комплекса технологических операций на основе остросфокусированного ионного пучка, включающего наноразмерное прецизионное локальное ионно-лучевое травление, ионностимулированное химическое травление и ионно-стимулированное осаждение различных материалов. Определена связь основных параметров ионного пучка с достигаемыми характеристиками процессов локального травления и нанесения базовых материалов электронной техники. Приводятся примеры практического применения FIB-технологии при создании, модификации и препарировании приборов нано- и микросистемной техники.

**Ключевые слова:** фокусированный ионный пучок, ионно-лучевое травление, ионно-стимулированное травление и осаждение.

#### Введение

Эволюция конструктивно-технологических решений в области разработки и создания элементной базы электронной техники характеризуется в настоящее время следующими тенденциями:

- переходом от микро- к наноразмерам, стимулированным быстрым развитием сверхинтегрированных быстродействующих информационных систем и микроволновой электроники гигагерцового диапазона частот;
- активным использованием не только поверхности кристалла, но и третьего измерения, что свя-

- зано с расширением рынка изделий микросистемной техники (МСТ);
- внедрением в практику структур с полной диэлектрической изоляцией, а также нетрадиционных материалов электронной техники, например карбида кремния (SiC), что связано с ужесточением требований к надежности и условиям эксплуатации электронной компонентной базы (ЭКБ).

Данные тенденции определяют необходимость развития прецизионных гибких методов наноразмерной обработки материалов электронной техники для решения задач создания ЭКБ и ее исследования.

В качестве базовой технологии для решения перечисленных задач в настоящей работе выбрана наноразмерная ионно-лучевая обработка материалов. В работе проведен комплекс исследований в области ионно-лучевого травления, основанного на локальном ионном распылении материалов под действием острофокусированного ионного пучка (focused ion beam — FIB) при высоких ускоряющих напряжениях [1—3], а также для реализации процессов локального избирательного травления и осаждения материалов с использованием активации остросфокусированным ионным пучком газовых реагентов, т. е. с помощью ионно-стимулированных химических реакций.

Характеризуя выбранную технологию, следует выделить следующие особенности ионного пучка как средства воздействия на вещество [2]:

- возможность фокусировки ионного пучка в зонд с наноразмерными геометрическими параметрами, что наряду с малой длиной пробега ионов в твердом теле предопределяет возможность получения высокого пространственного разрешения;
- эффективное взаимодействие ионного пучка с веществом, находящимся не только в твердом, но и в газообразном состоянии, благодаря чему могут быть реализованы стимулированные процессы травления и осаждения;
- возможность гибкого управления ионным зондом в пространстве и во времени, что определяет малые времена адаптации ионно-лучевого технологического комплекса для решения задач наноразмерной обработки по заданному геометрическому закону;
- возникновение вторичных электронов и ионов при взаимодействии ионного пучка с веществом, что определяет возможность наблюдения резуль-

тата процесса обработки с высоким пространственным разрешением непосредственно в технологической камере в микроскопическом режиме с представлением информации в цифровой форме.

Указанные особенности наноразмерных ионных пучков открывают новые возможности в достижении конечного результата по отношению к широкой гамме материалов электронной техники с обеспечением требуемых точностных параметров обработки и препарирования объектов микро- и нанотехники [4—6]. Аппаратуру для реализации процессов сверхпрецизионной ионно-лучевой обработки можно отнести к уникальному оборудованию и на период начала реализации представленной работы практически отсутствовали системные исследования, позволяющие целенаправленно реализовать совокупность технологических операций с использованием остросфокусированного ионного пучка для решения следующих задач:

- изготовления микро- и наноразмерных 3D- и 2Dобъектов;
- сверхлокального препарирования гомогенных и гетерогенных микро- и наноразмерных объектов в целях анализа внутренней архитектуры и топологии;
- ремонта и реконструкции объектов микроэлектроники [7] и микромеханики в целях обеспечения требуемых технических параметров при минимизации временных и экономических затрат.

Дополнительную актуальность данной работе придает и тот факт, что оборудование на основе так называемой FIB-технологии оказалось достаточно востребованным при переходе к наноразмерным объектам и становится все более доступным для научно-производственных и образовательных организаций.

Цель данной работы — исследование процессов сверхлокального и локально-селективного воздействия остросфокусированного ионного пучка на вещество для препарирования, формирования и модификации двумерных и трехмерных микро- и наноразмерных объектов.

В рамках поставленной цели в данной работе решались следующие задачи:

- исследование процессов обработки материалов электронной техники остросфокусированным ионным пучком в целях формирования 2D- и 3D- областей с минимальными геометрическими размерами и максимальным аспектным отношением в условиях обеспечения малых времен адаптации аппаратуры для создания требуемых микро- и наноразмерных объектов;
- исследование процессов ионно-стимулированного химического травления кремния, карбида кремния, диоксида кремния, алюминия и углерода для достижения максимальной селективности процессов избирательного травления;

• исследование процессов ионно-стимулированного химического локального осаждения по заданному топологическому закону слоев коммутации на основе платины и слоев изоляции в виде оксидов кремния при обеспечении максимального пространственного разрешения и требуемых электрических характеристик конструктивных элементов микроприборов.

## Аппаратурное обеспечение технологии фокусированного ионного пучка

Основной цикл технологических исследований проводился на установке остросфокусированного ионного пучка Strata FIB 205 фирмы FEI (рис. 1, см. третью сторону обложки).

Комплекс основан на галлиевом источнике ионов с возможностью их ускорения до 30 кВ. Согласно паспортным данным минимальный диаметр ионного пучка составляет 7 нм. Переход от технологических режимов к микроскопическому режиму работы комплекса осуществляется варьированием значения ионного тока в диапазоне 1...20 000 пА. В камере установлен автоматически управляемый прецизионный механический стол, на котором размещены четыре электрических зонда с пьезоприводом для их перемещения. Точность позиционирования зондов — 4 нм. Зонды обеспечивают возможность контактирования с токоведущими элементами любого исследуемого объекта. Все процессы осуществляются в вакууме.

Базовыми технологическими операциями, которые могут быть реализованы в FIB-станции, являются:

- ионно-лучевое травление, основанное на сверхпрецизионном ионном распылении под действием остросфокусированного ионного пучка при высоком ускоряющем напряжении;
- селективное ионно-стимулированное травление, основанное на локальной ионной активации процесса при введении в зону обработки химически активного газа-травителя;
- ионно-стимулированное осаждение, основанное на локальной ионной активации процесса при введении в зону обработки химически активного газа — источника осаждаемого материала.

В техническом описании к установкам подобного класса, как правило, приведены лишь базовые режимы работы, практически полностью отсутствуют информация и рекомендации по реализации на базе FIB конкретных технологических операций. В связи с чем был сделан вывод о необходимости проведения комплексного исследования процессов взаимодействия остросфокусированного ионного пучка с различными веществами при препарировании, формировании и модификации двумерных и трехмерных микро- и наноразмерных объектов. Для достижения максимальных пространственного разрешения, аспектного отношения и избирательности необходимо понимание взаимосвязи между достигаемыми технологическими характеристиками и режимами

работы ионно-зондовой аппаратуры, включая оптимизацию ее энергетических параметров (токов ионного пучка, ускоряющих напряжений) и используемых химических источников.

## Наноразмерное ионно-лучевое травление

Рассмотрим процессы локального ионно-лучевого травления материалов без использования дополнительных химических реагентов. Был проведен анализ зависимости диаметра ионного пучка от силы ионного тока, а также влияния ускоряющего напряжения, качества фокусировки и продолжительности воздействия ионного пучка на конечный результат создания структур, т. е. получения наилучших или контролируемых пространственного разрешения и аспектного отношения. Для установления взаимосвязи указанных параметров был проведен ряд экспериментов.

Объектами исследования являлись два типа структур: 3D-структуры с большим аспектным отношением (рис. 2, a, 3, a) и предельно высоким латеральным пространственным разрешением, а также плоские 2D-структуры (рис. 2,  $\delta$ , 3,  $\delta$ ) с задаваемыми латеральными размерами 1  $\times$  5 мкм.

Установлено, что при травлении узких трехмерных канавок с требованиями максимального аспектного отношения имеет место 5—8-кратное увеличение зоны обработки по сравнению с диаметром ионного пучка  $L_{\rm V} \geqslant 5d$  (рис. 4). Аналогичная тенденция наблюдается и для 2D-структур:  $\Delta L_{\rm III} \geqslant 5d$ , однако данный эффект проявляется слабее. По мере увеличения тока ионного пучка имеет место ухудшение разрешения, определяемое уширением ионного пучка.

При оценке аспектного отношения в зависимости от тока пучка для 3D-канавок установлено (рис. 5), что исходя из конструктивных особенностей фокусирующей колонны в интервале токов ионного пучка 500...3000 пА достигается максимальная плотность тока  $j_b$  в ионном пучке (примерно  $100 \text{ A/cm}^2$ ). В этих условиях аспектное отношение для 3D-структур достигает 1:8. При этом с увеличением продолжительности процесса экспонирования глубина обработки растет. В то же время очевидно, что увеличение глубины травления в узкой канавке будет стимулировать ухудшение пространственного разрешения за счет неидеальности фокусировки ионного пучка и влияния продуктов распыления.

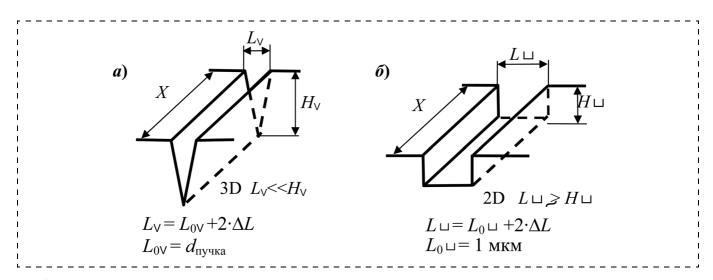


Рис. 2. Два вида реализуемых тестовых структур:

a — узкая канавка (сканирование по линии);  $\delta$  — широкая полость (сканирование по площади)

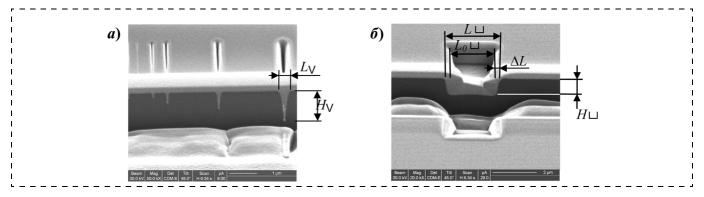


Рис. 3. Поперечные сечения вытравленных в кремнии тестовых структур двух видов: a- канавка:  $\delta-$  полость

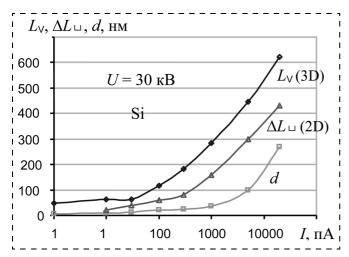


Рис. 4. Зависимость минимальной ширины структуры  $L_{\rm V}$ , уширения  $\Delta L_{\rm Ll}$  2D-структуры и диаметра ионного пучка d от тока пучка

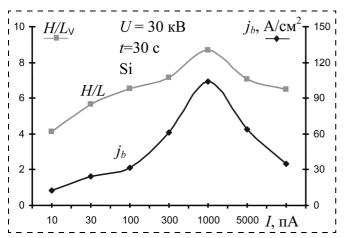


Рис. 5. Аспектное отношение H/L в зависимости от тока I и плотности тока ионного пучка  $j_h$ 

Анализ влияния ускоряющего напряжения на глубину травления для двух типов канавок показал (рис. 6), что, как и ожидалось, с ростом ускоряющего напряжения глубина обработки растет. Однако для 3D-структур, т. е. узких канавок, в силу ранее указанных особенностей распыления, определяемых не только плотностью тока, но и ускоряющим напряжением, может наблюдаться эффект уменьше-

ния скорости травления при росте ускоряющего напряжения. Очевидно, что рост глубины травления отрицательно сказывается на процессе удаления материала из зоны обработки, особенно в условиях узких канавок.

В целях определения влияния угла падения ионного пучка на процесс распыления были сняты зависимости (рис. 7) коэффициента распыления при различных

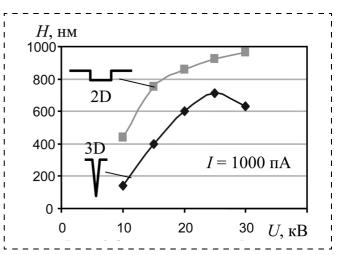


Рис. 6. Зависимость глубины травления кремния от ускоряющего напряжения для 2D- и 3D-структур

углах падения ионов на подложку кремния. Было установлено сильное влияние угла падения ионов на коэффициент распыления по ранее известному закону 1/соѕф. При нормальном падении ионов коэффициент распыления кремния составлял 2,5 атом/ион, что достаточно хорошо совпадает с известными литературными данными.

Для сравнения коэффициентов распыления традиционного (кремния) и перспективного (карбида кремния) материалов электронной техники была осуществлена их экспериментальная оценка в зависимости от токов ионного пучка (рис. 8). Спад значений коэффициента распыления с ростом значений ионного тока может быть объяснен эффектом расфокусировки ионного пучка, что указывает на необходимость тщательного контроля данного параметра.

Таким образом, установлено, что при ионно-лучевом травлении материалов остросфокусированным ионным пучком основным параметром оптимизации в достижении требуемого пространственного разрешения и аспектного отношения при ионно-лучевом наноразмерном травлении является ток ионного пучка.

Исследование методами рентгеноспектрального микроанализа и дифракции быстрых электронов влияния ионов галлия достаточно высоких энергий

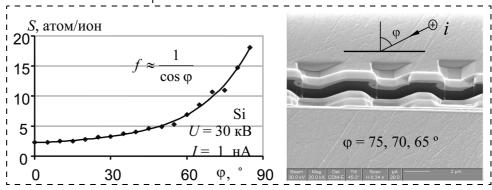


Рис. 7. Коэффициент распыления в зависимости от угла падения ионов

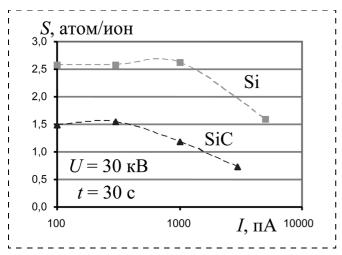


Рис. 8. Коэффициенты распыления кремния и карбида кремния

на поверхность обрабатываемого материала при высоких ускоряющих напряжениях (до 30 кВ) и дозах до 10 мкКл/см<sup>2</sup> показало значительную модификацию структуры приповерхностного слоя кремния с образованием аморфизированного слоя толщиной до 50 нм. Одновременно установлено, что обрабатываемая ионным пучком поверхность кремния содержит значительное количество галлия. Данный обнаруженный эффект может быть учтен на последующих этапах обработки материалов остросфокусированным ионным пучком, когда вместо жесткого ионно-лучевого воздействия на твердое тело используется стимулированное ионным пучком газовое химическое травление за счет введения в зону реакции химически активных сред в виде  $XeF_2$  или  $I_2$ .

## Стимулированное ионным пучком локально-селективное химическое травление

Рассмотрим процессы ионно-стимулированного химического травления различных материалов электронной техники Si, SiC, SiO $_2$ , Al, C (графит) с помощью газовых химических реагентов  $I_2$ ,  $XeF_2$ ,  $H_2O$ , вводимых в реакционный объем.

Основной задачей данного этапа работы являлось установление оптимальных режимов ионно-стимулированного травления в целях достижения скорости травления и избирательности. Сканирование осуществлялось по шаблону  $1 \times 5$  мкм.

Рис. 9 иллюстрирует изменение скорости травления одного из наиболее устойчивых к химическому травлению материалов — карбида кремния. В приведенной таблице обобщены результаты исследований по оценке скорости (эффективности) травления, представленной как отношение травящегося объема к дозе воздействия (мкм<sup>3</sup>/нКл). Как и предполагалось, фторсодержащие реагенты наиболее эффективны по отношению к кремнию и кремнийсо-

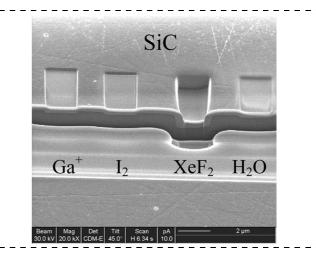


Рис. 9. Ионно-стимулированное химическое травление SiC различными реагентами

## Скорость (эффективность) ионно-стимулированного химического травления, мкм<sup>3</sup>/нКл

Manager	Реагент			
Материал	Ga <sup>+</sup>	$I_2$	XeF <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O
Si	0,35	0,88	9,52	0,45
SiC	0,23	0,16	0,93	0,20
Al	0,29	2,18	0,43	0,10
С (графит)	0,23	0,41	0,80	0,35
SiO <sub>2</sub>	0,35	0,32	1,47	0,17

держащим соединениям, в то время как для металла алюминия наиболее пригоден галоген—йод.

