

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Журнал выпускается при научно-методическом руководстве

Отделения	информационных технологий и вычислительных систем Российской Академии наук Издается с 1999 г	٢.
Главный релактор	I СОЛЕРЖАНИЕ	
Мальцев П П		
	ОБЩИЕ ВОПРОСЫ	
Зам. гл. редактора	О создании информационной базы Форсайта нанотехнологии и наносистемной	
Лучинин В. В.	техники	2
Редакционный совет:	НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ	
Аристов В. В.	Адамов Ю. Ф., Горшкова Н. М., Матвеенко О. С. Кремниевые гетероструктуры	
Асеев А. Л.	для наноразмерных транзисторов	4
Гапонов С. В. Кандер И. А	Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных	_
Климов Д. М.	структур микро- и наноэлектроники. VI. Одноэлектронные структуры 1	.0
Ковальчук М. В.	МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ	
Мокеров В. Г.	Самойлович М. И., Белянин А. Ф., Илюшечкин А. Ю. Высокотемпературная	
ПИКИТОВ С. А. Сигов А. С	сверхпроводимость и особенности строения ВТСП-пленок	25
Чаплыгин Ю. А.	Печерская Е. А. Метрологические аспекты исследования активных диэлектриков	
Шевченко В. Я.	для микро- и наноиндустрии	1
Редакционная коллегия:	Косушкин В. Г., Адарчин С. А., Максимова Е. А. Определение влияния	
Абрамов И. И.	механических напряжении на концентрацию носителеи заряда методом	15
Андриевский Р. А.	микротермоЭДС	Ð
Антонов Б. И.	КОНСТРУИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МНСТ	
Астахов М. В.	Любимский В. М. Сравнение прогибов центров круглых и квадратных диафрагм,	
Быков В. А.	вычисленных в нелинейном приближении различными методами и уточнение	
Волчихин В. И.	критерия применимости линейной теории при расчетах прогибов и деформаций	
Горнев Е. С.	квадратных диафрагм	6
Гурович Б. А.	Распопов В. Я., Иванов Ю. В., Орлов В. А. Анализ шумов в микромеханических	51
Журавлев П. В.	гироскопах	1
Захаревич В. Г.	ЭЛЕМЕНТЫ МНСТ	
Кальнов В. А. Карауин Δ	Годовицын И. В., Федоров Р. А., Чаплыгин Ю. А. Емкостный преобразователь	
Квардаков В. В.	давления по технологии поверхностной микрообработки	<i></i>
Колобов Ю. Р.	Тимошенков С. П., Жуков А. А., Захаров А. А. Биморфный оалочный актюатор	٢n
Кузин А. Ю.	с v-ооразными полиамидными канавками о	iŪ
Нарайкин О. С.	МЭМС-перекцюцатель резистивно-емкостного типа	5
Норенков И. П.	Мефелова Ю. А. Власов В. В. Власов А. В. Использование магнитых жилкостей	,5
Панич А. Е.	в основе чувствительных элементов электрогидравлических устройств 6	68
Панфилов Ю. В. Петросяни К О	Пурий А. В., Батурин А. С., Шешин Е. П., Шерстнев П. В. Количественная	
Петрунин В. Ф.	калибровка кантилевера магнитно-силового микроскопа с использованием	
Путилов А. В.	проводов с током	'0
Пятышев Е. Н.	НОВОСТИ НАНОТЕХНОЛОГИЙ	75
Серебряников С. В.		
Сухопаров А. И.		<u>'9</u>
Телец В. А. Толуа П. А.	Contents	50
Отв. секретарь	Журнал включен в перечень научных и научно-технических изданий ВАК России	
Лысенко А. В.	Аннотации статей журнада и требования к оформлению статей поступны на сайте уурнада.	Ē
Редакция:	http://www.microsystems.ru. E-mail: nmst@zknet.ru	
Безменова М. Ю.		
Григорин-Рябова Е. В.	ПОДПИСКА:	

Бе Григорин-Ряос Чугунова А. В.

Учредитель: Издательство "Новые технологии"

. •

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

© Издательство "Новые технологии", "Нано- и микросистемная техника", 2007.

Общие вопросы

УДК 621.3.049.77

О СОЗДАНИИ ИНФОРМАЦИОННОЙ БАЗЫ ФОРСАЙТА НАНОТЕХНОЛОГИИ И НАНОСИСТЕМНОЙ ТЕХНИКИ

В развитых странах осознание ключевой роли, которую уже в недалеком будущем будут играть результаты работ по нанотехнологиям, привело к разработке широкомасштабных программ по их развитию на основе государственной поддержки. В США в 2000 г. принята приоритетная долгосрочная комплексная программа, названная Национальной нанотехнологической инициативой и рассматриваемая как эффективный инструмент, способный обеспечить лидерство США в первой половине текущего столетия. Аналогичные программы приняты Европейским союзом, Японией, Китаем, Бразилией и рядом других стран.

В России работы по созданию нанотехнологий начаты еще 50 лет назад, но слабо финансируются и ведутся только в рамках отраслевых программ. К настоящему времени назрела необходимость формирования программы общефедерального масштаба с учетом признания важной роли нанотехнологий на самом высоком государственном уровне. Широкомасштабное и скоординированное развертывание на базе существующего задела работ в области нанотехнологий позволит России восстановить и поддерживать паритет с ведущими государствами в науке и технике, в ресурсо- и энергосбережении, в создании экологически адаптированных производств, в здравоохранении и уровне жизни населения, в производстве продуктов питания, а также обеспечит необходимый потенциал в обороноспособности и безопасности государства.

Новейшие нанотехнологии наряду с компьютерно-информационными технологиями и биотехнологиями являются фундаментом научно-технической революции в XXI в., сравнимым и даже превосходящим по своим масштабам с преобразованиями в технике и обществе, вызванными крупнейшими научными открытиями XX в.

Нанотехнологии могут стать мощным инструментом интеграции технологического комплекса России в международный рынок высоких технологий, надежного обеспечения конкурентоспособности отечественной продукции. Разработка и успешное освоение новых технологических возможностей потребуют координации деятельности на государственном уровне всех участников нанотехнологических проектов, их всестороннего обеспечения (правового, ресурсного, финансово-экономического, кадрового), активной государственной поддержки отечественной продукции на внутреннем и внешнем рынках.

Формирование и реализация активной государственной политики в области нанотехнологий позволят с высокой эффективностью использовать интеллектуальный и научно-технический потенциал страны в интересах развития науки, производства, здравоохранения, экологии, образования и обеспечения национальной безопасности России.

В Концепции развития в Российской Федерации работ в области нанотехнологий на период до 2010 г., одобренной в основном Правительством Российской Федерации (18 ноября 2004 г.), используются следующие термины:

- нанотехнология совокупность методов и приемов, обеспечивающих возможность контролируемым образом создавать и модифицировать объекты, включающие компоненты с размерами менее 100 нм, имеющие принципиально новые качества и позволяющие осуществлять их интеграцию в полноценно функционирующие системы большего масштаба;
- наноматериалы материалы, содержащие структурные элементы, геометрические размеры которых хотя бы в одном измерении не превышают 100 нм, и обладающие качественно новыми свойствами, функциональными и эксплуатационными характеристиками;
- наносистемная техника полностью или частично созданные на основе наноматериалов и нанотехнологий функционально законченные системы и устройства, характеристики которых кардинальным образом отличаются от показателей систем и устройств аналогичного назначения, созданных по традиционным технологиям;
- *"наноиндустрия"* вид деятельности по созданию продукции на основе нанотехнологий, наноматериалов и наносистемной техники.

В современном мире появился новый инструмент долгосрочного прогнозирования перспектив развития в социально-экономической сфере, образовании, науке и технологии — Форсайт. Слово "Форсайт" буквально означает "взгляд в будущее". Иначе говоря, Форсайт содержит элементы активного влияния на будущее. Качественная национальная программа по наноиндустрии не может быть создана только силами узкой группы специалистов. Она требует учета интересов всех слоев граждан страны бизнеса, власти, науки, населения.

Кроме того, при разработке необходим анализ как возможностей региона, тенденций развития страны, так и учет ведущих направлений в мировой науке, технике, социально-экономическом направлении. Эти тенденции представители каждой группы населения видят по-своему, так что опять же требуется консенсус при разработке прогноза. В чем же преимущества Форсайта? Применение этого метода позволяет выделить нанотехнологии, на освоение которых должен быть направлен максимум инвестиций. Вовлечение в процесс Форсайта широких масс общественности, представителей науки и бизнеса, позволяет сформировать наиболее объективную картину, которая отвечает интересам всех групп населения. Более того, использование Форсайта позволяет заинтересовать все участвующие структуры в достижении целей. В рамках Форсайта экономические субъекты заново оценивают свое место в экономической системе. Такой взгляд "со стороны" позволяет рассмотреть новые нарождающиеся перспективные рынки и начать их осваивать раньше конкурентов.

Одним из основных элементов Форсайта является создание информационной базы, способствующей проведению сканирования и мониторинга на этапе аналитического анализа, а затем и при формировании экспертных групп для Дельфа-метода при разработке сценариев развития нанотехнологии.

Например, с учетом динамики развития микросистемной техники и перехода от технологических приемов микроэлектроники к нанотехнологии, использованию наноматериалов и созданию наносистемной техники в ноябре 1999 г. был создан журнал "Микросистемная техника". После публикаций в 2003 г. и 2004 г. статей по развитию нанотехнологии в России и введения новых рубрик с учетом наносистемной техники было расширено название журнала, и с 2005 г. он выходит под названием "Нано- и микросистемная техника" (http://www.microsystems.ru). Журнал включен в Перечень научных и научно-технических изданий ВАК России для кандидатских и докторских диссертаций и выпускается при научно-методическом руководстве Отделения информационных технологий и вычислительных систем Российской академии наук. С 2007 г. объем журнала увеличился почти в 1,5 раза и составляет 80 страниц.

Задачей журнала является освещение современного состояния, перспектив и тенденций развития микро- и наносистемной техники (MHCT), рассмотрение вопросов разработки и внедрения в различные области науки, технологии и производства. Основные тематические рубрики журнала:

- Нанотехнологии и зондовая микроскопия.
- Материаловедческие и технологические основы МНСТ.
- Моделирование и конструирование МНСТ.
- Молекулярная электроника и биоэлектроника.
- Биоактивные нанотехнологии.
- Элементы МНСТ и микросистемы.
- Системы-на-кристалле.
- Применение МНСТ.
- Информация, новости нанотехнологий, РФФИ.

В настоящее время Министерство образования и науки Российской Федерации проводит работы в соответствии с утвержденным Президентом Российской Федерации перечнем критических технологий Российской Федерации, объединенных в приоритетное направление "Индустрия наносистем и материалов". Дальнейшие работы Миобрнауки России планирует проводить в рамках федеральной целевой программы "Развитие инфраструктуры наноиндустрии в Российской Федерации на 2008—2010 годы".

В России сложилась ситуация, в которой по официальной программе создания индустрии наносистем и материалов проводится 100...150 мелких работ (2 млн руб. на один год) и 30...130 комплексных работ (8...15 млн руб. на 2...3 года). Остальные работы (их на один-два порядка величины больше) проводятся на "общественных" началах или с привлечением частных инвестиций. Одновременно с официальным движением в области нанотехнологий начали развиваться инициативные группы, потому что в нашей стране эта проблема далеко не новая. Такие группы можно отнести к "общественным", так как специалисты, занимающиеся нанотехнологией, не попали в программы Минобрнауки России, сами организовались и стали издавать свои труды на эту тему.

По инициативе Председателя Совета Федерации С. М. Миронова и Комитета С Φ по науке, культуре, образованию, здравоохранению и экологии (председатель Комитета профессор В. Е. Шудегов) был создан Координационный совет по нанотехнологиям, который призван определить экономические, социальные и экологические последствия перехода к новому качеству новых продуктов. По инициативе Координационного совета было проведено первое Всероссийское совещание по нанотехнологиям (май 2006 г., Москва), на котором присутствовали 157 представителей научных, учебных, производственных и финансовых структур более чем 80 организаций всех регионов России. По результатам работы совещания была издана "Белая книга", содержащая концепцию развития работ по нанотехнологиям в Российской Федерации и перечисление наиболее значимых научных и практических результатов.

На заседании Координационного совета по нанотехнологиям в апреле 2007 г. был заслушан доклад о европейской технологической программе, цель которой — развитие химической промышленности. Европейский союз декларировал этой программой свою задачу — создать безопасную, комфортную, недорогую среду жизни человека.

Следует отметить, что с каждым годом значительно возрастает число конференций и докладов на них, связанных с внедрением нанотехнологий в производство и созданием спецтехнологического оборудования. Вопрос заключается в том, как ускорить внедрение полученных результатов в производство и создать наноиндустрию, как создать условия для внедрения результатов в повседневную жизнь граждан России и улучшить качество их жизни.

По решению Президента РФ В. В. Путина в стране создается государственный орган — Совет по нанотехнологиям под председательством первого вице-премьера С. Б. Иванова. И одна из задач Редакционного совета, авторов научных публикаций довести до сведения этого Совета научные и прикладные разработки в области наносистемной техники всех регионов Российской Федерации. Особое значение имеет Президентская инициатива "Стратегия развития наноиндустрии" (от 24 апреля 2007 г.)", ориентированная на создание и закрепление научного приоритета Российской Федерации в области индустрии наносистем и наноматериалов.

Надеемся, что компетентные мнения ведущих специалистов и руководителей науки и промышленности на страницах журнала "Нано- и микросистемная техника" позволят ускорить процесс понимания важности нанотехнологии для России и будут способствовать формированию программы по наноиндустрии для достижения технологической независимости страны от иностранных государств. А проводимый Форсайт может быть связан не со всей нанотехнологией, а основываться на нескольких критических технологиях. Целью социальноэкономических исследований в области нанотехнологий является вклад в технологическую политику страны, возможность заранее предупреждать малые и средние предприятия об угрозах и возможностях их развития, а также создавать сети этих предприятий.

Таким образом, гибкость инструментария Форсайта позволяет использовать его в различных областях и сферах деятельности. Кроме того, опыт применения Форсайта в разных странах показывает, что инструментарий Форсайта можно видоизменить исходя из потребностей и специфики конкретной страны. Значительная эластичность инструментов Форсайта позволит использовать его не только на уровне государства, но и на уровне региона. Имеющийся положительный опыт использования Форсайта в странах с абсолютно различными институциональными условиями позволяет надеяться на успех его применения в различных регионах России при создании наносистемной техники.

Предвидение в области нанотехнологий окажет большое влияние на общество. Его результаты должны быть опубликованы и широко обсуждаться в средствах массовой информации, в том числе и на страницах журнала "Нано- и микросистемная техника". Это поможет провести более позитивную дискуссию о будущих нанотехнологиях (с выделением отдельных направлений) и указанием, насколько каждая из них является желательной или нет.

> **П. Мальцев**, д-р техн. наук, проф., Главный редактор журнала "Нано- и микросистемная техника"

Чанотехнологии и зондовая микроскопия

УДК 621.382

Ю. Ф. Адамов, д-р техн. наук, проф., Н. М. Горшкова, О. С. Матвеенко, ООО "Юник Ай Сиз", г. Москва

КРЕМНИЕВЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ НАНОРАЗМЕРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Рассмотрены последние мировые достижения в области разработки гетероструктур кремний — германий и кремний — углерод. Приведены данные о растворимости и коэффициентах диффузии легирующих примесей, о параметрах эпитаксиальных слоев, о свойствах омических контактов.

Гетероструктурные технологии в микроэлектронике

В соответствии с принципом пропорциональной миниатюризации уменьшение планарных размеров полупроводниковых приборов требует соответствующего уменьшения толщины структурных слоев, образующих данные приборы. Для транзисторов с планарными размерами в десятки нанометров требуются структурные слои толщиной в единицы нанометров [1]. Традиционными способами легирования полупроводников создать нанометровые слои с требуемыми параметрами не удается. Контактный потенциал, создаваемый градиентом концентрации легирующей примеси, не обеспечивает изоляцию нанометровых структурных слоев. Причем требуется не только гальваническая, но и высокочастотная (электромагнитная) изоляция. Рабочие частоты наноразмерных транзисторов достигают сотен гигагерц [2]. Нанометровые промежутки между электродами не должны модулироваться приложенными напряжениями.

Современные технологии не обеспечивают высокого качества сплошных нанометровых кремниевых слоев на изолирующей подложке, необходимого для создания микросхем с миллиардами транзисторов на кристалле. Реальной альтернативой может стать локальная полная диэлектрическая изоляция полупроводниковых приборов. Сейчас активно разрабатываются нанометровые транзисторные структуры с локальной полной изоляцией. При этом используются методы гетероэпитаксии и локального анизотропного травления материалов. Транзисторные структуры из планарных многослойных превращаются в трехмерные [3].

Какие свойства гетероструктур обеспечивают им преимущества при создании наноразмерных транзисторов?

Во-первых, плотность электрических зарядов в гетеропереходе определяется плотностью атомов ос-

новного вещества, образующего кристаллическую решетку. Это примерно в 100 раз больше максимальной плотности зарядов примесных атомов. Соответственно возрастает напряженность электрического поля и уменьшается ширина области пространственного заряда. Появляется возможность создания электронейтральных полупроводниковых слоев нанометровой толщины.

Во-вторых, разная ширина запрещенной зоны (ШЗЗ) в слоях гетероструктуры обеспечивает повышение концентрации как основных, так и неосновных носителей в слое с наименьшей ШЗЗ. Соответственно, преобладает инжекция носителей из слоя с большей ШЗЗ в слой с меньшей ШЗЗ вне зависимости от концентрации примеси и толщины слоя.

В-третьих, нанометровые размеры слоев приводят к квантованию энергии свободных носителей, уменьшению размерности квантовой электронной системы, уменьшению рассеяния носителей на фононах и примесях и соответствующему увеличению подвижности.

В-четвертых, различие физических и химических свойств слоев, образующих гетероструктуру, позволяет создавать новые полупроводниковые приборы с нанометровыми размерами структурных областей [4].

Исторически практическое применение гетероструктур в микроэлектронике началось с полевых транзисторов со слоями AlGaAs на подложках GaAs [5]. Использование нитридов, фосфидов и арсенидов алюминия, фосфора и галия быстро расширило номенклатуру гетероструктурных приборов. В 80-е годы XX века строились грандиозные планы развития микроэлектроники на основе полупроводников типа A₃B₅. Основным препятствием к осуществлению этих планов стало развитие технологии гетероструктур на основе кремния.

Высокая стоимость гетероструктур, полученных в процессе молекулярной эпитаксии, отсутствие стабильного естественного окисла, небольшая номенклатура реализуемых приборов ограничивают применение приборов на основе соединений типа A_3B_5 классом микросхем с малой и средней степенью интеграции. Такие микросхемы используются для достижения предельных эксплуатационных параметров аппаратуры: диапазона температур, рабочих частот, радиационной стойкости и др.

Быстрое развитие гетероструктурной электроники на основе кремния началось с освоения процесса газофазной эпитаксии при сверхнизком давлении [6]. Высокая производительность эпитаксиального оборудования, низкая стоимость гетероструктур, возможность использования процессов и оборудования для обычных кремниевых микросхем позволили быстро достичь впечатляющих результатов. Рабочие частоты гетероструктурных микросхем на основе кремния в несколько раз выше, чем у обычных кремниевых микросхем, при сопоставимой стоимости. При разработке кремниевых приборов следующего поколения особое внимание уделяется технологиям с использованием гетероструктур.

Физические ограничения на размеры кремниевых биполярных транзисторов остановили их развитие на минимальной ширине эмиттера около 0,4 мкм и граничной частоте усиления 60...70 ГГц. Использование слабо легированного кремниевого эмиттера и сильно легированной базы в слое кремний — германий позволило уменьшить ширину эмиттера до 0,15...0,13 мкм и повысить граничную частоту усиления транзисторов до значений более 300 ГГц [2].

Минимальная длина затвора планарных МОПтранзисторов, сформированных в кремниевой подложке, достигла 65 нм. Дальнейшее уменьшение длины затвора до 45 нм обострило проблемы утечек по подложке и воспроизводимости параметров приборов [7]. Эти проблемы связаны с физическими ограничениями базовой конструкции МОПтранзистора. Разработанные технологии планарных КМОП-микросхем с длиной затвора 45 нм пока не освоены в производстве. В последние годы усилия технологов были сосредоточены на создании новой базовой конструкции МОП-транзистора, использующей принципы локальной полной диэлектрической изоляции приборов. При этом, как правило, использовались гетероструктуры со слоями кремний — германий [8, 9].

Твердые растворы SiGe, SiC, SiGeC

Кремний и германий образуют непрерывный ряд твердых растворов. Период кристаллической решетки кремния a = 5,431 Å, германия — a = 5,646 Å. В равновесной структуре период решетки твердого раствора изменяется почти линейно с изменением молярной доли входящих компонентов. Тонкий эпитаксиальный слой SiGe на Si-подложке имеет псевдоморфную структуру с разными периодами решетки в плоскости пластины и перпендикулярно плоскости пластины. Слой испытывает двухосевое сжатие со стороны подложки и период решетки уменьшается. Соответственно, слой кремния на границе с гетеропереходом испытывает усилие растяжения. Толщина псевдоморфного слоя ограничена пределом текучести. Напряжения релаксируют с образованием дислокаций [4].

Кремний и углерод образуют единственное устойчивое химическое соединение SiC - карбид кремния. Предельная равновесная концентрация углерода в твердом растворе 2 %. Псевдоморфные эпитаксиальные слои твердого раствора Si_{1 - v}C_v могут содержать до 3 % углерода. Период решетки твердого раствора кремний — углерод меньше, чем у кремния. Эпитаксиальные слои $Si_{1-y}C_y$ на кремниевой подложке испытывают двухосевое растяжение. Вследствие большой разницы в размерах атомов углерода и кремния изменение периода кристаллической решетки твердого раствора Si_{1 - v}C_v с ростом молярной доли углерода у примерно в 10 раз больше, чем для раствора $Si_{1-x}Ge_x$. Соответственно, напряжения в структуре эпитаксиального слоя кремний углерод на кремниевой подложке будут также примерно в 10 раз больше [10].

Эпитаксиальные слои $Si_{1-y}C_y$ толщиной до 100 нм с предельной концентрацией углерода выдерживают термообработку до 850 °С. При больших температурах концентрация углерода в твердом растворе уменьшается пропорционально времени термооб-

работки. Энергия активации процесса разложения неравновесного твердого раствора — 3,2 эВ. Напряжения в эпитаксиальной структуре снимаются путем образования преципитатов углерода и нанокристаллов карбида кремния без роста дислокаций. Слой твердого раствора сохраняет период кристаллической решетки подложки (кремния) [4].

Использование трехкомпонентных твердых растворов $Si_{1-x-y}Ge_xC_y$ позволяет управлять напряжениями в эпитаксиальной структуре. Полная компенсация напряжений в гетероструктуре на кремниевой подложке достигается при отношении мо-

лярных долей германия и углерода $\frac{x}{y} = 9,4$ [11].

Напряжения в гетероструктуре SiGe на подложке Si нарастают с увеличением толщины эпитаксиального слоя и молярной доли Ge. Процесс упругой деформации слоя ограничен пределом текучести материала. При достижении предельных значений напряжений (1...2 ГПа) происходит пластическая деформация слоя с образованием дислокаций. Для скрытых слоев SiGe, покрытых слоем Si, максимальная (критическая) толщина бездислокационного слоя SiGe увеличивается. На рис. 1 приведена зависимость критической толщины слоя SiGe от молярной доли германия при разных толщинах покрывающего слоя Si [12].

Легирующие примеси и их диффузия

Легирующие примеси для кремния, германия и их твердых растворов одинаковы — это мышьяк, сурьма, фосфор и бор. Растворимость этих примесей



Рис. 1. Теоретические (линии) и экспериментальные (символы) значения критической равновесной толщины слоя SiGe в зависимости от молярной доли германия в твердом растворе

в германии значительно меньше, чем в кремнии. Растворимость примесей *n*-типа в твердых растворах $Si_{1-x}Ge_x$ пропорциональна молярной доли кремния. При легировании эпитаксиального слоя бором в процессе роста SiGe наблюдается аномально высокая растворимость примеси [13, 14, 15].