Полученные данные по скоростям травления газовыми реагентами в условиях ионно-стимулированных химических реакций позволили построить диаграмму избирательности процессов ионно-стимулированного химического травления (рис. 10, см. третью сторону обложки). Например, в случае травления кремния переход от ионно-лучевого травления ионами галлия к ионно-химическому травлению с  $XeF_2$  обеспечивает увеличение скорости почти в 30 раз.

В условиях ионно-стимулированного химического травления определено влияние плотности тока и ускоряющего напряжения на химическую избирательность процесса и эффективность травления (рис. 11). Установлено значительное влияние плотности ионного тока, с возрастанием которого эффективная скорость травления падает, достигая скоростей ионно-лучевого распыления. Поэтому в качестве одного из основных контролируемых параметров в ионно-стимулированном процессе выбрана именно плотность ионного тока  $j_S$ . При ее высоких значениях ухудшается селективность процесса, но она необходима для достижения собствен-

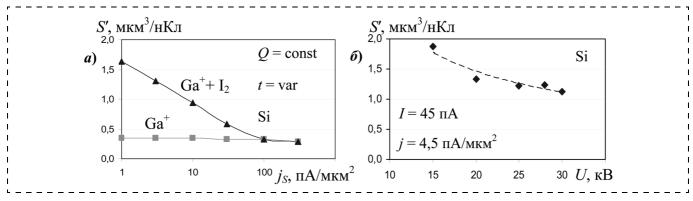


Рис. 11. Эффективность ионно-стимулированного химического травления с участием І2 в зависимости от:

a — плотности тока;  $\delta$  — ускоряющего напряжения

но процесса травления по заданному геометрическому закону.

Экспериментально установлено также уменьшение эффективности травления от ускоряющего напряжения. При контролируемых (устанавливаемых оператором) токах ионного пучка рост ускоряющего напряжения способствует фокусировке и приводит к увеличению плотности тока в зоне обработки, что повышает локальность процесса, но уменьшает его химическую составляющую.

Таким образом, установлено, что при ионно-стимулированном химическом травлении скорость процесса травления различных материалов определяется выбором активируемого химического агента и плотностью тока ионного пучка, а обеспечение требуемой селективности травления достигается выбором оптимального значения плотности тока при определенных ускоряющих напряжениях.

## Стимулированное ионным пучком осаждение материалов

Исходя из предоставленных аппаратурой возможностей исследовались процессы ионно-стимулированного осаждения платины из ее металлорганического соединения и оксида кремния из тетраэтоксисилана.

Предметом исследования являлась достижимая скорость осаждения вышеуказанных материалов и

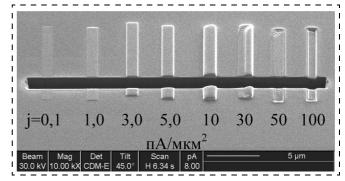


Рис. 12. Ионно-стимулированное осаждение структур Pt

оценка ухода реальных геометрических параметров в зоне осаждения Pt и  $\mathrm{SiO}_x$  от заданной области сканирования ионным пучком. Результаты исследования в зависимости от плотности тока (как и в случае ионно-химического травления) представлены на рис. 12. В рамках практически используемых плотностей тока, которые, как ранее было показано, должны влиять на скорость протекания ионно-стимулированных химических процессов и на пространственное разрешение, установлено значительное различие в поведении зависимостей скоростей осаждения Pt и  $\mathrm{SiO}_x$  (рис. 13). В случае осаждения Pt установлено оптимальное значение плотности тока, выше которой наблюдается вместо роста скорости

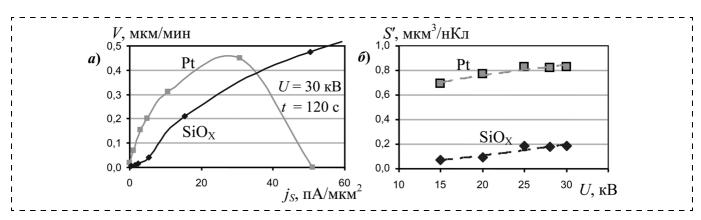


Рис. 13. Ионно-стимулированное химическое осаждение:

a — зависимость скорости осаждения V от плотности тока;  $\delta$  — эффективность S' от ускоряющего напряжения

осаждения материала ее спад вплоть до перехода от роста к травлению. В условиях высокой плотности ионного тока проявляется недостаток химически активного реагента для протекания стимулированных химических реакций, что повышает вероятность перехода к ионно-лучевому травлению. В то же время в указанном интервале плотностей тока для  $\mathrm{SiO}_{\chi}$  спад скорости роста не наблюдался, что может найти свое объяснение в более низкой активности процесса разложения тетраэтоксисилана по сравнению с металлорганическим соединением  $\mathrm{Pt}$ .

На это же указывает зависимость (см. рис. 13) эффективности осаждения Pt и  $\mathrm{SiO}_X$  (в ранее принятой форме в мкм<sup>3</sup>/нКл) от ускоряющего напряжения, значения которых отличаются в несколько раз. Рост ускоряющего напряжения вызывает незначительное увеличение эффективности осаждения, что объясняется повышением энергии ионного пучка, стимулирующего химические превращения.

Таким образом, при ионно-стимулированном осаждении материала определяющим фактором в обеспечении скорости процесса является плотность тока ионного пучка, оптимальное значение которой устанавливается исходя из соотношения скоростей процессов осаждения и перераспыления осаждаемого материала, а локальность процесса осаждения, т. е. латеральное пространственное разрешение, ухудшается в условиях больших значений токов и ускоряющих напряжений.

Анализ состава осаждаемых слоев Pt и  $\mathrm{SiO}_{x}$  показал, что, несмотря на их пригодность для выполнения функций коммутации и изоляции, в их состав входят химические элементы, присутствующие в исходных газовых реагентах.

## Практическое использование процессов ионно-лучевой наноразмерной обработки

Широкое применение технология фокусированного ионного пучка находит при решении задач прецизионного сверхлокального препарирования различных объектов электронной техники [1, 7], наноразмерной обработки кремния, карбида кремния и вольфрама для формирования мат-

риц автоэмиссионных острий и ионной заточки зондов атомно-силовой микроскопии. Использование технологии фокусированного ионного пучка дает значительные преимущества при создании экспериментальных образцов приборов [6], отработке конструкции и проверке работоспособности изделий, а также при единичном или мелкосерийном производстве.

Сопоставление качества поверхности, получаемой травлением остросфокусированным ионным пучком и реактивным ионно-плазменным

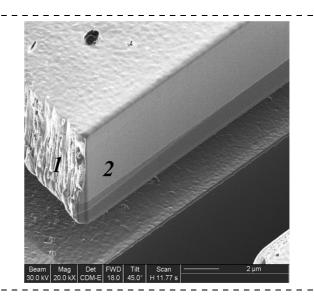


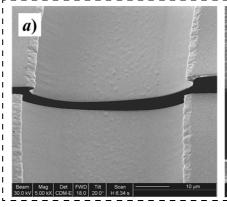
Рис. 14. Сравнение качества травления карбида кремния традиционным реактивным ионно-плазменным методом (1) и остросфокусированным ионным пучком (2)

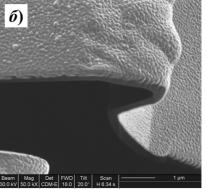
травлением, показано на примере перерезания SiC-маятника акселерометра на глубину более 5 мкм (рис. 14). Достигнуто уменьшение шероховатости SiC с 0,3 мкм до уровня менее чем 0,02 мкм.

Рис. 15, a показывает пример поперечного среза мембраны, дающего представление о форме профиля гофра. Данный срез, например, выявляет наличие "козырька" в профиле (рис. 15,  $\delta$ ), вызванного подтравом на предыдущих технологических этапах.

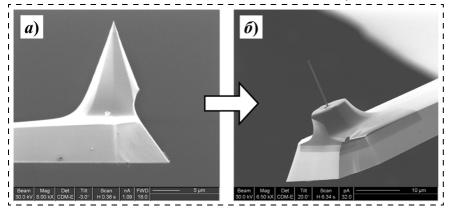
Возможность реализации ионно-лучевой наноразмерной обработки практически любых материалов предопределила использование в данной работе ионного пучка для ионного утонения (заточки) зондов для атомно-силовой микроскопии в целях получения зондов с максимальным аспектным отношением (рис. 16). В ходе выполнения экспериментов на базе стандартных кантилеверов были получены образцы АСМ-зондов с аспектным отношением до 1 : 20 при радиусе активной части в интервале 60...100 нм.

В рамках использования ионно-лучевых технологий для формирования нового поколения 2D-и 3D-приборов с наноразмерными активными об-

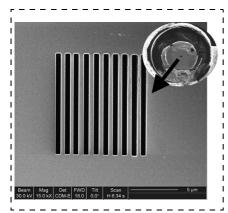




**Рис. 15. Препарирование мембраны в области гофра:** a — общий вид гофра мембраны толщиной 0,2 мкм;  $\delta$  — фрагмент изгиба гофра



**Рис. 16. Ионное травление зонда АСМ:** a — до обработки;  $\delta$  — после обработки



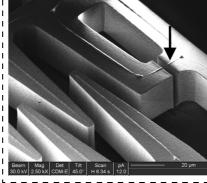


Рис. 18. Дифракционная решетка с шагом 0,5 мкм на торце оптоволокна

Рис. 19. Изменение упругости кремниевого подвеса микроэлектромеханической системы

ластями были созданы планарные и трехмерные автоэмиссионные структуры (рис. 17, см. третью сторону обложки) [8]. Планарные конструкции формировались в виде вольфрамового острия на диэлектрической подложке, а 3D-структуры представляли собой матрицы автоэмиссионных острий из кремния и карбида кремния. Сформированные автоэмиссионные структуры показали свою работоспособность, что подтверждено получением экспериментальных вольтамперных характеристик, которые имеют вид, типичный для автоэлектронной эмиссии в рамках представлений Фаулера-Нордгейма.

Была изготовлена дифракционная оптическая решетка, имеющая шаг структуры 0,5 мкм и глубину 0,1 мкм (рис. 18). Решетка формировалась на торце одномодового волокна (SiO<sub>2</sub>) на его центральной светопроводящей части, имеющей диаметр 9 мкм. Перед созданием дифракционной решетки на центральной части торца оптоволокна, непосредственно в комплексе Strata FIB 205, ионно-стимулированным осаждением формировался тонкий слой платины (50 нм), предназначенный для стока заряда, что необходимо для устойчивой работы ионного пучка, по диэлектрическим материалам. Изготовленные дифракционные решетки имели требуемую форму, задаваемую шаблоном для сканирования ионным пучком.

Экспериментальные измерения показали характерное периодическое пространственное распределение излучения, выводимого через дифракционную решетку.

Для корректировки электрических и механических параметров приборов МСТ может применяться изменение геометрии их элементов. На рис. 19 представлен фрагмент маятника микрогироскопа, модифицируемый за счет локального ионнолучевого перерезания кремниевой балки толщиной более 20 мкм. Данная операция позволяет проводить настройку прибора, такую как изменение резонансной частоты, корректировка упругости подвеса и чувствительности системы в целом.

Также полученные результаты были использованы при решении следующих задач:

- формирование электрических контактов для вискеров размером  $0.2 \times 5$  мкм, размещенных на изолирующей подложке, в целях измерения их электрических характеристик;
- создание тонких пластинок актюаторов из материалов с памятью формы для применения в МОЭМС и микропинцетов размерами  $10 \times 10 \times 0.1$  мкм;
- изготовление на поверхности кремниевых пластин рельефа определенной формы (обычно периодической), распределенного по площади относительно больших размеров; этот рельеф может применяться в качестве дифракционных оптических элементов, а также для задания структуры фотонных кристаллов.

#### Выводы

1. Исследованы процессы ионно-лучевого травления базовых материалов электронной техники: кремния и карбида кремния. Установлена взаимосвязь основных параметров процесса, включая: скорость травления, коэффициент распыления, минимальные топологические размеры, аспектное отношение с режимами обработки остросфокусированным ионным пучком при изменении ускоряющего напряжения, тока ионного пучка и продолжительности воздействия. Показано, что основным параметром оптимизации в достижении требуемого пространственного разрешения и аспектного отношения при ионно-лучевом наноразмерном травлении является ток ионного пучка. Измерены коэффициенты распыления базовых материалов электронной техники — кремния и карбида кремния, которые составили 2,5 и 1,5 атом/ион

соответственно. Определена зависимость скорости распыления от угла падения ионного пучка.

- 2. Исследованы процессы ионно-стимулированного химического травления ряда материалов электронной техники: Si, SiC, SiO $_2$ , Al и графита. Показано, что при ионно-стимулированном химическом травлении скорость процесса травления различных материалов, наряду с составом активируемого химического агента, в значительной степени определяется выбором плотности ионного тока. Определены селективности травления для указанной выше совокупности материалов по отношению к двум основным ионно-активируемым химическим агентам  $I_2$  и  $XeF_2$ .
- 3. Исследованы процессы ионно-стимулированного химического локального осаждения платины и оксида кремния, разработана методика их нанесения по заданному топологическому закону для формирования слоев коммутации на основе  $\operatorname{Pt}$  и слоев изоляции в виде  $\operatorname{SiO}_{x}$ . Показано, что при ионно-стимулированном осаждении материалов определяющим фактором в обеспечении скорости процесса является плотность ионного тока, а локальность, т. е. латеральное пространственное разрешение, ухудшается при больших значениях токов ионного пучка и ускоряющих напряжений.
- 4. Разработан комплекс процессов сверхлокального препарирования, модифицирования и формообразования объектов микро- и наносистемной техники с использованием остросфокусированного ионного пучка в режимах локального и избирательного травления, а также локального осаждения материалов.

Представленные результаты были использованы при формировании различных структур (дифракционные оптические решетки, автоэмиссионные острия, зонды для АСМ специальной формы), а также при изменении геометрии приборов, препарировании и анализе конструктивных особенностей МСТ.

#### Список литературы

- 1. **Moore D. F., Daniel J. H., Walker J. F.** Nano- and micro-technology applications of focused ion beam processing // Microelectronics Journal. 1997. V. 28. N. 4. P. 465—473.
- 2. **Orloff J., Utlaut M., Swanson L.** High Resolution Focused Ion Beams. Kluwer Academic, 2003.
- 3. **Лучинин В. В., Савенко А. Ю.** Наноразмерные ионнолучевые технологии // Нанотехнология: физика, процессы, диагностика, приборы. Монография / Под ред. В. В. Лучинина и Ю. М. Таирова. М.: Физматлит, 2006. С. 284—304.
- 4. **Лучини В. В., Савенко А. Ю., Тагаченков А. М.** Методы микро- и наноразмерной обработки материалов и композиций // Петербургский журнал электроники. 2005. № 2. С. 3—14.
- 5. **Лучинин В. В., Савенко А. Ю.** Технология локального прецизионного травления фокусированным ионным пучком // Вакуумная техника и технология. 2008. Т. 18. № 3. С. 191—195.
- 6. **Reyntjens S.** Three Dimensional Micromachining for Microelectromechanical Systems (MEMS): Belgium, Leuven. Katholieke Universiteit. 2002.
- 7. **Кузнецова М. А., Лучинин В. В., Савенко А. Ю.** Ионно-лучевая технология сверхлокального препарирования интегральных схем // Известия СПбГЭТУ "ЛЭТИ". Сер. Физика твердого тела и электроника. 2006. № 2. С. 28—35.
- 8. Патент RU 67775 Российской Федерации МПК H01J 37/20, H01J 37/30/ от 27.10.2007. Устройство для моделирования вакуумной электродной системы // В. В. Лучинин, А. Ю. Савенко. Заявка № 2007116547/22 от 02.05.2007, бюл. № 30. Приоритет 02.05.2007.