Влияния углерода в реально используемых концентрациях (не более 3 %) на растворимость легирующих примесей пока не обнаружено.

Сопротивление слоя $Si_{1-x}Ge_x$, легированного бором до предела растворимости, уменьшается с ростом молярной доли германия. При легировании слоя фосфором до предела растворимости сопротивление всегда возрастает с увеличением доли германия. В слое $Si_{1-y}C_y$, легированном фосфором, сопротивление сначала снижается, затем возрастает с увеличением молярной доли углерода. В напряженном бездефектном слое $Si_{1-y}C_y$ подвижность электронов может быть вдвое больше, чем в объемном кремнии [16, 17]. В слоях с большой долей углерода увеличение слоевого сопротивления связано с ростом числа структурных дефектов кристаллической решетки, таких как преципитаты углерода и карбида кремния. Электронные свойства гетероэпитаксиальных слоев Si_{1 - v}C_v пока изучены недостаточно детально [16, 17].

Коэффициенты диффузии примесей *n*-типа (мышьяк, сурьма, фосфор) в кремнии на 5—7 порядков меньше, чем в германии. Зависимости коэффициентов диффузии от молярной доли германия в твердом растворе различны для разных легирующих элементов. В таблице приведены значения коэффициентов диффузии при 850 °С для кремния, германия и твердого раствора Si_{0.75}Ge_{0.25} [4].

Легирующий элемент	Кремний	Германий	Твердый раствор Si _{0,75} Ge _{0,25}
Мышьяк Сурьма	$2,2 \cdot 10^{-19}$ $1,2 \cdot 10^{-19}$	$8 \cdot 10^{-11}$ $7 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-16}$ $1 \cdot 10^{-19}$
Фосфор	$5,5 \cdot 10^{-16}$	$2,2 \cdot 10^{-11}$	$1.7 \cdot 10^{-15}$

 $1.3 \cdot 10^{-16}$

 $3,1 \cdot 10^{-16}$

 $3,2 \cdot 10^{-16}$

Коэффициенты диффузии примесей при T = 850 °C, см²/с

Из таблицы видно, что для легирования гетероэпитаксиальных слоев можно использовать бор, мышьяк и сурьму. Коэффициент диффузии фосфора аномально велик, наименьший коэффициент диффузии имеет сурьма.

Эпитаксиальное выращивание нанометровых слоев SiGe и SiGeC на подложках Si

Эпитаксиальное выращивание слоев SiGe и SiGeC проводится в процессе изготовления полупроводниковых приборов с нанометровыми размерами структурных элементов. Поэтому мы не должны забывать о термическом бюджете всего технологического маршрута. При диффузии бора в кремнии при температуре 850 °C параметр диффузионного

Бор

распределения $2\sqrt{Dt}$ превышает 2 нм уже через 1 мин. Для выращивания нанометровых гетероструктур чаще всего используется газовая эпитаксия при сверхнизком давлении (10⁻²...10⁻⁴ мм рт. ст.) [18]. Процесс проводится при температуре кремниевой подложки 500...600 °С. Источниками осаждаемого вещества обычно являются газы силан (SiH₄), герман (GeH₄), а также углеводороды метан и этан (CH₄, С₂Н₆). При температуре 500 °С скорость осаждения кремния от 1 до 4 Å/мин. Добавление в смесь GeH₄ увеличивает скорость роста слоя в несколько раз. Скорость реакции ограничивается процессом десорбции водорода с поверхности пластины. Энергия диссоциации силана — 2 эВ, а германа — 1,6 эВ. Молярная доля германия в слое Si_{1-x}Ge_x примерно в 10 раз больше доли германа в газовой смеси. Ускоренное разложение германа на поверхности пластины катализирует реакцию осаждения слоя Si_{1-x}Ge_x. Низкие давление и скорость роста не вызывают истощения и неоднородности газовой смеси в реакторе. Неоднородность толщины слоя 50 нм на пластине диаметром 200 мм не превышает 5 % в крайних значениях. Неоднородность имеет градиентный характер. В пределах одного кристалла микросхемы неоднородность толщины слоя около 0,2 % [4].

Легирование эпитаксиального слоя в процессе роста осуществляется добавлением в газовую смесь гидридов легирующих элементов (AsH₃, SbH₃, PH₃, B₂H₆). Для примесей *n*-типа уровень легирования управляется плохо. Конкурируют два процесса: рост легированного слоя и испарение с поверхности легирующих атомов. Концентрация легирующей примеси зависит от скорости роста слоя, температуры и концентрации легирующих газов в реакторе. Легирование бором значительно проще. Бор растворяется в слоях Si и Si_{1 – x}Ge_x с высокой концентрацией. Процесс разложения диборана (B₂H₆) на поверхности пластины катализирует разложение силана (SiH₄) и увеличивает скорость роста слоя. Испарения бора не наблюдается [19].

Особый интерес для технологии наноэлектроники представляет процесс селективного осаждения монокристаллических слоев Si и Si_{1 – x}Ge_x в окнах к подложке, вскрытых в диэлектрической маске. Селективность достигается добавлением в газовую смесь хлоргидрида (HCl), который медленно травит диэлектрическую маску (SiO₂, Si₃N₄) и препятствует осаждению кремния и германия [20]. Конкурирующие процессы замедляют осаждение слоев Si и Si_{1 – x}Ge_x в окнах. Для управления осаждением приходится повышать температуру подложки до 700 °C. В стадии отработки находится процесс селективного осаждения при температуре 600 °C с использованием дихлорсилана (SiCl₂H₂) [21].

Селективное травление слоев Si и Si_{1 – x}Ge_x

Близость кремния и германия в периодической системе элементов определяет и общность их химических свойств. Селективность травления достигается за счет разницы химических свойств окислов. В реакции газового травления участвуют только воз-

бужденные атомы и нейтральные радикалы. Основной реагент — CF₄.

Реактор для селективного газового травления Si и Si_{1-x}Ge_x имеет две зоны. В первой зоне происходит ионизация газовой смеси, во второй идет химическая реакция травления. Зоны разделены между собой транспортным промежутком, в котором происходит рекомбинация ионов. Время жизни ионов во много раз меньше, чем возбужденных атомов и радикалов. Давление в реакторе должно быть достаточно высоким для поддержания устойчивого плазменного разряда, но и достаточно низким, чтобы обеспечить большое время жизни возбужденных атомов и радикалов. Рабочий диапазон — от 0,3 до 1,5 мм рт. ст. [4].

Селективность травления Si_{1 - x}Ge_x по отношению к Si достигается добавлением в газовую смесь кислорода O2 и хлора Cl2. Поверхность кремния окисляется и пассивируется. Окислы кремния устойчивы к хлору, а окислы германия травятся радикалами хлора. Поверхность полупроводника травится радикалами фтора. Селективность травления Si_{1-x}Ge_x возрастает с увеличением молярной доли германия и уменьшением скорости травления. Скорость травления уменьшается с повышением давления газовой смеси, с понижением температуры и понижением мощности плазменного разряда. Процесс с максимальной селективностью травления характеризуется максимальным давлением газовой смеси (1,5 мм рт. ст.), минимальной мощностью устойчивого плазменного разряда (200 Вт) и охлаждением реакционной камеры до 10 °C. При этом скорость травления слоя Si_{0.75}Ge_{0.25} около 0,5 мкм/мин при селективности к нелегированному кремнию около 40. Если слой кремния легирован мышьяком, то селективность травления снижается, если бором, то возрастает. В оптимальном сочетании селективность травления слоя $Si_{1-x}Ge_x$ превышает 100. Есть и ограничения селективного травления. В случае отсутствия в структуре Si_{1-x}Ge_x скорость травления кремния резко возрастает, поэтому очень важен контроль времени окончания процесса.

Селективность травления кремния по отношению к $Si_{1-x}Ge_x$ достигается изменением состава газовой смеси при сохранении основных параметров — 0,8 мкм/мин при селективности значительно больше 100. Азот эффективно пассивирует поверхность $Si_{1-x}Ge_x$.

Омические контакты к слоям Si_{1 - x}Ge_x

Омические контакты к слоям ${\rm Si}_{1-x}{\rm Ge}_x$ успешно формируются вжиганием тонких пленок металлов: никеля, кобальта, титана и платины. При этом образуются переходные слои германосилицидов этих металлов. Однако в технологии микросхем с нанометровыми толщинами структурных слоев и ограниченным термическим бюджетом выбор металла становится однозначным. Германосилицид никеля имеет самую низкую температуру реакции с ${\rm Si}_{1-x}{\rm Ge}_x$, низкие слоевое и контактное сопротивления, почти равные значения контактного потенциала к полупроводникам *n*- и *p*-типов [22].

Проблема использования германосилицида никеля состоит в том, что энергия связи никеля с кремнием больше, чем с германием. При увеличении молярной доли германия (x > 0,4) или при термообработке (T > 600 °C) германосилицид обедняется германием с образованием поверхностной текстуры. Гранулы германосилицида никеля разделены гранулами обогащенного германием твердого раствора SiGe. Слоевое и контактное сопротивления возрастают. Размеры гранул сравнимы с размерами контактов к транзисторным структурам. Если полупроводниковый слой напряжен, то энергия деформации может передаваться химическим реакциям в структуре, провоцировать образование текстуры и снижать термостабильность контактов. Использование в контактах слоев $Si_{1-x-y}Ge_xC_y$ снижает энергию деформации. Установлено, что углерод задерживает реакции фазообразования. При образовании германосилицида углерод вытесняется из него почти полностью [22].

Технология изготовления контактов к твердым растворам полупроводников постоянно совершенствуется. Например, получены интересные результаты для контактов на основе смеси германосилицидов никеля и платины [23]. В современных микросхемах используются контакты на основе германосилицидов никеля. Контакты формируются в процессе быстрого термического отжига при температуре не выше 450 °С. Дальнейшая термообработка не должна превышать эту температуру.

Зонная структура эпитаксиальных слоев твердых растворов $Si_{1-x}Ge_x$ и $Si_{1-y}C_y$

Как выше отмечалось, эпитаксиальный слой $Si_{1-x}Ge_x$ на кремниевой подложке испытывает двухосевое сжатие. Период кристаллической решетки в плоскости пластины равен периоду решетки кремния. Для $Si_{1-y}C_y$ несоответствие периодов решетки растягивает эпитаксиальный слой. До определенного предела деформации эпитаксиальных



Рис. 2. Зависимость ширины запрещенной зоны твердых растворов $Si_{1-x-y}Ge_xC_y$ от согласования периодов решетки эпитаксиального слоя и кремниевой подложки



Рис. 3. Схематичное изображение эффектов в энергетической зоне кремния: *а* — двухосевого растяже-

ния: б – сжатия

Рис. 4. Смещение энергетических уровней для различных кремниевых гетероструктур:

a — сжатый SiGe на равновесном кремнии; δ — напряженный Si_{1 — v}C_v на равновесном кремнии

слоев будут упругими, без образования структурных дефектов [12].

Деформация кубической кристаллической решетки твердого раствора устраняет вырождение электронных состояний как в валентной зоне полупроводника, так и в зоне проводимости. Происходит расщепление электронных состояний на подзоны, а ширина запрещенной зоны при деформации всегда уменьшается. Растяжение и сжатие эпитаксиального слоя по-разному влияют на сдвиг зон. При сжатии слоя Si_{1 – x}Ge_x на подложке Si происходит повышение уровня максимума валентной зоны при слабом влиянии на энергетический минимум зоны проводимости. Растяжение слоя Si_{1 – y}C_y на подложке Si приводит к понижению минимума зоны проводимости при неизменном уровне валентной зоны (рис. 2, 3) [4].

В эпитаксиальном слое Si_{1 – x}Ge_x на подложке Si ширина запрещенной зоны уменьшается с увеличением доли Ge как за счет изменения химического состава, так и за счет деформации решетки. Вклад этих процессов в изменение ШЗЗ примерно одинаков (рис. 4) [4]. Упругие деформации переходят в пластические при увеличении толщины слоя (примерно 100 нм), при нагреве (850...900 °C) и при возрастании доли германия (x > 0,4). Ширина запрещенной зоны полупроводника при этом снижается.