УДК 538.9

С. В. Дайнеко, аспирант,

**А. А. Чистяков**, д-р физ.-мат. наук, проф., Московский инженерно-физический институт (Государственный университет);

**М. Г. Тедорадзе**, канд. хим. наук,

Институт физической химии и электрохимии РАН, г. Москва,

e-mail: s.daineko@gmail.com

## МНОГОСЛОЙНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И НАНОЧАСТИЦ CdSe и CdSe/ZnS. ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА

Получены и исследованы многослойные структуры на основе матриц наночастиц CdSe и CdSe/ZnS в органических полупроводниках. Показано, что в органическом полупроводнике типа полиимида наличие наночастиц приводит к появлению фотовольтаического эффекта.

Процессы переноса носителей исследованы методом лазерной люминесценции. Взаимодействие между наночастицами и молекулами данных органических полупроводников происходит посредством переноса заряда. Использование наночастиц CdSe, внедренных в органический полупроводник, перспективно для повышения эффективности фотовольтаических явлений в многослойных структурах на основе органических полупроводников.

**Ключевые слова:** наночастицы, фотовольтаический эффект, солнечные ячейки, люминесценция.

В настоящее время много внимания уделяется исследованию наноразмерных полупроводниковых структур, в частности, наночастиц CdSe/ZnS. Интерес к наночастицам обусловлен в первую очередь сильным влиянием их размера на оптические свойства [1, 2]. Много внимания уделяется созданию новых светоизлучающих структур [3] и фотовольтаических элементов на основе наночастиц CdSe и CdSe/ZnS [4, 5].

В данной работе рассматриваются фотофизические и электрофизические свойства многослойных струк-

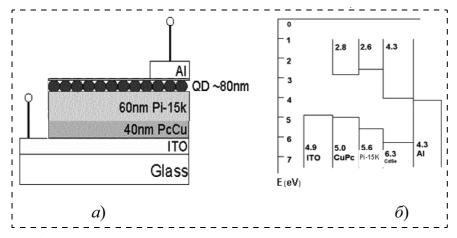


Рис. 1. Многослойная структура:

a — схематическое изображение;  $\delta$  — энергетическая схема

тур на основе матриц наночастиц CdSe и CdSe/ZnS в различных органических полупроводниках.

Наночастицы CdSe и CdSe/ZnS выращивались путем синтеза из металлоорганических соединений [1]. Средний размер наночастиц составил  $4.4 \pm 0.4$  нм. Были изготовлены и исследованы многослойные структуры на базе наночастиц, внедренных в органические полупроводники MEH-PPV и полиимид (рис. 1). На подложку с нанесенным на нее слоем ITO (индиево-оловянный оксид) напылялся в вакууме слой РсСи (фталоцианин меди) толщиной 30—40 нм. Далее методом spin-coating наносился слой органического полупроводника, содержащий очищенные от избытка ТОРО (триоктилфосфиноксид) наночастицы. Толщина слоев — 8—10 нм. Для улучшения качества границ раздела между слоями проводилась обработка ІТО в кислородной плазме. Методом АСМ было установлено, что обработка приводила к уменьшению шероховатостей ITO.

Люминесценция структур возбуждалась излучением второй и четвертой гармоник неодимового лазера (длины волн 532 и 266 нм, длительность импульсов 40 нс, частота следования 50  $\Gamma$ ц, плотность мощности на образцах от  $1 \cdot 10^4$  до  $4 \cdot 10^6$  BT/cm<sup>2</sup>).

Проведено сравнение фотолюминесценции матриц наночастиц CdSe и CdSe/ZnS в различных органических полупроводниках при воздействии видимого и ультрафиолетового лазерного излучения. На рис. 2 представлен спектр люминесценции органического полупроводников МЕН-PPV и полиимида Рі-А6 с внедренными наночастицами. Обращает на себя внимание, что люминесценция квантовых точек в матрице органического полупроводника МЕН-РРУ не проявляется. Для полупроводника Рі-А6, не обладающего собственной люминесценцией (при возбуждении в видимой области), в случае наночастиц без оболочки также люминесценция практически отсутствует. Для наночастиц с оболочкой наблюдается крайне слабая люминесценция. Между тем известно, что квантовый выход люминесценции даже без оболочки в полимерных матрицах крайне высок и может достигать 50 %.

На рис. 3 представлены вольт-амперные характеристики, полученные при подсветке изготовленных многослойных структур некогерентным излучением со спектром, близким к спектру солнечного излучения и плотностью мощности 1  $BT/cm^2$ . Видно, что наличие квантовых точек в матрице органического полупроводника приводит к существенному возрастанию фототока. Совокупность полученных экспериментальных результатов по лазерной люминесценции и фотовольтаике позволяет предположить, что возбуждение квантовых точек излучением видимого света вызывает эффективный

перенос носителей на органический полупроводник, что и приводит к подавлению излучательной рекомбинации в квантовых точках. Часто для повышения фототока в структурах на основе органиче-

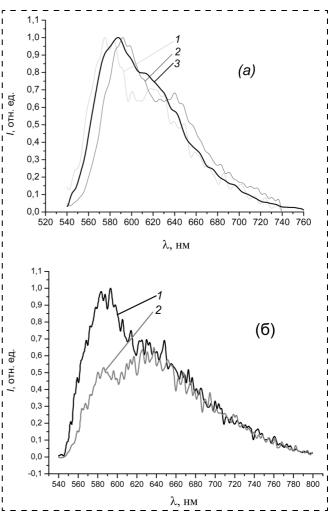


Рис. 2. Нормированные спектры люминесценции многослойных структур:

 $a-{
m ITO/MEH-PPV}$ : CdSe (  $\it I$ ), ITO/CuPc/MEH-PPV : CdSe (  $\it 2$ ), а также пленки MEH-PPV на стекле (3); б — ITO/CuPc/Pi-A6 : CdSe(ZnS) (  $\it I$ ), ITO/CuPc/Pi-A6 : CdSe (  $\it 2$ )

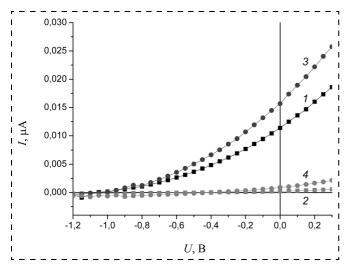


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики многослойных структур: ITO/MEH-PPV: CdSe/Al~(1- световой, 2- темновой), ITO/CuPc/MEH-PPV: CdSe/Al~(3- световой, 4- темновой)

ских полупроводников используют слои CuPc, обладающего полосой поглощения в видимой области и являющегося эффективным источником фотовозбужденных носителей. Однако, как видно из эксперимента, вклад этого слоя по сравнению с квантовыми точками является незначительным.

Были проведены исследования вольт-амперных характеристик многослойных структур на основе органических полупроводников, содержащих наночастицы CdSe и CdSe/ZnS (рис. 3). Обнаружено, что включение наночастиц в матрицу из органических полупроводников приводит к повышению проводи-

мости и возникновению фотовольтаического эффекта в структурах на основе полиимида. Обработка ITO в кислородной плазме приводила к повышению фотовольтаического преобразования в исследованных многослойных структурах в несколько раз. Таким образом, использование наночастиц CdSe, внедренных в органический полупроводник, перспективно для повышения эффективности фотовольтаических явлений в многослойных структурах на основе органических полупроводников.

Хотелось бы выразить благодарность Захарченко К. В., Олейникову В. А. и Сипайло И. П. за помощь в проведении экспериментов и обсуждении результатов.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ 07-03-00149 и РФФИ 08-03-00796.

### Список литературы

1. **Sukhanova A., Devy J., Venteo L.** et al. Biocompatible fluorescent nanocrystals for immunolabelimg of membrane proteins and cells // Anal. Biochem. 2004. Vol. 324. N 1. P. 60—67.

2. Artemyev M. V., Chistyakov A. A., Daineko S. V., Oleinikov V. A., Zaharchenko K. V. Laser induced photoprocesses in solid thin films of CdSe/ZnS nanoparticles // SPIE Proceedings. 2007. Vol. 6728, 31 July.

dings. 2007. Vol. 6728, 31 July.

3. **Zhao J., Bardecker J. A., Munro A. M.** et al. Efficient CdSe/CdS Quantum Dot Light-Emitting Diodes Using a Thermally Polymerized Hole Transport Layer // Nanoletters. 2006. Vol. 6. N 3. P. 463—467.

 Sun B., Marx E., Creenham N. C. Photovoltaic Devices Using Blends of Branched CdSe Nano-particles and Conjugated Polymers // Nano Lett. 2003. Vol. 3. N 7. P. 961—963.
 Chistyakov A. A., Daineko S. V., Helmut A. O., Olei-

5. Chistyakov A. A., Daineko S. V., Helmut A. O., Oleinikov V. A., Tedoradze M. G., Zaharchenko K. V. Nanostructures based on organic semiconductors and thin films of CdSe and CdSe/ZnS nanoparticles: new materials for optoelectronics // SPIE Proceedings. 2008. Vol. 6988. 23 April.

## Элементы МНСТ

УДК 621.3

**В. А. Романько**, директор, ФГУП "Научно-исследовательский институт вакуумной техники им. С. А. Векшинского" e-mail: sbnesterov@mail.ru

ПЕРСПЕКТИВЫ СОЗДАНИЯ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ ИЗ НАНОПОРОШКОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Термоэлектрические преобразователи энергии (ТПЭ) находят широкое применение в науке и технике в качестве генераторов электроэнергии, преобразующих теплоту в электричество, и устройств охлаждения, преобразующих

электроэнергию в холод или теплоту. ТПЭ превосходят существующие альтернативные преобразователи энергии по всем параметрам, за исключением только одного параметра. Они имеют в 2—3 раза меньшие значения коэффициента преобразования энергии. Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что переход к полупроводниковым структурам с характерными размерами в диапазоне 5—100 нм позволяет увеличить КПД ТПЭ в 2,5—6,0 раз. Одним из наиболее перспективных направлений создания высокоэффективных и недорогих ТПЭ является разработка низкоразмерных структур, изготовленных из нанопорошков различных полупроводниковых материалов.

**Ключевые сова:** термоэлектрические преобразователи энергии, наноструктурированные термоэлектрические материалы, нанопорошки.

### Введение

Термоэлектрические преобразователи энергии (ТПЭ) нашли широкое применение в радиоэлектронике, электроэнергетике и холодильной технике. ТПЭ могут работать в двух режимах: в режиме гене-

раторов электроэнергии, преобразуя теплоту в электроэнергию, и в режиме холодильников, преобразуя электроэнергию в холод. Основной характеристикой ТПЭ является эффективность преобразования энергии, которая в режиме генерации электроэнергии определяется как отношение электрической мощности, выделяемой на согласованной нагрузке, к потоку тепловой энергии, протекающей через преобразователь, а в режиме охлаждения — как отношение холодильной мощности к потребляемой электрической энергии (холодильный коэффициент). Максимальная эффективность преобразования энергии является функцией трех параметров: абсолютной температуры окружающей среды Т, разности температур  $\Delta T$  и безразмерного параметра (термоэлектрической (ТЭ) добротности материала)

$$ZT = T\alpha^2 \sigma / (k_{el} + k_{ph}),$$

где  $\alpha$  — коэффициент Зеебека;  $\sigma$  — электропроводность;  $k_{el}$  и  $k_{ph}$  — электронная и фононная компоненты теплопроводности. Эффективность преобразования энергии возрастает с увеличением термоэлектрической добротности материала ZT. В настоящее время лучшие объемные термоэлектрические материалы имеют  $ZT \approx 1$ . В этом случае КПД ТЭ генераторов при  $\Delta T = 250$  К не превышает 12 %, а холодильный коэффициент охлаждающих устройств при  $\Delta T = 15$  К не превышает 1,0-1,2.

ТПЭ по всем параметрам, включая технические, эксплуатационные и экологические характеристики, а также удельную стоимость преобразования энергии, превосходят существующие генераторы электроэнергии и охлаждающие приборы компрессорного типа, за исключением одного параметра — эффективности преобразования энергии. Поэтому ТЭ приборы нашли свою нишу только в тех областях техники, в которых максимальные значения мощности ТПЭ не превышают 500—1000 Вт или когда предъявляются высокие требования к долговечности, надежности и высокой стойкости приборов к внешним воздействиям.

Дальнейшее расширение областей применения ТПЭ связано с увеличением ТЭ добротности полупроводниковых материалов.

Большинство развитых стран, включая США, страны Европы и КНР, осуществляют государственное финансирование НИОКР по созданию новых высокоэффективных термоэлектрических преобразователей энергии. Условием финансирования проектов является достижение следующих целевых параметров:

- для ТЭ генераторов электроэнергии: КПД не менее 20-23~% при  $\Delta T = 250~\mathrm{K}$ , удельная стоимость меньше 3 долл. США/Вт;
- для ТЭ систем охлаждения: холодильный коэффициент не менее 4-5 для  $\Delta T = 15$  K, удельная стоимость меньше 0,3 долл. США/Вт.

#### Состояние дел в области ТПЭ

Максимальные значения термоэлектрической добротности объемных материалов ( $ZT \approx 1$ ) были достигнуты еще в конце 60-х годов прошлого столетия и практически остаются неизменными до настоящего времени. Существующие ТЭ материалы закрывают весь интересный для применений температурный диапазон. Так, например, приведенные ниже полупроводниковые сплавы имеют следующие характеристики: CsBiSb -ZT == 0,7 $\div$ 0,8 при  $T = -50\div -40$  °C; BiTe  $-ZT = 0,9\div 1,0$ при  $T = 30 \div 50$  °C; PbTe —  $ZT = 0.7 \div 0.8$  при  $T = 450 \div 480$  °С и SiGe —  $ZT = 0.8 \div 0.9$  при  $T = 800 \div$ 900 °C. Высокотемпературные (до 700-900 °C) радиоизотопные ТЭ генераторы мощностью до 2—5 кВт используются в системах электроснабжения межпланетных станций и малозаметных спутников Земли. Низкотемпературные (до 100—300 °C) ТЭ генераторы обеспечивают электроэнергией линии телекоммуникаций и устройства катодной защиты газопроводов, расположенных в удаленных или труднодоступных регионах, а также системы управления мощных тепловыделяющих установок химических производств и газовых горелок. ТЭ охлаждающие приборы используются в автомобильных охлаждающих сумках, устройствах охлаждения или подогрева питьевой воды, малогабаритных холодильниках, бытовых, производственных и транспортных кондиционерах, технологическом и медицинском оборудовании, а также в ряде специальных холодильных систем, к которым предъявляются высокие требования по стойкости к внешним воздействиям.

В конце 90-х годов прошлого столетия начались интенсивные теоретические и экспериментальные исследования по повышению термоэлектрической добротности за счет перехода от однородных объемных материалов к низкоразмерным полупроводниковым структурам.

Существует три направления увеличения ZT в тонкопленочных материалах и гетероэпитаксиальных структурах.

Первое направление опирается на квантоворазмерные эффекты, которые приводят к увеличению плотности состояний вблизи энергии Ферми [1]. Увеличенная плотность состояний позволяет сохранить достаточно высокую электропроводность при сравнительно низких значениях энергии Ферми, при которых имеют место высокие значения α.

Второе направление основано [2] на использовании эффекта фононной блокады при сохранении высокого коэффициента прохождения электронов в гетероэпитаксиальных структурах. Значительное уменьшение  $k_{ph}$  происходит за счет акустического рассогласования слоев разных материалов и, в отличие от традиционных сплавов, электроны и дырки не испытывают дополнительного рассеяния.

Третье направление [3] основано на термоэмиссионных эффектах в гетероэпитаксиальных структурах. Для получения больших значений ZT в таких струк-

турах с барьерными слоями и слоями, создающими квантовые ямы, необходимо оптимизировать направление роста, число и толщину слоев, ослабляя негативные эффекты барьерных слоев и туннелирования электронов между квантовыми ямами [4].

Все эти направления могут быть реализованы и в квазиодномерных 1D-структурах — в квантовых проволочках.

Теоретические расчеты показывают, что ТЭ добротность может быть увеличена в гетероэпитаксиальных структурах в 2,5-5,0 раз [5], а в квантовых проволочках в 5-10 раз [6] по отношению к объемному материалу. Лучшие экспериментальные результаты возрастания ZT в 2,3 раза были достигнуты в гетероэпитаксиальных структурах ( $Bi_2Te_3/Sb_2Te_3$ ) [2] и в 90 раз — в кремниевых нанопроволочках [7].