Вклад упругих деформаций решетки и модификации валентных связей в изменение ШЗЗ примерно одинаков.

Расщепление квантовых состояний, вызванное деформацией кристаллической решетки, уменьшает эффективную массу электронов в минимумах зоны проводимости при движении этих электронов в плоскости деформации.

Твердый раствор $Si_{1-y}C_y$ не является переходной фазой к образованию карбида кремния. Ширина запрещенной зоны карбида кремния значительно больше, чем у кремния. Однако ШЗЗ твердого

раствора $Si_{1-y}C_y$ всегда меньше, чем у кремния. Компенсация напряжений в эпитаксиальном слое

Si_{1 – x – y}Ge_xC_y достигается при соотношении $\frac{x}{y} = 9,4$.

Так как предельная растворимость углерода около 3 %, то компенсировать напряжения можно только в твердых растворах с молярной долей германия x < 0,3. В слоях с компенсацией напряжений соответственно уменьшается и изменение ШЗЗ.

На рис. 4 показана связь изменения ШЗЗ в твердых растворах $Si_{1-x}Ge_x$ и $Si_{1-y}C_y$ от значения деформаций и молярных долей x и y.

Заключение

Кремниевые гетероструктуры дают новые возможности управления параметрами полупроводниковых приборов. Селективность процессов осаждения и травления гетероструктурных слоев обеспечивает возможность формирования непланарных (трехмерных) элементов физической структуры монолитных микросхем.

Технология гетероструктурных микросхем сложнее традиционной кремниевой технологии. Ее отличают более сложная химия технологических процессов, меньший термический бюджет, постоянный контроль упругих и пластических деформаций в структуре. Однако у гетероструктурной технологии большие резервы развития, в первую очередь, за счет расширения номенклатуры используемых полупроводниковых материалов. Гетероструктурные технологии — это самый динамично развивающийся сектор полупроводниковой электроники.

Настоящая статья — первая в серии, посвященной применению кремниевых гетероструктур. В ближайшее время авторы планируют подготовить еще несколько статей по этой тематике.

Список литературы

1. **Semiconductor** Industry Association, International Technology Roadmap for Semiconductors, San Jose, California, 2003.

2. **Rieh J. S., Jagannathan B., Chen H.** et al. SiGe HBTs with cutoff frequency of 350 GHz // Technical Digest of the IEEE Internation Electron Devices Meeting, San Francisco, 2002. P. 771–774.

3. Schulz T., Rosner W., Risch L., Langmann U. 50 nm vertical sidewall transistors with high channel doping concentrations // IEDM Tech. Dig. 2000. P. 61–64.

4. **Silicon** Heterostructure HandBook / Ed. by John D. Cressler. CRC Press Taylor & Francis Group, 2006.

5. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия: Пер. с анг. М.: Мир, 1991. 632 с.

6. Meyerson B. S., Urman K. J., LeGoues F. K. Cooperative phenomena in silicon/germanium low temperature epitaxy // Applied Physics Letters. 1988. 53. P. 2555–2557.

7. Hoyt J. L., Nayfen H. M., Eguchi S., Aberg I., Xia G., Drake T., Fitzgerald E. A., Antoniadis D. A. Strained Si MOSFET technology // Technical Digest IEEE International Electronic Devices Meeting, San Francisco, CA. 2002. P. 23–26.

8. Lee B. H., Mocuta A., Bedell S., Chen H. et al. Performance enhancement of sub-70 nm strained silicon SOI MOSFETs on ultra-thin thermally mixed strained silicon/SiGe on insulator (TM-SGOI) substrate with raised S/D // Technical Digest — IEEE International Electron Devices Meeting, Washington, DC, 2002. P. 946–948.

9. Doyle B., Arghavani R., Barlage D., Datta S., Doczy M., Kavalieros J., Murthy A., Chau R. Transistor elements for 30 nm physical gate lengths and beyond // Intel Technol. J. 2002. Vol. 6.

10. Fischer G. G., Zaumseil P., Bugiel E., Osten H. J. High temperature behaviour of strained $Si_{1-y}C_{y}/Si$ heterostructures // J. Appl. Phys. 1995. 77. P. 1934–1937.

11. **Kelires P. C.** Monte Carlo studies of ternary semiconductor alloys: application to the $Si_{1-x-y}Ge_xC_y$ system // Phys. Rev. Lett. 1995. **75**. P. 1114–1117.

12. Fischer A., Osten H.J., Richter H. An equilibrium model for buried SiGe strained layers // Solid-State Electronics. 2000. **44**. P. 869–873.

13. Laitinen P., Riihimaki I., Raisanen J. Arsenic diffusion in relaxed $Si_{1-x}Ge_x$ // Physical Review. 2003. B 68. P. 155209-1-155209-6.

14. Larsen A. N., Kringhoj P. Diffusion of Sb in relaxed $Si_{1-x}Ge_x$ // Applied Physics Letters. 1996. **68**. P. 2684–2686.

15. Chi On Chui, Gopalakrishnan K., Griffin P. B., Plummer J. D., Saraswat K. S. Activation and diffusion studies of ion-implanted p- and n-dopants in germanium // Applied Physic Letters. 2003. 83. P. 3275–3277.

16. **Osten H. J., Gaworszewski P.** Charge transport in strained $Si_{1-y}C_y$ and $Si_{1-x-y}Ge_xC_y$ alloys on silicon // J. Appl. Phys. 1997. **82**. P. 4977–4981.

17. **Dollfus P., Galdin S., Hesto P., Osten H. J.** Band offsets and electron transport calculation for strained $Si_{1-x-y}Ge_xC_y/Si$ heterostructures // J. Mater. Electron. 2001. **12**. P. 245–248.

18. Li C., John E., Quinones E., Banerjee S. // J. Vac. Sci. Technol A. 1996. 14. P. 170–183.

19. Meyerson B. S., LeGoues E. K., Nguyen T. N., Harame D. L. // App. Phys. Lett. 1987. 50. P. 113–115.

20. Bodnar S., Morin C., Regolini J. L. // Thin Solid Films. 1997. 294. P. 11–14.

21. Kiyota Y., Udo R., Hashimoto T., Kodama A., Shimamoto H., Hayami R., Ohue E., Washio K. // IEEE Trans Electron Dev. 2002. 49. P. 739-745.

22. Luo J. S., Lin W. T., Chang C. Y., Shih P. S., Pan F. M. Annealing effects on the interfacial reactions of Ni on $Si_{0.75}Ge_{0.24}$ and $Si_{1-x-y}Ge_xC_y$ // J. Vac. Sci. Technol. 2000. A18. P. 143–148.

23. Lee P. S., Pey K. L., Mangelink D., Ding J., Chi D. Z., Chan L. New silicidation technology with Ni(Pt) alloy for MOSFETs // IEEE Electron. Dev. Lett. 2001. 22. P. 568– 570. **И. И. Абрамов**, д-р физ.-мат. наук, проф., Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Республика Беларусь

ПРОБЛЕМЫ И ПРИНЦИПЫ ФИЗИКИ И МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИБОРНЫХ СТРУКТУР МИКРО-И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ. VI. Одноэлектронные структуры*

С использованием предложенной ранее классификации проанализированы модели разнообразных приборных структур одноэлектроники. Рассмотрены перспективы развития данной области наноэлектроники.

Введение

Эффект одноэлектронного туннелирования был теоретически предсказан в 1985 г. К. К. Лихаревым и Д. В. Авериным [1]. Его сущность заключается в возможности получения в туннельных переходах с малой собственной емкостью дискретного коррелированного туннелирования одиночных электронов сквозь туннельные барьеры. Возможно коррелированное упорядоченное туннелирование и дырок, а также, вообще говоря, небольших ансамблей носителей заряда (квантовые макроскопические эффекты), например, куперовских пар в эффекте Джозефсона, и не только! Открытию эффекта одноэлектронного туннелирования предшествовали в конце 60-х — начале 70-х годов исследования туннельных контактов типа "металл — оксидный слой — металл" с содержанием в оксидном слое металлических гранул. Оказалось, что при низких температурах в таких структурах на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) может наблюдаться подавление тока при малых напряжениях (кулоновская блокада). В результате структуры, в которых наблюдаются эффект одноэлектронного туннелирования и явление кулоновской блокады, обладают существенно нелинейными ВАХ, что позволяет создавать на их основе самые разнообразные электронные приборы и устройства [2].

Непосредственно эффект дискретного одноэлектронного туннелирования впервые экспериментально наблюдался в структурах, описанных в [3, 4]. К настоящему времени разработано большое число различающихся приборных структур, функционирующих на основе данного эффекта. Как итог, стало сложно ориентироваться в этой очень бурно развивающейся области — одноэлектронике. Поэтому в работах [5—7] была предложена классификация таких структур.

Классификация одноэлектронных приборных структур

Рассмотрим сущность классификации [5—7], так как ее ключевые моменты будут важны для дальнейшего изложения материала. В основу классификации положены следующие принципы.

I. Выделив характерные активные области приборов, будем различать указанные ниже *классы одно*электронных приборных структур.

1. **Однотуннельные приборы.** Такие структуры содержат только один туннельный переход.

2. Цепочки туннельных переходов. К этому классу относятся структуры, содержащие два и более туннельных переходов в активной области, соединенные последовательно. Наиболее изученный прибор данного класса — одноэлектронный транзистор [2, 8]. Отметим, что в настоящее время большинство одноэлектронных приборов относится именно к классу цепочек туннельных переходов.

3. *Матрицы туннельных переходов*. Структуры этого класса содержат в активной области последовательное и параллельное соединения туннельных переходов в плоскости, например, в гранулированных микроперемычках [9].

4. *Массивы туннельных переходов*. Такие структуры содержат последовательное и параллельное соединения туннельных переходов в различных измерениях.

Многочисленные примеры приборных структур выделенных классов приведены в [5—7].

Каждому из отмеченных классов может быть поставлена в соответствие определенная размерность, а именно: однотуннельным приборам — нульмерный элемент (0D); цепочкам туннельных переходов — одномерный массив (1D); матрицам — двумерный (2D); массивам — трехмерный набор элементов (3D). Здесь лишь отметим различие этой "размерности" и "размерности" структур с квантово-механической точки зрения [10]. Не следует их путать!

II. Каждый из указанных классов приборных структур (соответствующей размерности) может быть представлен определенным видом *принципиальной структурной схемы*. Их вид для каждого из классов приведен в [5—7]. Здесь дадим вид только для цепочек туннельных переходов, представляющих для нас наибольший интерес, а точнее — один из возможных вариантов схемы (см. рисунок).



цепочки

^{*} См. части I — № 8, 2006; II — № 9, 2006; III — № 1, 2007; IV — № 2, 2007; V — № 3, 2007.

III. Условно выделяются *виды* одноэлектронных приборных структур по материалам островка (островков), а именно [5—7]:

- металлические;
- полупроводниковые;
- диэлектрические;
- органические;
- композиционные.

IV. По технологическим методам изготовления, материалам, формирующим различные области, управляющим электродам и другим принципам можно выделить *разновидности* одноэлектронных приборных структур.

Многочисленные примеры различных видов и разновидностей приборов одноэлектроники также приведены в [5—7]. Важно отметить, что в настоящее время уже созданы одноэлектронные приборные структуры всех основных видов (за исключением диэлектрических), функционирующие при комнатной температуре, а также интегральные схемы (ИС), содержащие одноэлектронные элементы. Многое, однако, предстоит сделать по повышению степени интеграции ИС.

Модели ортодоксальной теории

В принципе, *при моделировании одноэлектронных приборных структур могут использоваться отмеченные ранее формализмы* [10], применяемые для резонансно-туннельных структур [11]. Развитие моделей рассматриваемого типа приборов наноэлектроники полностью подтверждает это утверждение. Однако следует отметить несколько важных особенностей.

Во-первых, в приборах одноэлектроники возможно большое число туннельных переходов. В резонансно-туннельных диодах (РТД) их обычно всего лишь два.

Во-вторых, эффект дискретного коррелированного одноэлектронного туннелирования — нестационарный (стохастический) эффект, поэтому, вообще говоря, необходим анализ переходных процессов.