Одним из перспективных методов создания 1D-и 2D-структур является технология, основанная на применении нанопорошков полупроводниковых материалов. В работах [8, 9] были выполнены теоретические расчеты структур, изготовленных из нанопорошков термоэлектрических материалов с квантовыми точечными контактами. Было показано, что в таких структурах ТЭ добротность материала может превышать термоэлектрическую добротность объемного материала в 4—6 раз. В теоретической работе [10] предсказывается увеличение *ZT* в 9—10 раз в материалах из нанопорошков, в которых отдельные частицы соединены друг с другом молекулярными мостиками из электропроводящих органических молекул.

Результаты экспериментов по изготовлению материалов из нанопорошков теллурида висмута были приведены в работах [11, 12]. Увеличение ТЭ добротности материала p-типа проводимости составило 20 % при комнатной температуре [12].

## Теоретические и экспериментальные работы по получению высокоэффективных ТЭ материалов из нанопорошков

В 2007—2008 гг. в НИИВТ им. С. А. Векшинского был выполнен ряд теоретических и экспериментальных работ по исследованию возможности создания высокоэффективных ТЭ материалов из нанопорошков. Основанием для проведения работ послужила разработанная в институте оригинальная высокопроизводительная установка получения субмикрометровых и нанопорошков методом механического измельчения материалов, которая имеет следующие особенности:

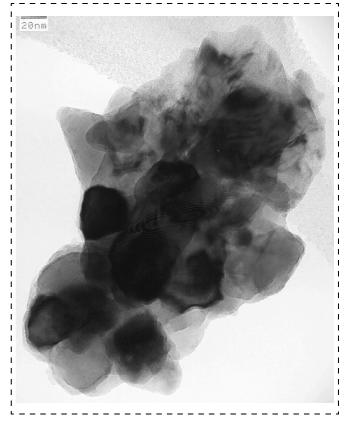
- возможность получения порошков с регулируемым размером частиц в диапазоне 40—2000 нм с небольшим разбросом по диаметру частиц;
- возможность проведения одновременного измельчения нескольких материалов;
- высокая однородность пространственного распределения частиц различных материалов в порошке на выходе;

- возможность измельчения материалов в вакууме, в различных газах и жидкостях;
- возможность поддержания заданного температурного режима в процессе измельчения.

Указанные характеристики оборудования открывают широкие возможности для разработки разнообразных технологических маршрутов изготовления наноструктурированных ТЭ материалов, 2D- и 1D-структур, и, в частности, возможность проведения синтеза различных химических соединений в процессе одновременного измельчения нескольких материалов вследствие высокой степени активации поверхности частиц и их малых размеров.

В результате теоретических исследований было предложено несколько вариантов пространственной электронной энергетической структуры ТЭ материалов из нанопорошков, в том числе и материала со структурой типа опала, состоящего из наночастиц, соединенных квантовыми точечными контактами [8, 9].

Главной целью экспериментальных исследований являлось подтверждение возможности реализации всего технологического процесса изготовления высокоэффективного термоэлектрического материала из нанопорошков. Исходным материалом служил широко используемый в настоящее время теллурид висмута.



Фотография наночастиц теллурида висмута, полученная на просвечивающем электронном микроскопе JEOL 2021. У частиц средней яркости видна интерференционная структура с периодом 0.6—0.8 нм

Технологический маршрут включал следующие основные операции:

- изготовление слитков теллурида висмута методом зонной плавки;
- изготовление нанопорошков;
- изготовление брикетов холодным прессованием нанопорошков;
- отжиг брикетов;
- изготовление прутков методом горячей экструзии;
- термический отжиг прутков;
- изготовление ТЭ кристаллов из прутков струнной резкой.

Основной операцией в этом маршруте являлась операция получения нанопорошков на установке механического измельчения материала. Размер частиц порошков мог варьироваться в диапазоне 20—2000 нм. На рисунке представлена фотография наночастиц теллурида висмута, полученная на просвечивающем электронном микроскопе высокого разрешения JEOL 2021. Частицы порошка объединены в конгломераты, средний размер частиц составляет 40—60 нм.

В результате проведенных экспериментов были получены ТЭ материалы n- и p-типов проводимости, у которых значение ТЭ добротности увеличилась на 26 и 23 % соответственно по отношению к ТЭ добротности исходных материалов. Полученные результаты хорошо согласуются с 20 %-ным увеличением ТЭ добротности теллурида висмута p-типа проводимости, полученного из нанопорошков размером 30—40 нм методом горячего прессования.

Проведенные эксперименты показали перспективность технологии изготовления высокоэффективных ТЭ структур из нанопорошков с применением оборудования механического измельчения различных материалов.

#### Заключение

В настоящее время основным направлением создания высокоэффективных термоэлектрических преобразователей энергии является направление, связанное с разработкой наноструктурированных ТЭ материалов, получением 2D- и 1D-структур, реализованных в виде гетероэпитаксиальных структур и квантовых проволочек. Теоретические и экспериментальные исследования показывают возможность увеличения ТЭ добротности материалов в 2,5—6 раз для гетероэпитаксиальных структур и в 4—90 раз для квантовых проволочек. Практическое применение гетероэпитаксиальных структур сдерживается двумя причинами: невозможностью получения структур толщиной больше нескольких микрометров и высокой их стоимостью. Работы по созданию устройств из нанопроволочек находятся на самых ранних этапах поисковых исследований.

Одним из наиболее перспективных направлений создания 2D- и 1D-структур является направление,

основанное на получении и последующей обработке нанопорошков полупроводниковых материалов.

Разрабатываемое в НИИВТ оборудование получения нанопорошков методом механического измельчения позволяет легко реализовать различные варианты ТЭ структур с заданной пространственной электронной энергетической структурой и высокими значениями ТЭ добротности, включая 2D- и 1D-структуры. Высокая производительность оборудования обеспечивает низкую стоимость наноструктурированных ТЭ материалов.

Увеличение добротности ТЭ материалов в 3—5 раз открывает новые перспективы для ТЭ преобразователей энергии. В частности, открывается совершенно новая ниша применения ТПЭ для экологически чистого производства электроэнергии из бросовой теплоты от двигателей внутреннего сгорания, тепловых электростанций, металлургических заводов и химических производств в неиспользуемом в настоящее время диапазоне температур 150—750 °С. В перспективе просматривается возможность замены существующего холодильного оборудования, бытовых, промышленных и транспортных кондиционеров компрессорного типа на более дешевые, надежные и экологически чистые ТЭ охлаждающие системы.

#### Список литературы

- 1. **Harman T. C., Taylor P. J. Spears D. L.** et al. PbTe-based quantum-dot thermoelectric materials with high ZT // IEEE Proceedings of 18th International Conference on Thermoelectrics, (ed. Ehrlich, A.), Piscataway, NJ. 1999. P. 280–284.
- 2. Venkatasubramanian R., Siivola E., Colpitts T. et al. Thin-film thermoelectric devices with high room-temperature figures of merit // Nature. 2001. 413. P. 597—602.
- 3. **Shakouri A., Bowers J. E.** Design and characterization of thin film microcoolers // Appl. Phys. Lett. 1997. **71**. P. 1234—1236.
- 4. **Broido D. A., Reinecke T. L.** Thermoelectric figure of merit of quantum wire superlattices // Appl. Phys. Lett. 1995. **67 (1).** P. 100–102.
- 5. **Hicks L. D., Dresselhaus M. S.** Effect of quantum-well structures on the thermoelectric figure of merit // Phys. Rev. B. 1993. **47 (19)**. P. 12727—12731.
- 6. **Hicks L. D., Dresselhaus M. S.** Thermoelectric figure of merit of a one dimensional Conductor // Phys. Rev. B. 1993. **47 (24)**. P. 16631—16634.
- 7. **Boukai Akram I., Bunimovich Yuri, Tahir-Kheli Jamil** at al. Silicon nanowires as efficient thermoelectric materials // Nature. 10 January 2008. **45.** P. 168—171.
- 8. Holopkin A. I., Abrutin V. N., Nesterov S. B., Romanko V. A. Theoretical estimation of characteristics of thermoelectric materials made of nanopowders // Proceeding of The 5-th European Conference on Thermoelectrics (ECT 2007). Odessa, Ukraine. September 10—12. 2007. P. 229—233.
- 9. **Holopkin A. I., Abrutin V. N., Nesterov S. B., Romanko V. A.** Model of thermoelectric material composed of nanoparticles with quantum-point contacts // Proceedings of 6<sup>th</sup> European Conference on Thermoelectrics, July 2—4 2008. Paris, France. P. Pl-05-1.
- 10. **Miller Karl-Heinz.** Thermoelectric properties of an array of molecular junctions // Proceedings of 6<sup>th</sup> European Conference on Thermoelectrics, July 2–4. 2008. Paris, France. P. O-07-1—O-07-1.
- 11. **Bulat L. P.** et al. On the effective kinetic coefficients of thermoelectric nanocomposites // Proceedings of 6<sup>th</sup> European Conference on Thermoelectrics, July 2—4, 2008. Paris, France. P. I-03-1—I-03-6.

**Г. В. Анцев**, канд. техн. наук, доц., Генеральный директор—Генеральный конструктор, ОАО "НПП " Радар ммс",

**С. В. Богословский**, д-р техн. наук, проф., зам. директора НПК микроэлектроники, микросистемотехники и нанотехнологий, ОАО "НПП "Радар ммс",

Г. А. Сапожников, д-р техн. наук, зам. Генерального директора—директор НПК микроэлектроники, микросистемотехники и нанотехнологий ОАО "НПП "Радар ммс", e-mail: radar@radar-mms.com

# БЕСКОНТАКТНЫЕ ПОМЕХОУСТОЙЧИВЫЕ ДАТЧИКИ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ

Предложен новый метод построения бесконтактных пассивных датчиков на поверхностных акустических волнах на основе дисперсионных линий задержки. Приведены результаты моделирования применительно к мембранному датчику давления. Определен субоптимальный вид закона изменения фазы, обеспечивающий высокую чувствительность к деформации звукопровода. Предлагаемый подход обеспечивает высокую помехозащищенность и точность бесконтактных измерений.

**Ключевые слова:** датчики давления, пассивные, дисперсионные линии задержки.

#### Введение

Первые работы по исследованию поверхностных акустических волн (ПАВ) были начаты в 1958—1960 гг. Наиболее технологичными оказались устройства, изготовленные на пьезоэлектрических монокристаллах (кварц, ниобат лития, танталат лития, германат висмута, лангаситы и т. д.) [1, 2].

В России накоплен большой опыт работ в области разработки и производства изделий специальной микроэлектроники, изделий на ПАВ, а также технологий изготовления изделий твердотельной электроники, управляемого плазмохимического травления различных материалов и прецизионной фотолитографии.

Чувствительный элемент датчика на ПАВ представляет собой тонкую отполированную пластинку (например кварцевую), на которую нанесены две системы встречно-штыревых преобразователей (ВШП), одна из которых работает в качестве передающего элемента — генератора ПАВ, а вторая является принимающим элементом — преобразователем ПАВ в выходное напряжение. Измеряемыми величинами чувствительного элемента датчика на ПАВ могут являться различные характеристики (параметры) формы сигнала на выходном ВШП. Наиболее широко используемыми параметрами

ПАВ являются: резонансная частота, на которую в процессе измерений настраивается частота подаваемого на резонатор напряжения; сдвиг фазы входного сигнала относительно выходного (время задержки); различные параметры сжатого сигнала в случае использования согласованной фильтрации. Такие преобразователи способны измерять температуру, давление, механическую нагрузку, перемещения и передавать информацию как по проводам, так и беспроводным способом.

Существенным недостатком датчиков на резонаторах является их узкополосность (девиация частоты не превышает 0,1 %) и, соответственно, низкая помехозащищенность. Для повышения помехозащищенности предлагается использовать специальные топологические решения на основе принципов согласованной фильтрации. В качестве наиболее простого решения исследуется датчик, реализующий в номинальном (невозмущенном) режиме сжатие линейно-частотно-модулированного (ЛЧМ) сигнала.

### Новый подход к разработке бесконтактных датчиков на поверхностных акустических волнах

В существующих в настоящее время датчиках на дисперсионных линиях задержки (ДЛЗ), реализующих метод согласованной фильтрации, в качестве информационной величины используется время задержки [1, 3].

Наиболее близким по технической сущности к предлагаемому подходу является чувствительный элемент деформации, представляющий собой дисперсионную линию задержки [3] и состоящий из ВШП и расположенных на пьезоплате с одной стороны от ВШП отражающих структур в виде системы канавок с переменным периодом, образующих дисперсионную отражающую структуру. По сравнению с резонаторами и линиями задержки чувствительный элемент деформации с дисперсионными структурами имеет большую чувствительность к времени задержки. Недостатком этих датчиков, применительно к измерению деформаций, является малая девиация информационного сигнала (времени задержки) и, как следствие, низкая чувствительность и точность, не превышающая 1 % в диапазоне действия внешних воздействующих факторов (ВВФ). Причиной малой девиации времени задержки информационного сигнала являются ограниченность геометрических размеров пьезоплаты и значительные потери на распространение ПАВ в материале, а также необходимость обеспечения постоянства деформации поверхности по всей протяженности топологии датчика.

Исследуемый чувствительный элемент деформации с дисперсионными структурами состоит из пьезоплаты, на поверхности которой сформированы не менее одного встречно-штыревого преобразователя и не менее одной дисперсионной отражающей структуры, а в качестве информационного сигнала используется форма частотно-модулированного зондирующего

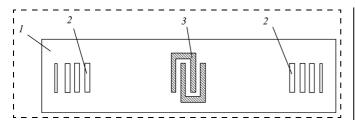


Рис. 1. Чувствительный элемент деформации с дисперсионными структурами

сигнала, обеспечивающая максимальное значение отклика по амплитуде чувствительного элемента деформации с дисперсионными структурами.

Расположение дисперсионных отражающих структур с двух сторон от ВШП позволяет реализовать при воздействии ВВФ нелинейную модуляцию импульсной переходной функции фильтра, например синусоидальную. Сущность предлагаемого подхода поясняется схемой (рис. 1), где приведена структура чувствительного элемента деформации с дисперсионными структурами.

Чувствительный элемент деформации с дисперсионными структурами состоит из пьезоплаты I, на которой сформированы ВШП 3 и отражающие дисперсионные структуры 2. Отражающие дисперсионные структуры 2 выполнены в виде периодической системы канавок с переменным периодом. При деформации пьезоплаты I изменяются скорость распространения ПАВ, геометрический размер штырей (электродов) ВШП 3, расстояния между электродами, ширина и период следования канавок отражающих дисперсионных структур 2. В соответствии с этим изменяются время задержки отраженного сигнала и частотные свойства отражающих дисперсионных структур 2.

В качестве зондирующего сигнала при использовании дисперсионных структур наиболее часто применяются частотно-модулированные сигналы, структура которых соответствует топологии отражающих дисперсионных структур [1]. При изменении топологии отражающих дисперсионных структур 2 будет изменяться и структура соответствующих частотномодулированных сигналов. Наиболее часто используются ЛЧМ сигналы [1].

При поступлении зондирующего электрического сигнала от внешнего источника на ВШП под действием пьезоэлектрического эффекта формируется ПАВ. Сформированная ВШП 3 ПАВ распространяется в двух направлениях от ВШП. Дойдя до отражающих дисперсионных структур 2 ПАВ отражается и возвращается на ВШП 3.

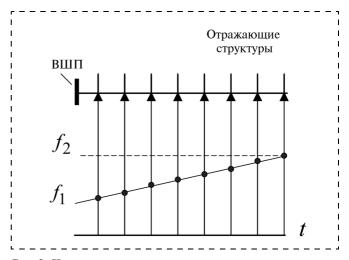
Взаимодействие зондирующего ЛЧМ электрического сигнала с дисперсионными отражающими структурами подробно описано в работе [1]. В случае, если деформация чувствительного элемента деформации с дисперсионными структурами в области расположения ВШП 3 и отражающих дисперсионных структур 2 линейна, то наиболее значительно

будет изменяться центральная частота частотно-модулированного зондирующего сигнала (например ЛЧМ сигнала), обеспечивающая максимальное значение отклика по амплитуде чувствительного элемента деформации с дисперсионными структурами. В случае, если деформация чувствительного элемента деформации с дисперсионными структурами в области расположения ВШП 3 и отражающих дисперсионных структур 2 происходит по нелинейному закону, то будет изменяться форма частотно-модулированного зондирующего сигнала, обеспечивающая максимальное значение отклика по амплитуде чувствительного элемента деформации с дисперсионными структурами. В частности, в случае нелинейной деформации формой частотно-модулированного зондирующего сигнала, обеспечивающей макзначение отклика симальное ПО амплитуде чувствительного элемента деформации с дисперсионными структурами, будет уже не линейно-частотно-модулированный сигнал, а нелинейно-частотномодулированный. При этом форма нелинейно-частотно-модулированного сигнала для каждой деформации чувствительного элемента деформации с дисперсионными структурами будет однозначной функцией деформации.