В-третьих, для интенсивно исследуемых одноэлектронных приборных структур уже характерно большее разнообразие, в частности, используемых материалов, т. е. видов структур (см. выше). Отметим, что наиболее ярко эффект одноэлектронного туннелирования проявляется в металлических одноэлектронных структурах, так как размеры островков достаточно большие, поэтому пространственное квантование, т. е. другой, квантовомеханический, эффект обычно можно не учитывать. Необходимо рассматривать лишь дискретность заряда на островках, так как они все же не очень большие. В то же время в полупроводниковых одноэлектронных структурах, включающих квантовые точки (островки), учет пространственного квантования может быть обязателен. В результате возможно сосуществование эффектов одноэлектронного и резонансного туннелирования. Ясно, что отличия в моделях приборов даже отмеченных двух видов могут быть значительны (см. ниже).

В-четвертых, для ряда одноэлектронных приборных структур необходим многомерный анализ. Следствием отмеченных основных причин (усложнений относительно резонансно-туннельных структур) является то, что *модели приборов одноэлектроники должны быть достаточно (в целом, еще более) грубы.*

Впервые эффект одноэлектронного туннелирования был предсказан в одиночных туннельных переходах с малой емкостью и проводимостью в режиме токового смещения. Его микроскопическая теория была развита в работах [1, 12]. Рассмотрим основные моменты предложенной модели.

Д. В. Авериным и К. К. Лихаревым использовался формализм матриц плотности и была выполнена программа, описанная в [10] для данного формализма. Анализировался туннельный переход между металлами 1 и 2, подсоединенный к источнику фиксированного внешнего тока I(t) и в общем случае шунтированный внешней проводимостью G_S нетуннельного (металлического) характера. Гамильтониан такой системы представляется в виде [1, 12]

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_T + \hat{H}_I;$$
(1)

$$\hat{H}_0 = \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{H}_S + Q^2/2C,$$
 (2)

где \hat{H}_0 — гамильтониан невозмущенной системы; \hat{H}_T , \hat{H}_I — члены, определяемые туннелированием и внешним током; $\hat{H}_{1,2}$, \hat{H}_S — описывают внутренние степени свободы металлов 1 и 2 и шунта; $Q^2/2C$ электростатическая энергия перехода как конденсатора емкостью *C*; *Q* — заряд. Случай нешунтированных туннельных переходов рассмотрен в [13]. В мик-

роскопическом подходе туннельный оператор \hat{H} представляется с помощью туннельного гамильтониана [14].

Замкнутое уравнение для матрицы плотности, описывающее динамику заряда Q = CV (и напряжения V) на переходе при фиксированном внешнем токе I(t), в представлении взаимодействия получено в [1,12] и имеет следующий операторный вид:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \hat{F}_I + \hat{F}_S + \hat{F}_T, \qquad (3)$$

где $\hat{\rho}$ — матрица плотности; \hat{F}_I , \hat{F}_S , \hat{F}_T — операторы, характеризующие влияние внешнего тока, шунта и туннелирования. Для матриц (их элементов) данных операторов получены явные выражения [1, 12] в первом порядке теории возмущений в предположении из независимости. В уравнении (3)

$$\hat{\rho} = \mathrm{Tr}_{1, 2, S} \hat{\rho}_{\Sigma}, \qquad (4)$$

где $\hat{\rho}_{\Sigma}$ — матрица плотности всей системы, а след взят по внутренним состояниям электродов 1, 2 и шунта *S*. К сожалению, использовать (3) достаточно сложно, поэтому необходимы дальнейшие упрощения. В случае отсутствия джозефсоновского туннелирования, например, для нормальных металлов, и не слишком большой проводимости шунта G_S , а именно:

$$G_S R_Q \le 1; \quad R_Q = \pi \hbar^2 / 2e^2 \approx 6.7 \text{ KOM},$$
 (5)

матрица плотности быстро становится диагональной, а ее ненулевые элементы фактически определяют плотность вероятности σ . В (5) \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π . При определенном ограничении на максимальную скорость изменения σ для плотности вероятности получается менее сложное по сравнению с (3) кинетическое уравнение [1, 12]. Его анализ при низких температурах *T*, если заряд находится в области

$$-e/2 < Q < e/2, \tag{6}$$

где e — заряд электрона, приводят к выводу, что туннелирование полностью подавляется (кулоновская блокада туннелирования) [1, 12]. Как уже отмечалось, аналогичное явление наблюдалось в туннельных переходах с металлическими гранулами в оксидном слое. Модель таких переходов с учетом дискретности заряда на гранулах на основе кинетического уравнения для функции распределения электронов по гранулам, выведенного исходя из уравнения для матрицы плотности, была построена ранее в [15]. Заметим, что при этом не учитывалось взаимодействие с внешней цепью (не был включен существенный

для анализа член \hat{H}_I в (1)), которое в случае одноэлектронного туннелирования принципиально важно (см. ниже). Отличный обзор первых работ по одноэлектронике и важнейших для ее становления дан в [16].

При постоянном внешнем токе I(t) = const выше некоторого порогового значения возможно возникновение одноэлектронных когерентных (монохроматических) колебаний заряда и напряжения с частотой, которая ровно в 2 раза выше частоты блоховских колебаний. Последние, как было показано [17], могут возникать в джозефсоновских переходах малых размеров при низких температурах и сосуществовать с одноэлектронными [1, 12]. Для переходов между нормальными металлами при ряде дополнительных предположений кинетическое уравнение для плотности вероятности может быть решено [1, 12]. Это решение и описывает процесс одноэлектронных когерентных колебаний, т. е. эффект одноэлектронного туннелирования. С увеличением температуры (выше определенной [1, 12, 13]) одноэлектронные колебания полностью подавляются.

"Физическая первопричина осцилляций, конечно, кулоновская блокада туннелирования; другими словами, большое кулоновское взаимодействие туннелирующих электронов в режиме токового смещения перехода малой емкости *С*. Фактически, в таком переходе акт туннелирования приводит к заметному изменению

$$\Delta V = \pm e/C \tag{7}$$

напряжения *V* на переходе. Если эта величина больше чем среднеквадратичное значение величины мас-

кирующих термических флуктуации, другие электроны "чувствуют" это изменение, и устанавливается сильная корреляция туннельных событий: после одного туннельного акта другие блокируются до тех пор, пока дополнительный заряд $\pm e$ не заменится неквантующими* схемами шунта и источника тока" [12]. Такая корреляция туннельных событий называется временной [16]. Принципиально в рассматриваемом эффекте такое своеобразное взаимодействие активной структуры (квантовомеханической (!) области, так как происходит туннелирование) и ее окружения (макроскопических или классических областей). Таким образом, эффект одноэлектронного туннелирования в одиночных переходах малой емкости является ярким примером важности взаимодействия квантовомеханических и макроскопических (классических) областей [10].

Рассмотренная "сильно упрощенная картина одноэлектронных осцилляций" [16] имеет место в пределе низких постоянных токовых смешений и температур, малых проводимостей перехода и нулевой проводимости шунта G_S. В связи с этим было бы желательно построить теорию непосредственно на основе, хотя и упрощенного, но более строгого уравнения для матрицы плотности (3). Наблюдение эффекта одноэлектронного туннелирования описанного типа, т. е. временная (авто)корреляция последовательных одноэлектронных туннельных событий в одном (месте пространства) и том же переходе, достаточно сложная проблема [16]. Это связано с несколькими причинами, а именно: отмеченной повышенной степенью идеализированности модели, на основе которой сделаны оценки; достаточно "жесткими" условиями, которые необходимо выполнить для наблюдаемого эффекта; весьма затруднительной фиксацией тока в эксперименте. Сильное влияние оказывает и характер окружения.

По этим причинам предпочтение отдается другому классу одноэлектронных приборных структур, в частности, цепочкам туннельных переходов. Именно в них впервые и наблюдался экспериментально эффект одноэлектронного туннелирования [3, 4, 16]. В цепочках туннельных переходов возможен и/или эффект другого типа по сравнению с отмеченным временная взаимная ("пространственная") корреляция одноэлектронных туннельных событий в разных (местах пространства) переходах [16]. Наблюдение данного типа эффекта происходит при фиксации напряжения, что легче реализуется в экспериментах. По изложенным причинам далее остановимся на проблемах и принципах моделирования в основном цепочек туннельных переходов. Так как эффект наиболее ярко проявляется (см. выше) в металлических одноэлектронных приборных структурах, то предпочтение отдадим именно этому виду структур.

В целях описания динамики носителей заряда полученное и отмеченное ранее упрощенное кинетическое уравнение для плотности вероятностей

^{*} Имеется в виду заряд.

одиночного перехода [1, 12] было обобщено на случай цепочек туннельных переходов в виде [2, 8]:

$$\frac{\partial \sigma\{n\}}{\partial t} = f_0\{n\} + \sum_k \sum_{\pm} [\Gamma^{\pm}\{n_k^{\pm}\} \sigma\{n_k^{\pm}\} - \Gamma^{\pm}\{n\} \sigma\{n\}], (8)$$

где f_0 описывает динамику в отсутствие туннелирования и соответствует обычному уравнению Фоккера—Планка; $\{n\} = \{n_1, ..., n_k, ...\}$ обозначает набор чисел электронов, прошедших через соответствующий переход; $\{n_k^{\pm}\}$ характеризует набор после туннелирования одного электрона через *k*-й переход, т. е. $\{n_k^{\pm}\} = \{n_1, ..., n_k \pm 1, ...\}; \Gamma_k^{\pm}$ — скорости туннелирования, вычисляемые с помощью соотношения [2, 8]

$$\Gamma_k^{\pm}\{n\} = \frac{1}{e} I_k^{\pm} \left[(E\{n\} - E\{n_k^{\pm}\})/e \right]; \tag{9}$$

$$I_{k}^{\pm}(V) = I_{k}(V) \frac{S(\pm)}{S(\pm) - S(-)}, \quad S(\pm) = \exp\left(\pm \frac{eV}{2k_{B}T}\right),$$

где $I_k(V)$ описывает классическую ВАХ k-го перехода; E — свободная энергия системы; k_B — постоянная Больцмана. При малых прикладываемых напряжениях V характеристика обычно считается линейной [2, 8]:

$$I_k(V) = V/R_k, \tag{10}$$

где R_k — сопротивление k-го туннельного перехода, для которого должно выполняться условие типа (5), т. е. $R_k \gg R_Q$. Традиционно свободная энергия системы определяется электростатической энергией и считается зависящей от емкостей C_k туннельных переходов, числа электронов n_k , прошедших через переходы, фоновых зарядов на островках Q_i и прикладываемых напряжений.

Заметим, что число островков не равно числу переходов. Кинетическое уравнение (8) принято называть основным* уравнением ("master equation") одноэлектроники, а соответствующая теория — ортодоксальной.

В описанной модели цепочка туннельных переходов может представляться в виде эквивалентной схемы. Основными исходными параметрами модели являются емкости С_k и сопротивления R_k туннельных переходов, т. е. модель фактически относится к разновидности электрических [18, 19]. Обратим все же внимание на принципиальное отличие от традиционных электрических моделей, описывающих детерминированные процессы [19]. Кроме того, в эквивалентных схемах здесь часто используются особые обозначения для туннельных переходов малой емкости (см. например [2, 16]). Многое, конечно же, зависит от представления f_0 , $I_k(V)$ и, строго говоря, Q_i . В связи с этим в общем случае на основе уравнения (8) может быть построена более сложная и адекватная комбинированная модель, например, путем вычисления сопротивлений R_k с помощью плотностей состояний [20].

Данный по своей сути полуклассический подход с успехом применялся для построения ряда моделей для расчета ВАХ относительно простых одноэлектронных цепочек туннельных переходов, в частности одноостровкового транзистора [20, 21] и более сложных (до четырех островков) цепочек [21-24]. Недостаток использования основного уравнения проявляется в том, что с увеличением числа туннельных переходов резко увеличивается число состояний, которые подлежат рассмотрению. Результатом является сильное усложнение вычислений и существенное увеличение затрат времени ЭВМ. Возможно также появление численных неустойчивостей. В то же время многоостровковые цепочки обладают рядом преимуществ по сравнению с однотуннельными структурами и одноостровковыми транзисторами. Для них, в частности, характерны [21, 25]: возможность двух отмеченных типов одноэлектронного эффекта при фиксации внешнего напряжения; низкая чувствительность к паразитному эффекту со-туннелирования; большие значения рабочих температур и пороговых напряжений области кулоновской блокады. Поэтому при одинаковых технологических методах изготовления многоостровковые цепочки, как правило, обладают улучшенными параметрами по сравнению с указанными простыми приборными структурами. Менее жесткие требования предъявляются и к самим технологическим методам.

Отметим, что в случае многоостровковых цепочек роль макроскопических областей выполняют и оставшиеся переходы из набора туннельных переходов (квантовомеханические области), кроме активного(ых) перехода(ов), и островки, в которых осуществляется (квази)непрерывный перенос заряда вследствие электрической поляризации [26]. Таким образом, квантовомеханические области (активные подобласти) могут как бы "растворяться" в макроскопических, т. е. становиться "пассивными". Итак, мы хотели отказаться от статистических ансамблей носителей заряда, которые присутствуют в элементах микроэлектроники, так как стремимся к меньшим размерам активных областей приборных структур. Что же мы получили? С одной стороны, поведение электронов в одноэлектронных структурах все же вероятностное. С другой стороны, многоостровковые одноэлектронные структуры за счет увеличения числа туннельных переходов (и островков) обладают улучшенными и более стабильными свойствами. В итоге, от "многих" носителей в активной области переходим к "многим" активным подобластям, которые становятся активными, как правило, в различные моменты времени! Следовательно, статистические принципы в хранении, обработке и передаче информации и здесь важны. Но по-другому.

По изложенным причинам разработка моделей цепочек туннельных переходов с большим числом островков — актуальная задача. В принципе, для этих целей может использоваться основное уравнение, например, путем введения различного рода дополнительных физических предположений [27]. Альтернативное решение проблемы, однако, заключается в применении метода Монте-Карло [26]. И в этом случае многоостровковая структура представ-

^{*} См. замечание в статье [11].

ляется эквивалентной схемой. Основные исходные параметры (электрической) модели — емкости C_i и сопротивления R_i туннельных переходов. Возможен также учет важных для электростатического взаимодействия и других компонентов системы, в частности, матрицы взаимных емкостей, включающие не только C_i , но и паразитные емкости. Отметим, что с помощью данной модели можно моделировать как стационарные состояния (и рассчитывать ВАХ*), так и динамику рассматриваемой цепочки. Модель является в целом достаточно эффективной и позволяет анализировать весьма сложные приборные структуры и схемы одноэлектроники [26-28]. В этом ее бесспорное достоинство. К тому же метод Монте-Карло обладает хорошей численной устойчивостью. Кроме того, он достаточно полно отражает реальные микроскопические процессы, протекающие в одноэлектронных приборах и схемах. Недостаток метода заключается в сложности учета редких событий, которые могут приводить к сбоям в работе рассматриваемых устройств. К ним, в частности, относится сотуннелирование [21]. В этом случае использование метода Монте-Карло не экономично вследствие существенных затрат вычислительных ресурсов ЭВМ.

Макроскопический эффект со-тунналирования заключается в возможности туннелирования K носителей заряда (K > 1) сразу через N > 1 переходов (N может быть, строго говоря, равно и единице [21]). Он является редким событием в одноэлектронных структурах и наиболее вероятен при низких температурах. Его описание возможно с помощью системы основных уравнений (в покомпонентном виде) [29]

$$\frac{dP_i}{dt} = \sum_j \Gamma_{ji} P_i - \sum_j \Gamma_{ij} P_i, \qquad (11)$$

где P_i — вероятность *i*-го состояния, а Γ_{ij} — скорость перехода между *i*- и *j*-м состояниями (вероятность соответствующего перехода в единицу времени), причем $\Gamma_{ij} = \Gamma_{ji}$, а $\Gamma_{ii} = -\sum_{j \neq i} \Gamma_{ij}$. Строгое решение за-

дачи для редких событий типа со-туннелирования на основе (11) крайне затруднительно, так как даже для одноэлектронных цепочек с числом островков от 5-6 до 20-30 (практически важный случай) учет всех возможных состояний и переходов между ними практически невозможен [29]. В [29] и в [30] (для случая постоянного токового смещения) были построены модели, позволяющие учесть редкие события, включая со-туннелирование различных порядков. В их основе лежит приближенное последовательное решение системы уравнений (11) с использованием ряда допущений. Наиболее важными являются применяемые при вычислении скорости туннелирования. Заметим, что исходное выражение (до аппроксимации) для Г_{ії} даже в случае учета *N*-го порядка только неупругого со-туннелирования [21, 29] сильно усложняется по сравнению с (9) (и подобным ему [21]). Модели, к сожалению, реально применимы для небольшого числа туннельных переходов (до 6-8 [29, 30]) и должны рассматриваться как весьма приближенные. Поэтому их целесообразно использовать лишь для соответствующих оценок [29, 30].

Существенный недостаток рассмотренных до сих пор моделей одноэлектронных структур заключается в том, что основные подгоночные при согласовании с экспериментом параметры в них — емкости и сопротивления туннельных переходов. Причем зачастую их числовые значения не (или весьма условно) соответствуют экспериментальным данным или оцененным другими способами [21-24]. Хорошо, если R_i и C_i — одинаковые для всех переходов, что обычно и предполагается при расчетах многоостровковых структур (см., например [21, 26-28]). Очевидно, что значения R_i и C_i , строго говоря, не одинаковы для разных переходов в реальных приборах, хотя бы вследствие естественных технологических девиаций. В этих случаях для моделирования более или менее сложных многоостровковых одноэлектронных структур на практике приходится "подгонять" (настраивать), по крайней мере, матрицу взаимных емкостей, считая сопротивления заданными и фиксированными, причем для ряда переходов одинаковыми [29]. Ясно, что даже в таком упрощенном подходе задача становится с увеличением числа переходов по-прежнему невыполнимой. Поэтому в этом случае необходимы хотя бы какие-то приближенные, предварительные оценки для матрицы взаимных емкостей* [29]. Далее, в принципе, могут "подстраиваться" числовые значения лишь небольшого числа емкостей. При этом следует помнить о разумных ограничениях. например. на минимальные числовые значения емкостей. определяемые технологией. Заметим также, что при моделировании многоостровковых структур приходится пренебрегать, по крайней мере, влиянием некоторых взаимных емкостей, так как учесть их все практически невозможно! Кроме того, с помощью описанных электрических моделей крайне сложно исследовать влияние конструктивно-технологических и электрофизических параметров на характеристики одноэлектронных структур, потому что эти параметры не являются непосредственно исходными данными таких моделей. По изложенным причинам актуальна задача разработки физико-топологических моделей приборных структур одноэлектроники.

Физико-топологические модели

При построении таких моделей, к сожалению, приходится преодолевать ряд проблем. Так, в общем случае необходимо решать очень сложную самосогласованную задачу [7]: систему уравнений для микрополей, кинетические уравнения и уравнение Шредингера. При этом задача является, строго говоря, трехмерной (малая емкость и малый островок). Возможны ли упрощения?

Ответ на этот вопрос — утвердительный. В частности, в работах [7, 32—36] была предложена дву-

^{*} Имеется в виду зависимость среднего значения тока от напряжения [20, 26].

^{*} Расчет матрицы взаимных емкостей исходя из геометрии прибора — серьезная проблема, что приводит к необходимости использования существенных предположений и, как следствие, к возможности больших погрешностей [31].

мерная физико-топологическая модель металлического одноэлектронного транзистора с одним островком в рамках полуклассического приближения. В дальнейшем предложенный подход был распространен на случай многоостровковых цепочек [37—41] и матриц туннельных переходов [42].

Рассмотрим сущность предложенного подхода на примере многоостровковых цепочек. Первым важным моментом является представление приборной структуры в виде, показанном на рисунке. Отметим, что несмотря на то, что реальные структуры традиционно имеют более сложную конфигурацию, наши расчеты доказывают обоснованность такого представления. Подчеркнем, что это принципиально важно, так как использование реальной геометрии структур может существенно усложнить численный анализ, а в некоторых случаях сделать его просто вряд ли возможным. Упрощается также и процесс задания исходных данных.

Вторым важным моментом в подходе является предположение о допустимости применимости основного уравнения для описания туннельных событий в одноэлектронной приборной структуре. На практике используется основное уравнение, записанное непосредственно для токов через отдельные туннельные переходы. Для двухостровковой структуры оно принимает следующий вид:

$$e^{\frac{\partial P(n1, n2)}{\partial t}} = I_{n1-1, n2 \to n1, n2} P(n1-1, n2) + + I_{n1, n2-1 \to n1, n2} P(n1, n2-1) + + I_{n1+1, n2 \to n1, n2} P(n1+1, n2) + + I_{n1, n2+1 \to n1, n2} P(n1, n2+1) - - (I_{n1, n2 \to n1+1, n2} + I_{n1, n2 \to n1, n2+1} + + I_{n1, n2 \to n1-1, n2} + + I_{n1, n2 \to n1, n2-1} P(n1, n2),$$
(12)

где P(n1, n2) — вероятность нахождения избыточных носителей заряда на островках; n1, n2 — число избыточных носителей на первом и втором островках; $I_{n1-1, n2 \rightarrow n1, n2}$ — сумма токов через туннельные переходы при изменении числа избыточных носителей на единицу (в данном случае на первом островке).

Токи, проходящие через переходы, определяются согласно [21, 25, 37]:

$$I = \frac{V_{eff}}{R} \left[1 - \exp\left(-\frac{eV_{eff}}{k_BT}\right) \right]^{-1};$$
(13)

$$V_{eff} = \frac{V_i + V_f}{2},\tag{14}$$

где V_i , V_f — разность потенциалов на туннельном переходе до акта туннелирования и после. Для расчета сопротивления R в (13) используется известное соотношение [7], в которое входят плотности состояний электродов и вероятность переноса носителей через переход, вычисляемая в модели.

Третьим важным моментом в подходе является расчет значений величин V_i и V_f . Отметим, что это, как оказалось, самый сложный вопрос. Так, здесь, строго говоря, необходимо решать систему уравне-

ний Лоренца для микрополей. В случае допустимости неучета магнитного поля исходным остается только уравнение Пуассона, в которое, однако, входит микроскопическая истинная плотность числа частиц на островке, если не учитывать заряды в диэлектрике. Задача после этого заключается в вычислении усредненной плотности заряда на островке, так как для расчета V_i и V_f необходимо находить решения уравнения Пуассона для макроскопического поля в активной области приборной структуры (см. рисунок) до и после туннелирования через соответствующий переход. Заметим, что при этом надо учесть влияние третьего измерения!

Для решения этой непростой задачи используется набор физических предположений [7, 36, 37], основными из которых являются:

- дельта-функция микроскопической плотности заряда на островке с номером *l* заменяется гауссоидой;
- значение дисперсии σ_l выбирается с использованием правила трех сигм на основе характерного размера *l*-го островка L_{xapl};
- в качестве этого размера берется длина *l*-го островка в направлении переноса носителей заряда. Непростой вопрос связан и с учетом фонового за-

ряда, так как он распределен по островку случайным образом. Поэтому в обшем случае практически невозможно дать для него истинное микроскопическое описание. К счастью, наши результаты показывают, что в этом нет особого смысла, по крайней мере в рамках используемого полуклассического приближения. Это позволило с учетом очень малого числа дискретных зарядов, составляющих суть фонового заряда на островке, предложить три простые аппроксимации для его учета в двумерной численной модели одноэлектронного одноостровкового транзистора [36], которые естественным образом распространяются и на многоостровковые цепочки и матрицы туннельных переходов [37, 42]. Предложенные аппроксимации позволяют вычислять усредненную плотность заряда на островках в зависимости от числа N_{tl} носителей заряда, участвующих в туннелировании, и числа N₀/, характеризующего фоновый заряд и которое может быть, как известно, нецелым числом, согласуемым с экспериментом. Отметим, что для вычисления усредненной плотности заряда на островках часто требуется всего лишь один (!) согласующий с экспериментальными данными параметр [36, 37]. В то же время $N_{0/}$, хотя и задается в модели, иногда может просто не учитываться явно [7, 36]. С точки зрения автора, это весьма неплохо, особенно для многоостровковых структур, что подтверждается расчетами [37-42].