Схемы формирования сигналов в чувствительном элементе деформации с дисперсионными структурами приведены на рис. 2 и рис. 3. В номинальном (исходном) режиме отсутствуют искажения фазы и реализуется ЛЧМ сигнал (рис. 2).

При воздействии внешнего фазового возмущения (вызванного деформацией мембраны) на поверхности мембраны образуются области сжатия и растяжения, что соответствует допустимому сектору возможных изменений значений фазы (рис. 3).

При необходимости реализации нелинейной модуляции сигнала в случае измерения линейной деформации могут быть использованы специальные



**Рис. 2. Исходное состояние:**  $f_1, f_2$  — начальное и конечное значения частот модуляции

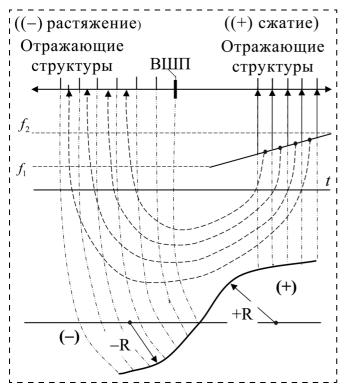


Рис. 3. Деформированное состояние: R — радиус кривизны

срезы пьезоэлектриков, например, применяемые в однонаправленных преобразователях.

В качестве информационного сигнала может также использоваться время задержки отклика (сжатого сигнала) чувствительного элемента деформации с дисперсионными структурами. При деформации чувствительного элемента с дисперсионными структурами время задержки будет меняться не более чем на 1 % от значения времени задержки в недеформированном состоянии. В рассматриваемом случае в качестве информационного сигнала используется форма частотно-модулированного зондирующего сигнала, обеспечивающая максимальное значение отклика по амплитуде чувствительного элемента деформации с дисперсионными структурами. Фактически наличие ВВФ приводит к рассогласованию согласованного в номинальном режиме фильтра, реализованного на ДЛЗ. Согласованная фильтрация восстанавливается выбором формы зондирующего сигнала, наиболее точно соответствующего форме импульсной переходной функции ДЛЗ, находящейся под воздействием ВВФ.

Форма зондирующего сигнала, обеспечивающая максимальное значение отклика по амплитуде чувствительного элемента деформации с дисперсионными структурами, позволяет на основе градуировочной зависимости изменению амплитуды отклика чувствительного элемента соотнести значение деформации.

Требуемая форма сигнала может быть реализована двумя принципиально различными способами:

- изготовлением мембраны требуемого профиля для обеспечения расчетного распределения фазовых сдвигов;
- программным формированием зондирующего частотно-модулированного сигнала, соответствующего физически реализуемому фазовому сдвигу на мембране простейшей (например плоской) формы.

В первом случае необходимо рассчитать профиль мембраны таким образом, чтобы реализовался требуемый закон изменения фазового сдвига и сжатый ЛЧМ сигнал имел наибольшую чувствительность к деформации.

Во втором случае для известного распределения деформации мембраны и, соответственно, распределения скоростей ПАВ требуется подобрать такую частотную модуляцию зондирующего сигнала, чтобы реализованная топология отражающих структур и ВШП на мембране обеспечивали наибольшую чувствительность сжатого сигнала к деформации, в частности, под действием давления внешней среды.

#### Моделирование сигналов датчика давления

Основная форма конструктивного исполнения датчиков на ПАВ — бесконтактные (дистанционные) пассивные датчики. Выбор такого исполнения определяется несколькими факторами: с одной стороны, высокие рабочие частоты (сотни и тысячи мегагерц) ПАВ-датчиков соответствуют радиочастотному диапазону, что облегчает решение проблемы приема и передачи радиосигналов, но с другой стороны, стоимость приемопередатчиков и сложность обработки сигналов ПАВ-датчиков достаточно высоки.

Однако в случае использования ПАВ-датчиков в качестве пассивных дистанционных датчиков указанные отрицательные факторы незначительно влияют на экономическую эффективность, так как приемопередатчики необходимы для любых дистанционных приложений, а сложность обработки компенсируется дешевизной современных процессоров.

Деформация поверхности мембраны приводит к изменению скорости распространения ПАВ и изменению линейных расстояний между элементами топологии ДЛЗ: ВШП и отражающих структур (ОС). Эти изменения приводят к изменению импульсной переходной функции эквивалентного согласованного фильтра, используемого в качестве модели ДЛЗ, образованного ВШП и ОС.

Поскольку дополнительный фазовый сдвиг ПАВ вызван физической деформацией звукопровода (поверхности мембраны), то его математическая модель должна подчиняться следующим ограничениям:

1) максимальные дополнительные изменения фазы, вызванные деформацией, не превышают 1 % от текущего номинального (не искаженного деформацией) значения фазы ПАВ;

2) изменение фазы является монотонно возрастающей функцией времени.

Искажение импульсной переходной функции фильтра, вызванное деформацией, может быть смоделировано аддитивным учетом дополнительного фазового сдвига ПАВ.

Далее математическая модель устройства определяется выбранной топологией ДЛЗ, срезом и типом материала мембраны.

Из всего многообразия топологических решений, известных для ПАВ, рассмотрим два, имеющих наиболее простую физическую реализацию:

- 1) топологии с односторонним расположением ОС относительно ВШП;
- 2) топологии с двусторонним расположением ОС относительно ВШП.

Отметим, что для дистанционных датчиков на ПАВ возможны реализации как с одним ВШП, являющимся одновременно и приемником, и передатчиком, так и с двумя ВШП, где функции приема радиосигнала и формирования ПАВ реализуются одним ВШП, а функции формирования выходного радиосигнала реализуются другим ВШП. По мнению авторов, наиболее перспективным является использование схемы с одним ВШП, поэтому в дальнейшем будем предполагать наличие топологии только с одним ВШП.

Выбор конструкционного материала для реализации чувствительного элемента — мембраны является важнейшим моментом, во многом определяющим чувствительность устройства. Большинство существующих реализаций датчиков на ПАВ используют резонансные схемы. Чувствительным элементом фактически является резонатор. Однако выбор в качестве основного топологического решения резонатора на ПАВ накладывает существенные ограничения на свойства материалов для мембраны. В большинстве работ в качестве материала мембраны используется кварц. Однако возможности кварца существенно ограничены по частоте.

Применение более перспективных материалов, например ниобата лития, наталкивается на проблемы, связанные, например, с преобразованием на отражающих структурах ПАВ в объемные акустические волны, что приводит к существенному снижению добротности резонатора. Применение ДЛЗ существенно расширяет возможности по применению материалов. Фактически ДЛЗ могут быть реализованы на всех применяемых в акустоэлектронике типах материалов звукопроводов, включая кварц, ниобат лития, лангасит и др.

Рассмотрим модель чувствительного элемента на ДЛЗ с односторонним расположением ОС относительно ВШП и реализуем в номинальном режиме ЛЧМ сигнал.

Импульсная переходная функция может быть представлена в виде  $y_1(t) = \cos(\omega_1 t + k_1 t^2)$ , где  $\omega_1$  — начальное значение круговой частоты;  $\omega_1 = 2\pi f_1$ ;

 $k_1$  — скорость изменения круговой частоты;  $k_1 = \frac{\omega_2 - \omega_1}{T_m} \, ; \, \omega_2 = 2\pi f_2; \, (\omega_2 - \omega_1) \, - \, \text{девиация круго-}$ 

вой частоты;  $T_m$  — время существования сворачиваемых функций;  $f_1, f_2$  — начальное и конечное значения частот модуляции.

Согласованный с  $y_1(t)$  ЛЧМ сигнал  $y_2(t) = \cos(\omega_2 t - k_1 t^2)$ .

Сжатый выходной сигнал датчика  $S(t) = \int\limits_0^t y_1(t- au) imes$ 

$$\times y_{2}(\tau)d\tau = \int_{0}^{t} \cos[\omega_{1}(t-\tau) + k_{1}(t-\tau)^{2}]\cos(\omega_{2}\tau - k_{1}\tau^{2} + \Delta\varphi(\tau))d\tau,$$

где  $\Delta \phi$  — дополнительное изменение фазы, вызванное деформацией мембраны.

В качестве возможного варианта рассмотрим модель, соответствующую синусоидальному закону изменения дополнительной фазы во времени:  $\Delta \varphi(\tau) = Fim \cdot \sin(k_s \tau^d)$ , где  $Fim = 0.01(\omega_2 \tau - k_1 \tau^2)$ ;  $k_{\rm S} = \frac{Fim_1}{T_m^d}$ ;  $Fim_1$  — максимальное значение набега фазы; d=2;  $T_m = \frac{4 \cdot 10^3}{f_1 + f_2} = 4.619 \cdot 10^{-6} \, {\rm c}$ ;  $k_1 = \frac{\omega_2 - \omega_1}{T_m}$ ;  $\omega_2 = 2\pi f_2$ ;  $\omega_1 = 2\pi f_1$ ;  $f_2 = 466 \, {\rm MFu}$ ;  $f_1 = 400 \, {\rm MFu}$ .

На рис. 4 и рис. 5 показана зависимость амплитуды сжатого сигнала от показателя степени d при  $Fim_1 = 24\pi$  (двенадцать периодов) и числа периодов  $Fim_1$  при d=1 соответственно (Sm — максимальное значение амплитуды сжатого сигнала при наличии ВВФ, Sm0 — при отсутствии ВВФ). Как следует из рис. 4, при значениях показателя степени d, находя-

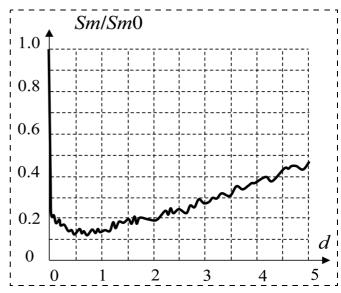


Рис. 4. Влияние показателя степени при формировании фазы возмущающего сигнала по синусоидальному закону

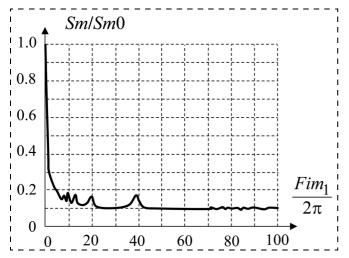


Рис. 5. Изменение амплитуды сжатого сигнала в зависимости от числа периодов

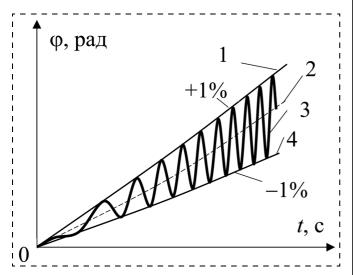


Рис. 6. Схема суммирования фаз основного и возмущающего сигналов:

1 — верхняя граница (соответствует растяжению); 2 — номинальное значение (соответствует ЛЧМ сигналу); 3 — схема изменения фазы под действием синусоидального возмущения; 4 — нижняя граница

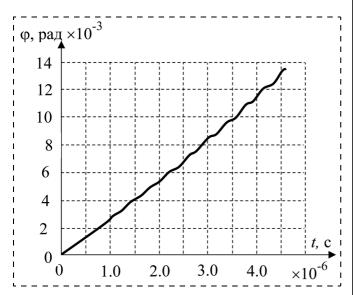


Рис. 7. Реальное изменение суммарной фазы

щихся в интервале d=0,5...1,0, амплитуда сжатого сигнала уменьшается примерно в 8 раз. Из рис. 5 следует, что при числе периодов изменения фазы возмущающего сигнала, превышающем 22, амплитуда сжатого сигнала остается на уровне 0,1 от номинального значения.

Все графики нормированы к максимальному значению Sm0 амплитуды невозмущенного сжатого сигнала.

На рис. 6 показана схема формирования значений суммарной фазы аргумента синусоидального возмущающего сигнала при d=1, а на рис. 7 приведен график изменения суммарной фазы при  $Fim_1=12\cdot 2\pi=75,3982$  (12 периодов).

На рис. 8 показано изменение формы сжатого сигнала S при различных значениях набега фазы  $Fim_1$ , вызванного гармонической деформацией (при d=1).

На рис. 9 показано изменение формы сжатого сигнала S при различных значениях амплитуды Fim дополнительного изменения фазы. Как следует из

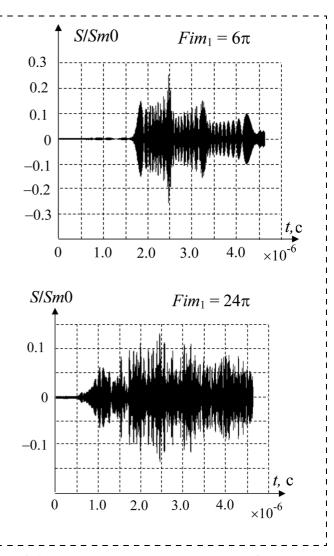


Рис. 8. Зависимость формы сжатого сигнала от набега фазы возмущающего сигнала

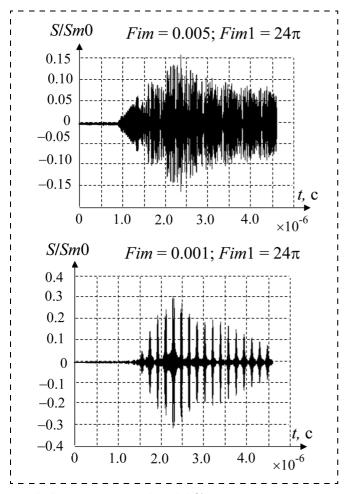


Рис. 9. Сжатый сигнал при 0,5 и 0,1 %-ной амплитуде возмущающей фазы

рис. 9, при снижении до 0,1 % от амплитуды невозмущенного сигнала форма сигнала изменяется, но его амплитуда все-таки не превосходит (1/3) амплитуды невозмущенного сигнала.

#### Выводы

Топологические решения чувствительного элемента деформации, в частности давления, на основе акустических датчиков с линейной задержкой имеют высокую чувствительность к измеряемому параметру. В конструкции чувствительного элемента могут быть использованы как области постоянной деформации, так и области существенно изменяемой деформации. Применение частотной модуляции существенно увеличивает помехоустойчивость датчиков на поверхностных акустических волнах.

#### Список литературы

- 1. Морган Д. Устройства обработки сигналов на поверхностных акустических волнах / Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1990. 416 с.
- 2. **Гуляев Ю. В., Мансфельд Г. Д.** Резонаторы и фильтры сверхвысоких частот на объемных акустических волнах: современное состояние и тенденции развития // Радиотехника. 2003. № 8.С. 42—54.
- 3. **Reindl L.** Wireless passive SAW identification marks and sensors // 2-nd Int. Symp. Acoustic wave devices for future mobile communication systems. Chiba univ., 2004.
- 4. Т**имошенко С. П., Янг Д. Х., Уивер У.** Колебания в инженерном деле. М.: Наука, 1967. 444 с.

## Применение МНСТ

УДК 629.7.02

**С. В. Серохвостов**, канд. техн. наук, доц., Московский физико-технический институт (государственный университет), e-mail: serokhvostov@mail.ru

## ПУТИ И ТЕХНОЛОГИИ МИНИАТЮРИЗАЦИИ МИКРОЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Рассматриваются проблемы миниатюризации микролетательных аппаратов (МЛА) в области аэродинамики, прочности, силовых установок, электронных компонентов для неизменного полетного задания (скорость, высота и время полета). Анализируются особенности масштабирования в случае эволюционного уменьшения размеров. Сформулирован ряд рекомендаций по направлениям исследований для обеспечения дальнейшей миниатюризации. Результаты проверены на тестовых МЛА. **Ключевые слова:** микролетательный аппарат, миниатюризация.

#### Введение

Микролетательные аппараты (МЛА, Micro Air Vehicles, MAVs) являются объектом исследования во многих странах на протяжении уже более двух десятилетий. В течение этого времени было изготовлено достаточное число аппаратов все меньших и меньших размеров (ряд существующих образцов МЛА был представлен, например, в работе [1]), однако в последнее время уменьшение размеров практически прекратилось. В качестве примера можно привести изменение по годам размеров аппаратов-победителей соревнований "International Micro Air Vehicle Competition" [2] (рис. 1).