Сделаем замечание о сложности определения усредненной плотности заряда на островке. Полное число электронов на металлическом островке обычно составляет около миллиона. Удивление может вызвать (даже у К. К. Лихарева), как одноэлектронная структура несмотря на такое огромное и неизвестное число носителей чрезвычайно чувствительна к появлению всего лишь одного дополнительного носителя заряда или его части (фоновый заряд) и при этом быть работоспособной?! Это может быть объяснено очень сильным неэкранированным кулоновским взаимодействием в рассматриваемом случае [25]. Кроме того, электронейтральность островка* до появления заряда, судя по всему, выполняется с относительно высокой степенью точности. Именно этими факторами и можно объяснить то, что несмотря на кажущуюся грубость используемых аппроксимаций для усредненной плотности зарядов на островке предложенный подход позволяет получить хорошее согласование с экспериментальными данными для разнообразных приборных структур одноэлектроники на различных материалах, по крайней мере, по стоковым и сток-затворным ВАХ [7, 32-43]. Кроме того, с помощью моделей определяется и распределение электростатического потенциала в элементе. При моделировании многоостровковых структур с увеличением числа островков более экономичным становится использование модели, базирующейся не на основном уравнении типа (12), а на методе Монте-Карло [39-42].

Отметим два главных преимущества моделей описанного подхода по сравнению с электрическими моделями, а именно:

- они обеспечивают более полную связь электрических характеристик с конструктивно-технологическими и электрофизическими параметрами одноэлектронных приборных структур при одновременно хорошей адекватности моделирования. Это позволяет использовать модели данного подхода для определения необходимых размеров, подбора материалов и прогноза электрических характеристик приборов одноэлектроники, а также для более глубокого исследования физических процессов в них в целях выявления ряда закономерностей [7, 34—43]. Возможно и восстановление некоторых геометрических размеров структур, которые трудно идентифицировать экспериментально [39];
- число согласуемых с экспериментом параметров в них невелико (всего лишь несколько) и обычно не возрастает с ростом числа островков. Это бесспорно тоже важно.

Основным недостатком является, как правило, меньшая экономичность моделей по сравнению с электрическими вследствие необходимости многократно решать уравнение Пуассона несмотря на относительно высокую эффективность разработанных алгоритмов его решения [7]. И тем не менее, моделирование достаточно сложных одноэлектронных многоостровковых структур, по крайней мере до 25 островков, возможно с применением метода Монте-Карло на персональной ЭВМ типа Pentium III при одновременно хорошей точности расчета ВАХ.

В целом, электрические модели описанной "ортодоксальной" теории позволяют получить количественное согласование фактически со всеми экспериментальными данными для систем с металлическими проводниками ... и дают, во всяком случае, качественное согласование большинства результатов для большинства полупроводниковых структур [25]. С помощью физико-топологических моделей разработанного подхода [7, 32—43] достигаемые результаты для металлических одноэлектронных приборных структур, по крайней мере, не хуже в этом же плане, чем для электрических моделей.

Таким образом, полученные результаты доказывают ют высокую эффективность использования полуклассического подхода для построения как электрических, так и физико-топологических моделей приборов одноэлектроники.

Другие модели, включая модифицированные

Анализ литературы показывает, что основными направлениями модификации моделей ортодоксальной теории являются следующие:

- вывод соотношений для скоростей туннелирования (перехода) повышенной адекватности;
- учет разнообразных паразитных эффектов;
- включение в рассмотрение пространственного квантования.

С самого начала развития теории было показано очень важное в общем случае (не обязательно при справедливости соотношений типа (5)) влияние на скорость туннелирования окружения, включая внешние цепи, другие электромагнитные, радиационные воздействия и т. п. Поэтому разработке ее моделей было уделено самое серьезное внимание. Хороший обзор ранних работ в данном направлении приведен в книге [21]. Сложность заключается, строго говоря, в необходимости квантово-механического рассмотрения влияния окружения. В связи с этим при выводе выражений для скорости туннелирования используется набор физических предположений. Туннельный гамильтониан обычно трактуется как малое возмущение и применяется квантово-механическое "золотое правило", что позволяет получить в ряде практически важных случаев достаточно простые формулы. В более общих случаях необходимо использовать численные методы [21]. К счастью, с увеличением числа туннельных переходов влияние окружения существенно ослабляется. Происходит как бы развязка "активного" туннельного перехода с окружением с помощью других "пассивных" туннельных переходов. Это свойство, в частности, очень интенсивно применялось для дальнейшего экспериментального подтверждения различных типов эффекта одноэлектронного туннелирования и при разработке новых приборов в ряде ранних исследований. В результате, использование простых приближенных соотношений для скорости туннелирования (типа (9), (10)) и обеспечивает отмеченное ранее неплохое качество полученных результатов сравнения с экспериментальными данными, т. е. в целом оправдано.

Заметим, что возможны более строгие микроскопические подходы для описания скорости туннелирования [21, 44—46]. Общая физика здесь ясна. Так, электромагнитное воздействие модифицирует спектр элементарных возбуждений кристаллической решетки металлов, слоев изоляторов, через которые

^{*} Для остальных носителей заряда, кроме указанных и описываемых N_{tl} и N_{0l} , это предположение явно использовалось нами при выводе аппроксимации для усредненной плотности заряда на островке с номером l [7, 32, 33, 36].

туннелируют электроны. В итоге могут ощутимо изменяться основные характеристические параметры длины, энергии и времени малых областей одноэлектронной приборной структуры. Поэтому, действительно, проблема достаточно серьезная. В настоящее время, однако, используются различные упрощения при решении задачи, причем именно относительно электромагнитного воздействия (см., например, [21]) их достаточно много.

Важный комплекс явлений, которые целесообразно учитывать, — паразитные эффекты. В одноэлектронных приборных структурах к ним, в частности, можно отнести:

- эффекты, связанные с термическими флуктуациями (термически активированное туннелирование и др.);
- со-туннелирование;
- эффекты, определяемые переменной по площади толщиной барьеров;
- туннелирование с участием фотонов; пропущенные туннельные события;
- резонансное туннелирование с участием локализованных состояний;
- прыжковый перенос с участием ловушек;
- эффекты, вызванные фоновыми зарядами, примесями и их движением;
- саморазогрев и др.

Эти эффекты могут оказывать влияние на работу приборов. Ряд из них особенно важен в области кулоновской блокады, так как в соответствии с ортодоксальной теорией ток в ней не должен проходить, что противоречит известным экспериментальным данным, хотя он и чрезвычайно мал.

Одним из наиболее существенных в области кулоновской блокады с уменьшением температуры становится квантовый макроскопический эффект со-туннелирования. Он может оказывать весьма сильное негативное влияние на работу самых разнообразных приборов и устройств одноэлектроники [21, 25, 47]. Впервые в рассматриваемых приборных структурах он был теоретически предсказан в работах [48, 49] и подтвержден экспериментально в [50]. Отличный обзор ранних работ в этом направлении дан в книге [21]. Различаются два возможных процесса со-туннелирования: упругий и неупругий. Скорость первого когерентного типа со-туннелирования, как правило, ниже, чем второго. Скорость этих процессов может быть также найдена с использованием "золотого правила" с применением теории возмущений в метоле туннельного гамильтониана, но уже для переходов более высокого порядка. Относительно простые выражения получаются для скоростей и токов структуры с двумя туннельными переходами с использованием ряда физических предположений как для T = 0К, так и для $T \neq 0$ К [21]. Выражения для скорости *N*-го порядка неупругого со-туннелирования для цепочек туннельных переходов гораздо более сложны и могут быть приближенно вычислены в ряде простых случаев при очень малых прикладываемых смещениях. Оценки показывают, что скорость неупругого со-туннелирования быстро падает с ростом N [21]. Вклад процесса упругого со-туннелирования может быть важен при очень малых напряжениях и температурах, когда влияние неупругого со-туннелирования уменьшается. Дополнительная сложность учета упругого процесса заключается в том, что его скорость зависит от геометрии переходов [21].

Более строгие оценки для токов многоостровковых цепочек, как уже отмечалось, могут быть получены путем решения системы основных уравнений (11). Заметим, что в настоящее время имеются определенные отличия теории с результатами эксперимента, которые не совсем ясны [21]. С точки зрения автора, основные причины, по-видимому, две, а именно: 1) не учтенные паразитные эффекты; 2) приближения, сделанные при расчете влияния со-туннелирования. К счастью, с увеличением числа островков роль со-туннелирования существенно ослабляется. В любом случае, однако, разработка адекватных и экономичных методов расчета влияния со-туннелирования на электрические характеристики является актуальной задачей моделирования приборов одноэлектроники.

В ряде работ [51—54] было оценено влияние и некоторых других паразитных эффектов на флуктуации ВАХ. Как правило, они рассматриваются по отдельности, т. е. нет, к сожалению, оценок их взаимного влияния. К этим эффектам можно отнести обусловленные следующими причинами:

- рассеянием носителей заряда на случайном потенциале примесей, расположенных в приконтактной области;
- переменной толщиной туннельных барьеров;
- резонансным туннелированием через локализованные в слое изолятора электронные состояния;
- флуктуациями плотности состояний в электродах;
- квантовыми интерференционными эффектами рассеяния носителей в обоих электродах.

При этих оценках используются упрощенные модели формализмов волновых функций и функций Грина. Поэтому весьма сложно оценить в каждом конкретном случае важность данных эффектов. *Необходимы более строгие модели одноэлектронных приборных структур, учитывающие и эти паразитные* эффекты.

Определенные корректировки ортодоксальной теории нужны при учете саморазогрева, который в соответствии с проведенными оценками может быть важен в одноэлектронных структурах при очень низких температурах [55-57]. Хотя рассеиваемая мощность в приборе чрезвычайно мала, саморазогрев все же бывает ошутимым вследствие очень малых размеров структуры. В этом случае необходимо модифицировать выражения для скорости туннелирования, а основное уравнение должно быть дополнено уравнениями теплового баланса. В результате решается более сложная самосогласованная задача. Серьезные и объективные затруднения, однако, возникают с описанием мощности выделяемой теплоты вследствие недостаточности в рассматриваемом случае экспериментальной информации. Учет эффекта саморазогрева наряду с шумами, как показывают оценки [57], может быть важным при оптимизации размеров островков одноэлектронных приборов.

Решения основного уравнения могут непосредственно использоваться и для определения различных характеристик тепловых и дробовых шумов (см., например, [58]), вызванных случайностью туннельных событий. При этом удобнее перейти к другому (частотному) представлению основного уравнения [59]. Расчет этих характеристик, например, чрезвычайно важен для оптимизации чувствительности одноэлектронных транзисторов [59]. Он может осуществляться и с помощью метода Монте-Карло, который, однако, требует гораздо больших затрат вычислительных ресурсов ЭВМ для достижения аналогичной точности [59]. И несмотря на это данный метод пока единственное средство для вычисления шумовых характеристик сложных одноэлектронных приборных структур, в частности, с большим числом островков.

Наряду с отмеченными (классическими) шумами источником других шумов могут быть некоторые из рассмотренных ранее паразитных эффектов. Оригинальная модель, позволяющая учитывать не только классические, но и квантовые шумы, была предложена в [60]. В ней осуществлено обобщение основного уравнения путем добавки в него ланжевеновской случайной составляющей. Отметим, что *разработка экономичных методов расчета шумовых характеристик одноэлектронных приборных структур* является актуальной задачей, так как они позволяют получить важнейшую дополнительную информацию о процессах, происходящих в данном типе наноэлектронных приборов.

С уменьшением размеров структур все более важным становится учет пространственного квантования. В работах [61, 62] было получено кинетическое уравнение, которое позволяет описывать динамику туннелирования в цепочке с двумя туннельными переходами с учетом дискретности энергетического спектра островка. При не очень малых ширинах туннельных переходов (более 1-2 нм) и при не очень больших скоростях туннелирования справедливо достаточно простое кинетическое уравнение, подобное основному, но с другой энергетической зависимостью скорости туннелирования с/на определенный квантовый уровень. В результате, однако, решение обобщенного основного уравнения становится более сложным. Оценки показывают [61, 62], что в большинстве случаев для металлических островков (для экспериментально достижимых числовых значений параметров) вполне достаточно использовать основное уравнение ортодоксальной теории, т. е. не учитывать дискретность спектра электродов. Это и подтверждает отмеченное ранее удовлетворительное качество согласования расчетов с экспериментом.