Данное замедление темпов миниатюризации может быть объяснено существованием ряда проблем, препятствующих дальнейшему уменьшению. Оче-

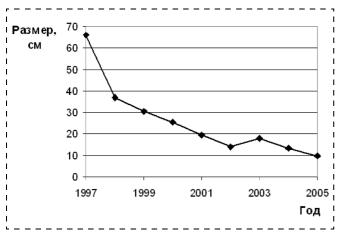


Рис. 1. Эволюция уменьшения размеров МЛА [2]

видно, что следует выявить основные физические и технологические проблемы, препятствующие снижению размеров аппарата, а также пути и методики, необходимые для дальнейшей миниатюризации.

Необходимо заметить, что уменьшение размеров может иметь как постепенный (эволюционный), так и скачкообразный (революционный) характер. Последний вариант развития реализуется обычно вследствие появления каких-либо принципиально новых технических решений или открытия новых эффектов (например, в авиации это был переход от поршневых двигателей к реактивным). Однако такие открытия и решения носят практически непредсказуемый характер и слабо поддаются прогнозам. Поэтому далее основное внимание будет уделено эволюционному пути миниатюризации МЛА, однако полученные результаты позволят указать направления поисковых исследований для революционных изменений.

#### Постановка задачи

Предположим, что существует МЛА с характерным размером L и с наилучшими летными характеристиками (время полета, дальность, скорость и др.), возможными для данного размера. Предположим также, что необходимо изготовить аппарат с характерным размером L/k (k > 1) и такими же полетными характеристиками для таких же внешних условий, что и для аппарата размером L.

Простое масштабирование только геометрических размеров не обеспечит хороших результатов. Например, если просто уменьшить только все геометрические параметры в 2 раза и оставить без изменения скорость полета, частоту вращения пропеллера и остальные характеристики, то аэродинамические силы уменьшатся в 4 раза, масса — в 8 раз, тяга — в 16 раз, мощность на винте — в 32 раза. Кроме того, характеристики ряда компонентов МЛА нелинейно изменяются при уменьшении размеров.

Наконец, миниатюризация электронных компонентов подчиняется своим собственным законам.

Заметим также, что воздушный поток вблизи МЛА отличается от "традиционных" случаев вследствие малости числа Рейнольдса и существенно трехмерного обтекания.

Из сказанного выше очевидно, что следует проанализировать все аспекты, влияющие на миниатюризацию, и найти пути и методы, которые обеспечат желаемый результат.

#### Аэродинамика

Предположим, что пропорции уменьшенного аппарата сохраняются практически такими же, как и для оригинала. Данное предположение можно обосновать, например, тем фактом, что существующие в настоящее время МЛА имеют примерно одинаковую форму (схема типа "летающее крыло" с малым удлинением). Такая форма объясняется необходимостью нести достаточно тяжелую нагрузку в течение длительного времени (по масштабам МЛА).

Скорость полета V для уменьшенного аппарата должна также быть практически равна скорости полета оригинала, так как при уменьшении скорости аппарат будет более подвержен атмосферным возмущениям и ветру.

На основании изложенного будем считать, что все "аэродинамические" размеры оригинала (размах и площадь крыла, размеры органов управления и др.) уменьшены в k раз. Тогда площади аэродинамических поверхностей уменьшаются в  $k^2$  раз. Так как скорость полета остается прежней, число Рейнольдса R уменьшается в k раз.

В первом приближении предположим, что изменение аэродинамических характеристик вследствие изменения числа Рейнольдса достаточно мало (более подробно этот вопрос будет рассмотрен ниже). Данное предположение приведет к тому, что остаются прежними максимальное аэродинамическое качество  $C_X/C_Y(C_Y-$  коэффициент подъемной силы,  $C_X-$  коэффициент силы сопротивления) и максимальное "энергетическое качество"  $C_X^{1,5}/C_Y$ , поэтому коэффициент  $C_Y$  для уменьшенного аппарата будет таким же, как и для оригинала. В этом случае подъемная сила и сила сопротивления уменьшаются в  $k^2$  раз. Это означает, что потребная мощность тоже уменьшается в  $k^2$  раз, поэтому делаем вывод, что полная масса должна быть уменьшена в  $k^2$  раз.

Известно [3], что тяга пропеллера F, полная мощность W и его КПД  $\eta_p$  зависят от диаметра пропеллера D и частоты вращения n как

$$F = \alpha(\lambda)\rho n^2 D^4; \ W = \beta(\lambda)\rho n^3 D^5,$$
  

$$\eta_p = \alpha \lambda/\beta, \ \lambda = V/nD,$$
(1)

где  $\alpha$  — безразмерный коэффициент тяги;  $\beta$  — безразмерный коэффициент мощности;  $\lambda$  — поступь пропеллера; V — скорость набегающего на пропеллер воздушного потока;  $\rho$  — плотность воздуха. КПД зависит от поступи и угла установки лопастей пропеллера при заданной геометрии лопасти. Так как КПД следует поддерживать максимальным, поступь винта и угол установки лопастей следует при масштабировании сохранить практически неизменными. Так как диаметр пропеллера уменьшается в k раз, то частота вращения должна быть увеличена в k раз для сохранения постоянства значения  $\lambda$ . Тогда сила тяги уменьшится в  $k^2$  раз, как и требуется. Мощность пропеллера при этом уменьшается также в  $k^2$  раз.

Механический момент, производимый пропеллером, пропорционален W/n, поэтому он уменьшается как  $k^3$ . Аэродинамические моменты при отклонении органов управления будут также пропорциональны  $k^3$ , поэтому не потребуется изменять углы установки органов управления при масштабировании.

Итак, следующий вывод состоит в том, что следует увеличить частоту вращения пропеллера в k раз при уменьшении размеров аппарата в k раз.

#### Силовая установка

Обычно силовая установка МЛА состоит из пропеллера, электромотора, источника энергии, электронного регулятора режима работы двигателя и, возможно, редуктора.

Рассмотрим законы функционирования электромотора [4]. Исходя из закона Ома,

$$E = \Phi \omega + IR$$

где E — ЭДС источника тока; I — ток через мотор; R — сопротивление обмоток мотора;  $\Phi$  = BNS — поток магнитного поля через обмотки двигателя; B — индукция магнитного поля; N — число витков на обмотках двигателя; S — площадь обмоток (величина S уменьшается пропорционально  $k^2$ );  $\omega$  — угловая частота вращения ротора двигателя ( $\omega$  =  $2\pi n$ ). Для фиксированной конструкции максимальное значение N зависит от поперечного сечения проводника. Значение R зависит от N и площади поперечного сечения провода. Таким образом, при уменьшении размеров в k раз новое сопротивление обмоток R' связано с прежним как

$$R' = RkN'^2/N^2.$$

Мощность на валу двигателя  $W_S$ , которая должна быть равна мощности пропеллера, определяется как

$$W_S = BSN\omega I.$$

Анализ данных по существующим моторам показывает, что КПД уменьшенного мотора не может

быть больше КПД оригинала. Однако предположим, что максимальное значение КПД мотора не изменяется при его уменьшении и, следовательно, реализуется при постоянном  $\Phi n/E$ .

Приведенные соотношения дают следующую взаимосвязь между параметрами уменьшенного мотора и оригинала:

$$B' = \sqrt{k} B, \ \frac{E'}{F} \sqrt{k} = \frac{N'}{N}.$$

Максимальное значение КПД мотора зависит от величины  $I_0R/E$  [5], где  $I_0$  — ток холостого хода мотора. Значение  $I_0$  может быть выражено как  $M_0/\Phi$ , где  $M_0$  — момент трения в подшипниках двигателя. Так как предполагалось, что КПД остается постоянным, значение  $I_0R/E$  должно также оставаться неизменным. На основе приведенных формул получим

$$M_0' = M_0/k^3,$$

где  $M_0'$  — момент трения в уменьшенном моторе. Так как размеры уменьшаются в k раз, сила трения уменьшится в  $k^2$  раз. Сила трения пропорциональна силе реакции опоры и зависит от рельефа соприкасающихся поверхностей в зоне контакта. Так как силы при масштабировании уменьшаются в  $k^2$  раз, требуется уменьшить рельефы поверхностей в k раз. Это подразумевает, что следует лишь **точно** уменьшить все детали, которые влияют на трение, в k раз. Окончательно, требуется увеличить точность изготовления изделий в k раз.

Следует заметить, что масса мотора в рассматриваемом случае уменьшается как  $k^3$ , поэтому при уменьшении образуется "резерв массы". Но этот "резерв" может быть меньше теоретического, например, вследствие того, что более сильные магниты могут иметь увеличенную плотность.

Если предположить, что количество запасенной энергии пропорционально массе аккумулятора (и/или объему), то при уменьшении размеров аккумулятора в k раз энергия и объем уменьшаются в  $k^3$ раз (т. е. время полета уменьшается в k раз). Для сохранения времени полета следует тогда либо уменьшать размеры аккумулятора в  $k^{2/3}$  раз (при этом размеры аккумулятора уменьшаются непропорционально характерному размеру) или же увеличить плотность аккумулятора (массы на единицу объема) в k раз. Еще как один из вариантов можно предложить увеличить энергоемкость аккумулятора (отношение запасенной энергии к массе) в k раз (при этом размеры аккумулятора становятся меньше, чем требуется, и образуется запас объема). Второе и третье предложения означают разработку аккумуляторов с новым "рабочим веществом".

Итак, в качестве рекомендаций по миниатюризации следует предложить увеличение магнитного поля, создаваемого магнитами мотора, в  $k^{0,5}$  раз, увеличение точности изготовления в k раз и улучшение характеристик аккумулятора.

#### Прочность

При уменьшении размеров МЛА в k раз при неизменных внешних условиях аэродинамические силы уменьшаются в  $k^2$  раз, моменты аэродинамических сил — в  $k^3$  раз. Так как поперечные сечения силовых элементов уменьшаются в  $k^2$  раз, то механические напряжения (при растяжении-сжатии, изгибе и на срез) остаются такими же, как и для оригинала.

Основным расчетным случаем для тяг органов управления является потеря устойчивости на сжатие. Анализ условия потери устойчивости (см., например работу [6]) показывает, что сила, соответствующая потере устойчивости, уменьшается как  $k^2$ , и силы, возникающие в тягах, также уменьшаются как  $k^2$ .

На основании приведенных выше фактов можно сделать вывод о том, что в конструкции уменьшенного МЛА можно использовать те же материалы, что и для оригинала, без ухудшения прочностных характеристик.

Также стоит отметить, что масса конструкции уменьшается как  $k^3$ , а полная масса аппарата уменьшается как  $k^2$ , поэтому здесь также может образоваться некоторый резерв массы.

#### Сервомашинки и другие электронные устройства

Сервомашинки служат для отклонения органов аэродинамического управления аппаратом (элеронов, рулей высоты и направления, элевонов и др.) Основными характеристиками сервомашинок являются максимальный механический момент и время

**Момент.** 1,4 кт∙см 1,2 1 ♦0.08 c ■ 0.09 c 0,8 ▲ 0.10 c 0,6 ◆0.11 c ● 0.12 c 0.4 0,2 0 10 Масса, г

Рис. 2. Статистические данные по современным миниатюрным сервомашинкам

t поворота оси на определенный угол (в качестве стандартного значения принимается угол  $60^{\circ}$ ). Величина t влияет на характеристики устойчивости и управляемости МЛА. Статистика по существующим миниатюрным сервомашинкам приведена на рис. 2.

Видно, что разброс параметров различных сервомашинок достаточно велик, а их число достаточно мало для того, чтобы провести аппроксимацию зависимости механического момента от массы какойлибо аналитической зависимостью. То же самое можно сказать про остальные электронные устройства — регулятор работы двигателя, приемник-передатчик, автопилот и пр.

Однако имеется универсальный способ уменьшения массы и размеров этих устройств. До сих пор в МЛА использовался модульный подход, т. е. каждое устройство изготовляли отдельно и соединяли с другими устройствами внешними проводами. Это означает, что в конструкции присутствуют разъемные соединения, провода и др., сигналы на входе в устройство декодируются, затем обрабатываются и кодируются на выходе по существующим стандартам. Однако при объединении устройств будет сокращено число микросхем, уменьшены суммарный размер устройства, его масса, а также время прохождения сигнала через устройство. В качестве примера на рис. 3 (см. четвертую сторону обложки) показано устройство, предлагаемое фирмой Falcon Models [7], которое включает в себя приемник и две сервомашинки на одной плате.

Подобное решение было использовано в МЛА WASP [8] (рис. 4, см. четвертую сторону обложки). В этом аппарате аккумулятор частично выполнял функции силовой конструкции.

Отдельно следует остановиться на устройствах навигации и стабилизации ("автопилот"). Для стабилизации аппарата используются миниатюрные гироскопы и акселерометры, для измерения скорости полета относительно воздуха применяется миниатюрный

датчик давления. Существует также вариант стабилизации по линии горизонта. На открытом пространстве используется ориентация по GPS-сигналу, в закрытых помещениях используются ультразвуковые и лазерные дальномеры. Однако вследствие нестабильности приема сигнала GPS в ряде областей земного шара требуется применение других методов ориентации. В частности, в настоящее время ведутся разработки методов ориентации по видеоизображению.

На данный момент основной проблемой современных миниатюрных автопилотов является их большая (по меркам МЛА) масса. Так, существующие автопилоты для МЛА имеют суммарную массу порядка 50 г (хотя производители зачастую указывают массу в 20 г, эта масса соответствует центральному модулю без выносных датчиков, антенн и прочего). Потому дальнейшая миниатюризация требует создания более компактных и легких автопилотов.

### **Анализ влияния аэродинамических параметров** подобия

Аэродинамические параметры подобия, которые могут оказывать влияние в рассматриваемом случае — это числа Рейнольдса Re, Маха M, Струхаля Sh. Так как скорость полета остается неизменной, число Маха также не меняется при масштабировании. Если определить число Струхаля как Sh = nL/V, где n — частота вращения пропеллера; L — характерная длина (например, размах крыла); V — скорость полета, то, как следует из полученного выше, Sh также остается неизменным при уменьшении размеров.

Число Рейнольдса, определяемое как Re = VL/v, где v — кинематическая вязкость, уменьшается при уменьшении размеров, поэтому необходимо исследовать влияние Re на характеристики MJA.

Прежде всего, следует оценить характерное число Рейнольдса для существующих МЛА. Для крыла с хордой 30 см и скорости полета 10 м/с получим  $Re=200\ 000$ . (Заметим, что характерное число Рейнольдса для аппарата  $Black\ Widow\ [9]$  при его стандартных полетных условиях также будет порядка  $200\ 000$ ). Для пропеллера с диаметром  $D=15\ cm$ , характерной хордой  $1\ cm$  и характерной частотой вращения  $8000\ oб/мин\ число\ Рейнольдса\ равно <math>Re=30\ 000$ .

Известно, что с уменьшением Rе коэффициент вязкого трения  $C_{X0}$  увеличивается. Однако следует

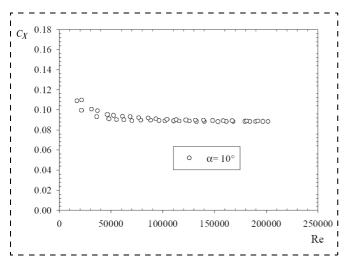


Рис. 5. Зависимость коэффициента сопротивления  $C_X$  от Re для плоской пластины с  $\lambda_{\rm k}=1$  [10]

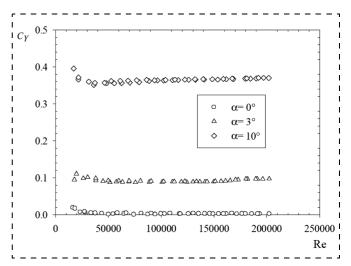


Рис. 6. Изменение  $C_Y$  от числа Рейнольдса [10]

изучить изменение полного коэффициента  $C_X$  при уменьшении Re.

В работе [10] была получена зависимость  $C_X$  от числа Рейнольдса при постоянном угле атаки  $\alpha=10^\circ$  (что примерно соответствует углу атаки при полете МЛА) для плоской пластины с отношением толщины к хорде, равным 0,02 и удлинением крыла  $\lambda_{\rm K}=1$ . (Заметим также, что данный угол атаки соответствует  $C_Y\approx 0,4$  [10], что очень близко к условиям максимального аэродинамического качества и минимальной потребной мощности для такого крыла). Результаты показаны на рис. 5.

На рис. 6 показано изменение  $C_Y$  от числа Рейнольдса для того же крыла. Из этих данных можно получить, что аэродинамическое качество уменьшается с 4,2 до 3,9 (около 8 %) при изменении Re от 200 000 до 40 000 (в 5 раз). Также следует отметить, что потенциально можно до некоторой степени скомпенсировать ухудшение характеристик при уменьшении Re за счет улучшения или ухудшения гладкости (шероховатости) поверхности крыла.

Анализ изменения характеристик пропеллера по числу Рейнольдса был проведен, в частности, в работе [11]. Получено, что КПД пропеллера  $\eta_p$  уменьшается с  $\eta_p=0.9$  при Re =  $10^6$  до  $\eta_p=0.65$  при Re =  $50\,000$ . Однако стоит заметить, что исследованный винт был оптимизирован для Re =  $10^6$  и имел достаточно толстую лопасть.

Данные [9] показывают, что пропеллер, спроектированный под заданное Re, может обеспечивать КПД  $\eta_p = 0.83$  (при Re  $\approx 16\,000$  для лопасти) и уменьшение КПД составляет  $\sim 4\,\%$  при уменьшении Re до 8000. Данный факт говорит о том, что правильно спроектированный пропеллер может сохранять хорошие характеристики даже при уменьшении.

#### Характеристики МЛА

Характеристика	МЛА-30	МЛА-21
Размах крыла, см	30	21
Масса, г	133	65
Масса аккумуляторов, % общей массы	33	33,8
Ток, А	1,56	0,802

Приведенные выше факты показывают, что в первом приближении можно считать изменения аэродинамических характеристик с уменьшением Re незначительными, что и было использовано выше.

#### Миниатюризация микровертолетов и самолетов вертикального взлета и посадки

Все приведенные выше результаты были получены в предположении, что МЛА является самолетом. Однако выводы останутся справедливыми также и для вертолета. Например, формулы (1) описывают характеристики пропеллера и при нулевой скорости потока, если положить  $\lambda=0$ . Соотношения для силовой установки, прочности и др. можно получить таким же способом, как это было сделано в соответствующих разделах. Вывод: все результаты, полученные для самолета, можно также использовать для миниатюризации вертолета и самолета вертикального взлета/посадки.

#### Тестовые модели

Для верификации полученных результатов были изготовлены два МЛА одинаковой формы, но разного характерного размера. Их характеристики даны в таблице.

Вид аппарата с размахом крыла 21 см показан на рис. 7 (см. четвертую сторону обложки).

Аппарат МЛА-21 являлся уменьшенной в  $2^{0,5}$  раза копией аппарата МЛА-30 с уменьшенной в 2 раза массой.

В таблице приведены наилучшие результаты по потребляемому току для практически одинаковых условий полета (температура, давление и влажность воздуха для всех тестовых полетов отличались от средних значений не более чем на 3 %). Видно, что потребляемые токи отличаются примерно в 2 раза, при этом времена полета были практически одинаковы, как и должно было быть в соответствии с полученными зависимостями. Таким образом, экспериментальные данные говорят в пользу справедливости полученных результатов.

#### Выводы

- 1. Скорость полета уменьшенного МЛА должна оставаться такой же, как и для оригинала. Суммарная масса должна уменьшаться как  $k^2$  (k степень уменьшения размеров).
- 2. Частота вращения пропеллера должна быть увеличена в k раз.
- 3. Магнитное поле магнитов мотора следует увеличить в  $k^{0,5}$  раз.
- 4. Точность изготовления компонентов должна быть увеличена в k раз.
- 5. Для изготовления уменьшенного МЛА можно использовать те же материалы, что и для оригинала.
- 6. Объединение электронных устройств на одной плате дает дополнительные возможности миниатюризации.
- 7. Требуется создание более легких и компактных автопилотов.
- 8. Все полученные результаты справедливы как для аппаратов самолетной схемы, так и для аппаратов вертолетной схемы и МЛА вертикального взлета и посадки.

Работа проводилась в рамках гранта Президента РФ по поддержке молодых ученых MK-2672.2008.8.

#### Список литературы

- 1. **Лохин В. М., Манько С. В., Романов М. П., Гарцеев И. Б., Колядин К. С.** Тенденции развития беспилотных летательных аппаратов мини- и микроклассов // Нанои микросистемная техника. 2005. № 1. С. 44—48.
- 2. http://www.rcuniverse.com/magazine/article\_display.cfm? article\_id=538
- 3. **Александров В. Л.** Воздушные винты. М.: Оборонгиз, 1951.
- 4. **Штёлтинг Г., Байсе А.** Электрические микромашины. М.: Энергоатомиздат, 1991. 229 с.
- 5. **Корнушенко А. В., Серохвостов С. В., Шустов А. В.** Проектирование МЛА. Силовые установки, прочность, механика полета, изготовление // Полет. 2006. № 8. С. 55—60.
- 6. **Феодосьев В. И.** Сопротивление материалов. М.: Издво МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2003. 592 с.
- 7. http://www.falconmodels.uk.com/acatalog/Radio\_ Equipment.html
  - 8. http://www.avinc.com/ADC\_Project\_Details.asp?Prodid = 36
- 9. **Grasmeyer J. M., Keennon M. T.** Development of the Black Widow Micro Air Vehicle // AIAA Paper N 2001-0127, 2001.
- 10. **Mueller T. J.** Aerodynamic Measurements at Low Reynolds Numbers for Fixed Wing Micro-Air Vehicles // RTO AVT/VKI Special Course on "Development and Operation of UAVs for Military and Civil Applications" VKI, Belgium, September 13—17, 1999.
- 11. Липин А. В., Остроухов С. П., Серохвостов С. В., Устинов М. В., Шустов А. В., Флаксман Я. Ш. Экспериментальное исследование зависимости характеристик воздушного винта от числа Рейнольдса // Ученые записки ЦАГИ. 2007. Т. XXXVIII, № 3—4. С. 102—110.

### **Ч**овости нанои микросистемной техники

# Создание кремниевого нанопроволочного инвертора с использованием приборной структуры с охватывающим затвором и традиционной КМОП-технологии

Выполнена работа по монолитной интеграции кремниевых нанопроволочных полевых транзисторов с охватывающими затворами (gate-allaround (GAA) с КМОП-логикой, используя традиционную (top-down) технологию. В демонстрационных целях в качестве тестовых объектов были выбраны инверторы. Эмпирические оптимизированные конструкции показали острые фронты ON-OFF с высокими значениями усиления по напряжению (45) и симметричные характеристики pull-up и pull-down. Согласование управляющих токов полевых транзисторов *n*- и *p*-типа обеспечивается посредством использования различного числа нанопроволочных каналов для *n*- и *p*-МОПтранзисторов. Инвертор поддерживает хорошие переходные характеристики и запас помехоустойчивости в широком диапазоне VDD, тестируемом до 0,2 В. Приводится подробное описание эксперимента с указанием электрических характеристик отдельных транзисторов, составляющих инвертор. Характеристики инверторов обсуждаются в сравнении с характеристиками приборов, имеющимися в литературе, и в которых используется усовершенствованная неклассическая архитектура, например FinFETs.

**Buddharaju K. D.** et al. Si-nanowire CMOS inverter logic fabricated using gate-all-around (GAA) devices and top-down approach // Solid-State Electronics. September 2008. Vol. 52. Is. 9. P. 1312—1317.

## Наномеханический датчик массы с атомным разрешением

Механические резонаторы широко используются в качестве инерционных весов для обнаружения небольших количеств адсорбированной

массы посредством смещения генерируемой частоты. Достижения в области литографии и синтеза материалов позволяют изготовить наноразмерные механические резонаторы, которые могут работать в качестве прецизионных датчиков силы, положения и массы. В работе продемонстрирован при комнатной температуре наномеханический резонатор на базе углеродной нанотрубки с атомным разрешением массы. По сути дела этот прибор является масс-спектрометром с чувствительностью массы  $1,3 \cdot 10^{-25}$  кг ·  $\Gamma$ ц $^{-1/2}$ . При использовании этой чрезвычайно чувствительной массы наблюдался дробовой шум атомной массы, который аналогичен электронному дробовому шуму, измеренному во многих полупроводниковых экспериментах. В отличие от традиционных массспектрометров наномеханические масс-спектрометры не требуют потенциально разрушающей ионизации тестового образца, более чувствительны к большим молекулам и могут быть со временем реализованы на кристалле.

**Jensen K.** et al. An atomic-resolution nanomechanical mass sensor // Nature Nanotechnology. 2008. N 3. P. 533—537.

# Использование произвольных сетей и ориентированных матриц из одностенных углеродных нанотрубок в электронных приборах

Одностенные углеродные нанотрубки (SWNTs) в форме сверхтонких пленок произвольных сетей, ориентированных матриц с промежуточными элементами между ними обеспечивают необычный тип материала, который может быть интегрирован в схемы обычным масштабируемым способом. Электрические, механические и оптические свойства таких пленок в определенных случаях могут обеспечить замечательные характеристики отдельных SWNTs, делая их привлекательными для применения в электронных устройствах, датчиках и прочих системах. В статье

обсуждается синтез и сборка SWNTs в тонкопленочные архитектуры различных типов и представляются примеры их использования в цифровых электронных схемах с уровнями интеграции, приближающимися к 100 транзисторам, и аналоговых высокочастотных систем с рабочей частотой в несколько гигагерц, включая транзисторный радиоприемник, в котором SWNT-транзисторы обеспечивают выполнение всех активных функций. Результаты представляются важным шагом в развитии электронной технологии на базе SWNT, которая может найти применение в гибкой электронике, ВЧ аналоговых приборах и др., что может дополнить возможности используемых систем.

**Cao Q., Rogers J. A.** Random Networks and Aligned Arrays of Single-Walled Carbon Nanotubes for Electronic Device Applications. Nano Reseach (2008) 1: 259—272.

## **Кремниевые нанопроволочные** транзисторы с шириной канала 4 нм

Возникновение технологии сверхчувствительных датчиков, основанной на кремниевых нанопроволоках, требует изготовления как проволок с наноразмерным диаметром, так и интеграции с микроэлектронными процессами. В данном случае была использована АҒМ-нанолитография, которая обеспечивает воспроизводимое изготовление сложных полевых транзисторов, имеющих высокие значения электрических характеристик, с использованием монокристаллических кремниевых нанопроволок. Нанопроволоки были вырезаны на пластине со структурой "кремний на изоляторе" с использованием комбинации технологических процессов — локального окисления с атомным силовым микроскопом (AFM) и операций травления. Был изготовлен кремниевый нанопроволочный транзистор с шириной канала 4 нм и измерены его электрические характеристики. О гибкости технологического процесса свидетельствуют электрические характеристики двух нанопроволочных схем с различными геометрическими размерами. Процесс изготовления совместим со стандартной кремниевой КМОП-технологией и поэтому может использоваться для разработки широкого диапазона новых микроэлектронных приборов.

**Martinez J.** et al. Silicon Nanowire Transistors with a Channel Widths of 4 nm Fabricated by Atomic Force Microscope Nanolithography // Nano Letters. 2008. October 1. P. 3636—3639.

#### Пределы характеристик нанопроволочных транзисторов и их применения

Полупроводниковые нанопроволоки представляют собой уникальные материалы для исследования явлений на наноразмерном уровне. Совершенствование методов выращивания нанопроволок привело к демонстрации широкого диапазона нанопроволочных материалов с прецизионным контролем морфологии состава и электрических свойств. Существует убеждение, что этот превосходный контроль в сочетании с малым размером канала может привести к реализации приборных характеристик, превосходящих характеристики приборов, изготовленных с использованием традиционной (top-down) технологии. В статье рассматриваются достижения в области химически синтезированных нанопроволок как наноэлектронных приборов. Во-первых, рассматриваются базовые структуры нанопроволочного полевого транзистора и результаты, полученные от р- и п-канальных гомогенных композиционных нанопроволок. Во-вторых, приводится описание нанопроволочных гетероструктур. Показано, что использование нанопроволочных гетероструктур смягчает несколько ограничивающих факторов в гомогенных нанопроволочных приборах, и продемонстрировано, что характеристики нанопроволочного транзистора могут достичь предела баллистического прибора и превышают характеристики современных планарных приборов. В-третьих, обсуждаются основные методы организации нанопроволок, необходимой для изготовления матриц прибора и схем. В-четвертых, представлена концепция поперечных нанопроволочных схем, обсуждаются результаты реализации как транзисторов, так и энергонезависимых переключателей и приводится описание уникальных методов мультиплексирования/демультиплексирования, обеспечиваемых синтетически закодированными проволоками. В-пятых, обсуждаются уникальные применения тонкопленочных нанопроволочных транзисторных матриц на недорогих подложках и проиллюстрированы результаты применительно к сравнительно высокочастотным кольцевым генераторам и полностью прозрачным приборным матрицам. Наконец, приводится описание трехмерной гетерогенной интеграции, которая уникальным образом может быть задействована при использовании многофункциональных нанопроволок по технологии *bottom-up*.

**Lu W.** et al. Nanowire Transistor Performance Limits and Applications // IEEE Transactions on Electron Devices. Nov. 2008. Vol. 55. Is. 11. P. 2859—2876.

## **Масштабирование нанопроволочных** транзисторов

Рассматривается масштабирование нанопроволочных транзисторов до длин затвора 10 нм и менее. Сначала описывается теория двухмерного масштаба для полевых МОП-транзисторов с цилиндрическим охватывающим затвором, даются общие рекомендации выбора длины затвора и размера нанопроволоки для приемлемых значений эффекта короткого канала. Далее обсуждаются квантовые ограничения электронов в нанопроволоках. Предел масштабирования нанопроволочных транзисторов зависит от того, насколько точно могут контролироваться размеры нанопроволоки. Затем оценивается предел быстродействия нанопроволочного транзистора с использованием баллистической модели тока. Обсуждаются основные проблемы, такие как плотность состояний нанопроволочного материала. Приводится сравнение между результатами моделирования и опубликованными экспериментальными данными нанопроволочных приборов.

**Wang Yu. B.** et al. Scaling of Nanowire Transistors // IEEE Transactions on Electron Devices. Nov.2008. Vol. 55. Is. 1 11. P. 2846—2858.

## **Нанопроволочные тонкопленочные** транзисторы

Рассматриваются последние усилия по использованию полупроводниковых нанопроволок (NWs) для реализации быстродействующих макроэлектронных устройств. Предложена новая концепция NW-тонкопленочных транзисторов (NW-TFTs) и продемонстрирована с использованием ориентированных полупроводниковых NWтонких пленок. В NW-TFTs электроды истока и стока соединены мостом многочисленными монокристаллическими NWs параллельно. Поэтому заряды проходят между истоком и стоком в пределах монокристаллов, обеспечивая высокую подвижность носителей. Последние исследования показали, что быстродействующие NW-TFTs и высокочастотные схемы могут быть изготовлены из кремниевых NWs на разнообразных подложках, включая стекло и пластмассу, с использованием процесса сборки из раствора. Характеристики таких NW-TFTs не только превышают характеристики органических ТҒТѕ, полученных из раствора, но также значительно превосходят характеристики обычных аморфных TFTs или поликристаллических кремниевых TFTs, приближаясь к монокристаллическим кремниевым приборам. Кроме того, материалы групп III—V или II—VI или наноленточные материалы с высокой внутренней подвижностью носителей и оптическими свойствами могут быть собраны в тонкие пленки на гибких подложках, обеспечивая возможность создания новых многофункциональных электронных/оптоэлектронных устройств, невозможно выполнить традиционными методами. Таким образом, этот подход открывает новый путь для развития быстродействующей гибкой макроэлектроники, а также позволяет развивать новое поколение гибких носимых электронных устройств для выполнения вычислений, хранения информации и устройств беспроводной связи.

**Duan X.** Nanowire Thin-Film Transistors: A New Avenue to High-Performance Macroelectronics // IEEE Transactions on Electron Devices. Nov. 2008. Vol. 55, Is. 11. P. 3056—3062.

#### Нанопромышленность смещается от исследований и разработок в сторону коммерциализации

Известная фирма Lux Research выполнила анализ стратегии мировых корпораций, занятых в области нанотехнологий, и специалистов в области наноматериалов, для чего были опрошены руководители 31 ведущих корпораций и извлечены данные из более, чем 1000 интервью, взятых фирмой Lux у разработчиков в области нанотехнологии. Основные выводы исследования:

- компетентность в области нанотехнологии растет. В 65 % мировых корпораций высшее руководство имеет высокий уровень компетентности в области нанотехнологии, что почти вдвое больше, чем два года назад;
- виртуально каждая большая компания имеет подробно разработанную стратегию в области нанотехники; 94 % респондентов сообщают, что имеют специфичную стратегию по использованию инновационных решений и 65 % респондентов описывают децентрализованную организационную структуру;

- корпорации обращаются к внешним инновационным решениям в дополнение к внутренним работам. 100 % компаний подтвердили наличие кооперации с университетами, недавно созданными фирмами или корпорациями, и считают это ключевым моментом в их стратегии. Сотрудничество позволяет распределить стоимость и риски;
- проблемы окружающей среды, охраны здоровья и безопасности имеют увеличивающийся приоритет как для новых фирм, так и для больших старых компаний.

www.eetimes.com/articles/article\_display.cfm? ARTICLE\_ID = 3446378

#### **ВЧ МЕМЅ-переключатели**

В настоящее время электронное переключение ВЧ сигналов осуществляется или механическими переключателями или герконами. МЕМЅпереключатели могут выполнять ту же самую работу в гораздо меньших корпусах.

Фирма *Omron* (Япония) изготовляет свои ВЧ MEMS-переключатели с использованием трех пластин, соединенных вместе до резки. Нижняя пластина содержит электронные входы и выходы и фиксированные электроды, средняя пластина — металлические переключатели, прикрепленные к подвижным электродам, а верхняя пластина служит для покрытия всего набора стеклом для предохранения от загрязнений.

Изготовление ВЧ MEMS-переключателей осуществляется на опытном заводе с производительностью обработки 10 000 пластин в месяц. Массовое производство начнется на заводе в обработки 200-миллиметровых г. Ясу ДЛЯ КМОП-пластин с увеличением производительности в 10 раз. Уже имеются более 20 заказчиков, получивших образцы 10-гигагерцовых MEMSпереключателей для проверки использования в автоматическом контрольно-измерительном оборудовании. Эти переключатели могут также использоваться в цифровых тюнерах для переключения источников HDTV, в цифровых тюнерах, фильтрах и коммутируемых усилителях мощности. В одном корпусе совмещаются два однополюсных переключателя на одно направление. Планируется выпуск двухполюсных моделей на два направления и 20-гига герцовая версия в 2009 году. Созданный MEMS-переключатель имеет сопротивление контакта менее 1 Ом и

срок службы оценивается в более, чем 100 млн. переключений до выхода из строя.

**Johnson R. C.** MEMS device switches among RF sources. www.eetimes.com/showArticle.jhtml?articleID = 212001020

#### Новые MEMS-датчики для портативных устройств

Фирма Freescale Semiconductor приступила к выпуску двух усовершенствованных трехосевых акселерометров для использования в современных портативных электронных устройствах, в частности, в сотовых телефонах и портативных плеерах. Акселерометры ММА745хL обеспечивают цифровой выход, что устраняет необходимость в дополнительном АЦП и обеспечивает гибкое решение топологии платы. Акселерометры могут быть также интегрированы непосредственно в системные процессоры для обеспечения простоты и гибкости связи. Кроме того, датчики обеспечивают обнаружение признаков движения и импульсов, контролируя входные сигналы и выходную реакцию, которые очень чувствительны к естественному движению человека. Акселерометры обеспечивают выполнение разнообразных функций движения, таких как прокручивание наклона во всех направлениях, управление играми, распознавание жестов и подавление прослушивания телефонных разговоров. Поддерживаемые функции включают защиту от воровства, обнаружение свободного падения, поддержку глобальной системы позиционирования и многие прочие применения, связанные с движением. Самая последняя демонстрационная плата ZSTAR3 фирмы Freeescale позволяет разработчикам быстро и легко включать MEMS-датчики и беспроводную технику в свои конструкции следующего поколения.

**Freescale** unveils MEMS sensors for handheld devices. www.smalltimes.com/articles/article\_display.cfm? ARTICLE\_ID = 344306&p = 109

# Двухстаторный MEMS-генератор питания для электрокардиостимуляторов

Представлена конструкция двухстаторного MEMS-генератора питания для использования в электрокардиостимуляторах. В системе асимметричный круглый ротор, встроенный с NdFeB постоянными магнитами с переменной полярно-

стью, колеблется вдоль центрального вала вследствие движения грудной клетки во время дыхания, индуцируя напряжение на статорных катушках. Монтажная площадь генератора равна  $4 \times 4$  мм<sup>2</sup> и может генерировать 59,73 мВт. Генерируемые напряжение и мощность соответствуют требованиям обычного электрокардиостимулятора. Значительно больший срок службы генератора по сравнению с обычными приборами с батарейным питанием могут свести к минимуму частоту, риск и стоимость инвазивных хирургических операций, связанных с заменой батарей.

**Martinez-Quijada J., Chowdhury S.** A two-stator MEMS power generator for cardiac pacemaker // IEEE International Symposium on Circuits and Systems. 18—21 May 2008. P. 161—164.

#### Управление дисковым резонансным MEMS-гироскопом с использованием ВМПП платформы

Фирма Boeings и Jet Propulsion Lab (JPL) с 1997 года сотрудничают в области создания MEMSгироскопов с улучшенными рабочими характеристиками для использования в миниатюрных, маломощных космических инерционных устройств. Усилия привели к созданию демонстрационного образца пострезонаторного гироскопа. Этот опыт привел к созданию более компактного дискового резонаторного гироскопа в целях дальнейшего уменьшения размеров и потребляемой мощности и потенциально улучшенных характеристик. В статье подробно рассматривается архитектура цифрового устройства в виде вентильной матрицы, программируемой пользователем (ВМПП), и использование его в пострезонаторном гироскопе для уменьшения размеров и потребляемой мощности и улучшения характеристик, благодаря уменьшению электронных помех. Использование цифрового контроля на базе ВМПП характеризуется возможностью программирования и модифицирования контрольной цепи в реальном времени для адаптации к специфичным условиям каждого гироскопа и изменения механических характеристик гироскопа в течение срока службы.

**Keymeulen D.** et al. Control of MEMS Disc Resonance Gyroscope (DRG) using a FPGA Platform // IEEE Aerospace Conference. 1—8 March 2008. P. 1—8.

# Конструирование и изготовление нового миниатюрного емкостного акселерометра

Сконструирован и изготовлен новый акселерометр на базе ртути. Акселерометр отличается совершенной симметричной кубической структурой и емкостной связью высокочастотного входного напряжения. В нем используется капля ртути в качестве пружинного материала и гибкий слой межсоединений между обкладками конденсатора. Прибор смонтирован в стандартный корпус ИС с размерами  $5 \times 5 \times 5$  мм. Представлены структура, принцип работы, способ изготовления и математическая модель акселерометра. Поскольку в акселерометре используется капля ртути в качестве чувствительного электрода вместо твердого, используемого обычно в традиционных акселерометрах, решается конфликт между требованиями высокой ударной прочности и высокой чувствительности. Результаты измерений показали чувствительность  $0.2 \text{ мB} \cdot (\text{м} \cdot \text{c}^{-2})^{-1} \text{ с соответствую-}$ разрешением 0.01 мс<sup>-2</sup>, внеосевой чувствительностью < 5 % и хорошей линейностью выходного напряжения при ускорениях по крайней мере до  $10 \text{ м} \cdot \text{c}^{-2}$ .

**Shuangfeng L.** et al. Design and fabrication of a new miniaturize capacitive accelerometer // Sensors and Actuators A. 15 September 2008. Vol. 147. Is. 1. P. 70—74.

#### Коммерциализация MEMS

Микроэлектромеханические системы (MEMS) начали свое развитие с момента открытия пьезорезистивного эффекта в 1954 г. На десять лет раньше был разработан транзистор — основа полупроводниковой истории. За годы развития рынок ИС вырос до уровня более, чем 220 млрд долл., а рынок МЕМS до уровня 10 млрд долл. В 2012 г. общий рынок МЕМS составит 15,4 млрд долл. Первый промышленный выпуск МЕМS-приборов состоялся в начале 1990-х годов. Это были датчики давления и акселерометры для подушек безопасности автомобилей. В последние годы состоялась интеграция микрофонов, акселерометров, дисплеев, ВЧ приборов в портативные электронные устройства и игровые устройства.

Инфраструктура разработки MEMS аналогична инфраструктуре полупроводниковой промышленности и представляет собой центры разработки (fabless) и предприятия с ограниченными производственными возможностями (fab-lite). В мире созданы более 60 заводов (foundries), предоставляющих широкий диапазон услуг. Примерами являются фирмы Asia Pacific Microsystems, Colibrys (обработка пластин); EVG, Suss Microtec (специализированное оборудование), Engent, Infotonics (корпусирование); Microcosm, SoftMEMS (инструментальные программные средства разработки). Нет недостатка средств для эффективной разработки MEMS.

Главным барьером на пути коммерциализации MEMS является отсутствие стратегии конструирования для производства (*DFM*) и тестирования, принятой поставщиками технических решений. Традиционно, разработка MEMS фокусируется на разработке MEMS-прибора: акселерометра, датчика давления и т. д., а не на общем решением по типу специализированных ИС (ASIC). Это происходит отчасти потому, что конструкторы MEMS рассматривают MEMS только в контексте своей производственной деятельности, а не в контексте реального мира корпусирования и интеграции. Стоимость ASIC в два, три раза выше стоимости MEMS и для них требуется в два, три раза больше маскирующих слоев и в четыре, пять раз большая поверхность кремния.

Часто функция MEMS может быть реализована в поверхностном слое монолитного прибора, но его функция рассматривается конструктором отдельно. Совсем недавно для минимизации площади монтажа стала использоваться интеграция на уровне пластины и другие подходы увеличения плотности упаковки. Многие новые MEMS-конструкции также включают сетевые функции, как проводные, так и беспроводные, которые могут быть реализованы на отдельном кристалле или интегрированы в ASIC.

Серьезной проблемой является то, что MEMS должны работать в условиях агрессивных сред. Способность MEMS выживать в таких средах зависит от корпуса, который должен быть еще и недорогим. Кроме того, корпус не должен механически влиять на MEMS в точке, в которой осуществляется электрическое смещение.

Общая стоимость корпусирования и тестирования устройства на базе MEMS составляет обычно 60-70~% от общей стоимости изделия. В таких

случаях MEMS-решения должны быть внесены в цикл конструирования для системной оптимизации.

**Grace R. H.** MEMS commercialization: What's taking so long?

www.eetimes.com/showArticle.jhtml?articleID = 210605136 Wirbel L. MEMS devices to feel impact of consumer slowdown.

www.eetimes.com/showArticle.jhtml?articleID = 211300215

## Влияние масштабирования рабочей частоты в MEMS-гироскопах с несколькими степенями свободы

Приводится анализ соотношения конструирования, связанного с увеличением рабочей частоты одноосевого MEMS-гироскопа, с режимами считывания по нескольким степеням свободы. Сначала было показано, что гироскоп, работающий по оси z с несколькими степенями свободы (одна степень свободы возбуждения, две степени свободы считывания) противостоит тепловым изменениям, используя образец, работающий в субкилогерцовом диапазоне и предназначенный для автомобильных применений. Однако для подавления вибраций от окружающей среды требуется использование более высоких рабочих частот. Для исследования влияния масштабирования на концепцию использования нескольких степеней свободы была помещена расчетная формула в показателях рабочей частоты. Было выявлено ограничение системных параметров, связанное с использованием двух методов масштабирования, которые диктуют выбор соотношения между усилением, размером кристалла и емкостью считывания. Было сконструировано и изготовлено второе поколение приборов на частоты 0,7; 3,1 и 5,1 кГц с меньшими значениями резонансной частоты в режиме считывания.

**Schofield A. R.** et al. Effects of Operational Frequency Scaling in Multi-Degree of Fredom MEMS Gyroscopes // IEEE Sensor Journal. Oct. 2008. Vol. 8. Is. 10. P. 1672—

Составил В. А. Юдинцев

#### **CONTENTS**

Zablotskiy A. V., Baturin A. S., Sheshin E. P., Bormashov V. S., Nagirniy V. P., Korostilev E. V. Measuring
Tools Computer Simulation for Nanometrology
There is a problem of numerical measurements at the nanoscale range where finite probe size of scanning mi-
croscopes leads to discrepancy between image and true shape of studied nanoobjects. To solve this problem we
propose to supplement real experimental data with simulation results obtained by computer modeling. Typical
order of measurements is the sequence "specimen—image—model—parameters" is replaced by the sequence "pa-
rameterized model of specimen—simulation of image formation—fitting parameters of specimen shape until the
best coincidence between a real image and model one".
Keywords: AFM, SEM, nanometrology.
Abramov I. I. Problems and Principles of Physics and Simulation of Micro- and Nanoelectronics Devices.
VII. Quantum Wire Structures
The models of quantum interference devices based on quantum wires were analyzed. The perspectives of quan-
tum wire structures were considered.
Keywords: quantum wires, quantum interference devices, nanoelectronics.
Kuznetsova M. A., Luchinin V. V., Savenko A. Yu. Physical and Technological Basis of Nanodimentional Ion
Beam Technology Application for Creation of Micro- and Nanosystem Technique
Results of technological operations development based on focused ion beam are represented. This includes na-
nodimensional precise local ion beam etching, ion assister (stimulated) chemical etching and ion assisted de-
position of different materials. Relationship between main ion beam parameters and achievable characteristics
of local etching and deposition processes of base electronics materials is determined. Examples of practical ap-
plication of FIB technology are given in the field of design, modification and preparing of nano- and microsys-
tem technique.
<b>Keywords:</b> focused ion beam, ion beam etching, ion assisted etching and deposition.
Dayneko S. V., Chistyakov A. A., Tedoradze M. G. Multilayer Structures Based on Organic Semiconductors and
CdSe and CdSe/ZnS Nanoparticles. Photovoltaic and Luminescent Properties
Multilayer structures based on the matrices of CdSe and CdSe nanoparticles in semiconductors have been ob-
tained and investigated. The presence of nanoparticles in organic semiconductors like polyimide is shown to lead
to the appearance of photovoltaic effect. The processes of charge transfer have been investigated using laser lu-
minescence method. The interaction between the nanoparticles and the molecules of organic semiconductors
is based on charge transfer. The employment of CdSe nanoparticles embedded into organic semiconductors is
perspective for increase the efficiency of photovoltaic processes in multilayer structures based on organic semi-
conductors.

Keywords: nanoparticles, photovoltaic effect, solar cells, luminescence.

Romanko V. A. Prospects of Creation of High Efficiency Thermoelectric Energy Converters Made from Nanopowders
of Semicomductor Materials
Thermoelectric energy converters (TECs) are used in many scientific and technical devices and systems, as elec-
tric generators that convert the heat into the electric energy and as cooling devices that convert the electric energy
into the cold or heat. TECs have the best all parameters among existing traditional energy converters, excluding
only one parameter. They have by $2-3$ times lower values of energy conversion efficiency. Theoretical and ex-
perimental investigations show that transition to semiconductor structures with characteristic dimensions of $5-$
100 nm open the way to increase TEC coefficient of performance by 2.5—6.0 times. The most prospective way
of creation of high efficiency and inexpensive TECs is development of low dimension structures made from na-
nopowders of different semiconductor materials.
Kanwards: thermoelectric energy converters, nanostructured thermoelectric materials, nanonowders

Keywords: thermoelectric energy converters, nanostructured thermoelectric materials, nanopowders.

Antzev G. V., Bogoslovsky S. V., Sapognikov G. V. Contactless Noiseproof Sensors on Superficial Acoustic 

New designing method of noiseproof contactless sensors on superficial acoustic waves on the basis of dispersive lines of a delay is offered. Results of modelling of a membrane pressure sensors are stated. The suboptimum kind of the law of change of the phase, which maintain a high sensitivity to deformation of sound-conductor, is defined. The offered approach provides high noise immunity and accuracy of contactless measurements. The offered approach provides a high the noiseproofing and accuracy of contactless measurements.

**Keywords:** pressure sensors, passive, dispersive lines of a delay.

Considered are the problems of Micro Air Vehicles (MAV) miniaturization in the areas of aerodynamics, strength, powerplants, electrical devices for fixed flight task (velocity, height and flight time being fixed). Scaling peculiarities are analyzed for the case of "evolutional" decrease of MAV dimensions. Set of recommendations is formulated for the directions of investigations for further MAV miniaturization. Results are validated on the experimental vehicles.

**Keywords:** Micro Air Vehicle, miniaturization.

#### 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 Л. М. Мазурина

Сдано в набор 15.06.2009. Подписано в печать 17.07.2009. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,86. Уч.-изд. л. 8,58. Заказ 605. Цена договорная

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