В то же время последние экспериментальные исследования показывают, что при малых размерах островков (единицы нанометров) металлических приборных структур, предназначенных для функционирования при комнатных температурах, влияние пространственного квантования, по-видимому, может быть все же важным. Более того, в этих случаях на ВАХ могут дополнительно наблюдаться области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) (см., например [63]). Анализ, однако, доказывает, что здесь возможно влияние большого набора других механизмов и факторов (не только пространственного квантования), в частности, случайных фоновых зарядов и перекрестных взаимных емкостей (см., например, [64]). Отметим, что последние вследствие сложности обычно не включаются в рассмотрение при использовании электрических моделей ортодоксальной теории (см. выше). Это еще раз подчеркивает актуальность разработки физико-топологических моделей одноэлектронных приборных структур, более детально и естественным образом учитывающих конструктивно-технологические факторы. Здесь лишь заметим, что предложенные модели [7, 32-43] допускают модификацию на случай учета пространственного квантования [65], со-туннелирования [66] и ряда других эффектов.

Таким образом, разработка моделей, учитывающих совместное влияние различных паразитных эффектов, является одной из наиболее актуальных задач моделирования приборных структур одноэлектроники.

Остановимся на специфике моделирования полупроводниковых одноэлектронных приборных структур. Кроме кулоновской блокады в таких структурах на основе квантовых ям и точек могут наблюдаться осцилляции проводимости, вызванные, как уже отмечалось, резонансным прохождением носителей заряда. В этом плане полупроводниковые структуры в большей мере квантовые приборы по сравнению с металлическими. По крайней мере, для приборов на квантовых ямах и точках часто важно пространственное квантование. В итоге, учет дискретности спектра в них может приводить к появлению области ОДП на ВАХ приборов [67]. В полупроводниковых структурах возможна и интересная комбинация одноэлектронного, резонансно-туннельного и других (!) эффектов (например, Кондо, высокочастотные эффекты, прыжковая проводимость, термоэлектронная эмиссия), включая переходы между ними [21, 67-72]. Кроме того, в случае значительного различия в размерах квантовых точек становится доминирующей стохастическая природа транспорта вследствие рассогласования в расположении уровней пространственного квантования в каждой из них, что приводит к термически активированному прыжковому механизму переноса или нерезонансному неупругому туннелированию [73].

Важными в полупроводниковых одноэлектронных структурах могут быть и два типа (упругое и неупругое) со-туннелирования [67]. Возникают также осцилляции тепловой мошности [67]. Таким образом, строго говоря, это зачастую гибридные приборные структуры наноэлектроники, в которых нельзя выделить один доминирующий эффект, а остальные отнести к паразитным (в отличие от металлических структур). Все это вносит дополнительные сложности при их моделировании по сравнению с металлическими одноэлектронными структурами. Важно отметить, что большинство элементов интегральных схем будущих поколений (наноэлектроники и гибридной наноэлектроники), по-видимому, все же будет функционировать на гамме разнообразных эффектов, т. е. будут, строго говоря, гибридными! Причем многое может зависеть от внешних факторов (прикладываемых смещений, температуры, магнитного поля и др.). Активные области полупроводниковых одноэлектронных приборов могут формироваться различным образом [5—7, 21, 67], например, в инверсионном слое или гетероструктуре, квантовых проволоках. Мягко говоря, это также не способствует упрощению моделей.

Модели полупроводниковых одноэлектронных структур, включающих одну квантовую яму или точку, были построены в работах [21, 68—71]. В случае, когда квантовая точка формируется, например, в 2D электронном газе, задача моделирования одноэлектронной структуры становится достаточно сложной не только потому, что возможно сосуществование эффектов одноэлектронного, резонансного туннелирования и других, но и вследствие изменения формы и размера квантовой точки в зависимости от прикладываемых к структуре смещений. В результате использование модифицированных основных уравнений может быть недостаточно, и необходимо решать достаточно сложные самосогласованные задачи по потенциалу и заряду.

Самосогласованная задача в ряде случаев должна решаться и при расчете энергетических уровней, например, при учете влияния магнитного поля. При этом может возникнуть необходимость учитывать обменные и корреляционные эффекты [67]. Заметим, что пространственное квантование, вообще говоря, зависит от зарядовых эффектов не обязательно в присутствии магнитного поля.

В связи с изложенным необходимы достаточно сложные самосогласованные трехмерные модели, по крайней мере, для одноэлектронных структур на основе квантовых точек. В настоящее время они разработаны только лишь для простейших наноструктур, включающих, как правило, одну или две квантовые точки, причем для расчета проводимости, если он осуществляется, используется формула Ландауэра [74]. В таких моделях обычно применяется формализм волновых функций. Полезной при этом является и теория функционала плотности. И в то же время, несмотря на возникающие существенные сложности разработки, такие модели важны. Так, самосогласованная модель позволила выявить в деталях сильное влияние на такой параметр, характеризующий транспортные явления, как время туннелирования, размер и формы квантовых точек [75].

Иногда хорошие положительные результаты дают и модели, более простые по сравнению с отмеченными выше. Так, оценки распределения заряда по структуре полупроводниковых одноэлектронных приборов могут быть получены и с помощью различных приближений с применением уравнения Пуассона в пренебрежении проходящими токами и в предположении справедливости статистики Больцмана [76] (возможно использование и статистики Ферми—Дирака). На их основе вычисляются скорректированные значения свободной энергии системы. В дальнейшем применяется основное уравнение. Для указанной оценки могут использоваться, вообще говоря, и уравнения диффузионно-дрейфовой модели [18].

В рамках формализма волновых функций с помощью метода гамильтониана переноса Бардина (Bardeen transfer Hamiltonian) в сочетании с аппроксимациями для потенциала могут быть получены оценки по BAX одноэлектронных структур с кремниевой квантовой точкой [77].

Полезным в некоторых случаях может оказаться и применение формализма функций Грина (см., например, [71]). С помощью этих функций можно учесть влияние плотности состояний, флуктуаций химического потенциала в электродах [78].

Кинетическое уравнение, аналогичное основному уравнению, для приведенной матрицы плотности, описывающее влияние процессов последовательного туннелирования вместе с со-туннелированием и резонансного туннелирования для одноэлектронного транзистора с квантовой точкой, может быть получено с помощью диаграммной техники [79].

В ряде случаев ортодоксальная теория распространяется и на цепочки туннельных переходов (сверхрешетки с малым поперечным сечением) [80], а также структуры с асимметричными туннельными переходами [81]. Возможно ее использование и для оценок влияния механизма ошибок (сбоев) в одноэлектронных приборных структурах [82]. Для детального анализа необходимо более полно учитывать влияние геометрических параметров, что, как уже отмечалось ранее, сложно осуществить в рамках ортодоксальной теории. Определенные модификации могут потребоваться и при описании приборных структур с многими выводами (каналами), шумовых характеристик [83], а также учете влияния окружения [84] при использовании подхода на базе основного уравнения. В то же время при анализе элемента памяти при моделировании входящей в него нанокристаллической одноэлектронной структуры с большим числом 10 × 10 квантовых точек использовался метод Монте-Карло с обычными предположениями ортодоксальной теории [85]. При этом пространственное квантование в квантовых точках не учитывается, а основная молификация связана с расчетом сопротивления туннельных переходов [85].

Проведенный анализ показывает, что актуальной задачей является разработка многомерных самосогласованных моделей, в которых учитываются многочастичные эффекты в квантовых точках или ямах при переносе через полупроводниковые одноэлектронные приборные структуры. Большая работа предстоит и по улучшению количественного согласования моделей с экспериментальными данными по электрическим характеристикам приборов.

Принципиально важно подчеркнуть, что наноструктуры с одной ("искусственные атомы"; англ. "artifical atoms") или многими ("искусственные молекулы"; англ. "artifical molecules") квантовыми точками, несмотря на отмеченные сложности моделирования, представляют существенный практический интерес. Так, продемонстрирована работоспособность различных кремниевых МДП элементов, включающих такие наноструктуры и способных функционировать при комнатной температуре. При этом предлагаемые технологические процессы часто хорошо совместимы с уже отработанными технологическими процессами производства МОП и КНИ СБИС и УБИС. Прогресс в этом направлении продолжается [86]. Основные преимущества полупроводниковых одноэлектронных приборных структур по сравнению с металлическими заключается в следующем [82]:

- для них характерна меньшая емкость, например, для кремниевых приборов обычно приблизительно в десять (и больше) раз; в результате увеличивается максимальное быстродействие приборных структур;
- возможно параллельное объединение большого числа структур.

Главная при этом сложность [82] — длительный дрейф фонового заряда. Другая серьезная проблема — плохая воспроизводимость энергетических спектров квантовых точек, которые для функционирования приборов при комнатной температуре должны иметь размер около 1 нм [25]. По крайней мере, традиционно считается, что для этого размеры квантовых точек должны быть менее 10 нм.

Заметим, что серьезные вопросы возникают по определению емкости таких малых нанообъемов [87]. В первую очередь это связано с тем, что емкость, строго говоря, — макроскопическое понятие. Коррективы могут быть необходимыми и для диэлектрической проницаемости в наноразмерной области [87]. В связи с изложенным более детальный учет электрофизических характеристик непосредственно наноструктур, а не объемных материалов, как это обычно делается, является актуальным при моделировании полупроводниковых одноэлектронных приборных структур, включающих квантовые точки и ямы.

"Принципиальный недостаток фактически для всех технологических методов, связанных с квантовыми точками, определяется тем, что точки не могут размещаться точно, их размер и форма не могут точно контролироваться, а также с тем, что их электростатическое окружение не может формироваться с достаточной равномерностью ... это приводит к флуктуациям порогового напряжения и максимального тока, а следовательно, идентичные приборы, требуемые в промышленности, не могут быть изготовлены" [77]. Другая важная "точка зрения состоит в том, что квантовые ямы более пригодны для включения в ИС, чем квантовые точки, так как контакты для квантовых ям — планарные, в то время как для квантовых точек необходимы квантовые проволоки" [87].

И, тем не менее, автор не столь пессимистически настроен относительно будущего квантовых точек в полупроводниковых одноэлектронных приборных структурах. По крайней мере, исследования элементов, включающих нанокристаллический кремний, вселяют в этом плане определенную надежду. Достаточно отметить лишь пионерские экспериментальные разработки специалистов фирмы "Хитачи" ИС памяти на 64 бит и 128 Мбит, сообщения о которых были впервые сделаны на международных конференциях 1996—1998 гг. и включающих такие элементы (см. обзор [88]). Поэтому актуальны и важны исследования физики процессов, протекающих в рассмотренных структурах на основе моделей повышенной адекватности.

К диэлектрическим одноэлектронным цепочкам туннельных переходов, по-видимому, можно отне-

сти структуры, включающие точки аморфного углерода "с относительно плохой проводимостью" [89]. Важное их преимущество — "подавление тока утечки через прибор" [89]. Этот ток является, в частности, главной проблемой перспективных одноэлектронных элементов на основе нанокристаллического кремния.

Остановимся кратко на *металлических матрицах туннельных переходов*, т. е. в соответствии с приведенной выше классификацией — на 2D приборных структурах одноэлектроники. Заметим, что исследования матриц, к сожалению, немногочисленны ввиду еще более высокой степени сложности их моделирования по сравнению с цепочками. 2D структуры обладают важными преимуществами по сравнению с рассмотренными одноэлектронными 1D структурами, в частности, проще, как правило, технология изготовления, намного больше выходной ток. В 2D приборных структурах возможны и новые коллективные эффекты.

Первоначально экспериментально исследовались 2D туннельные переходы, как правило, на основе алюминия (иногда использовался ниобий) с большим числом переходов (60 × 100 [90]) в нормальном состоянии при низких температурах (сверхпроводимость устранялась с помощью магнитного поля). При этом при согласовании теоретических расчетов (даже для простейших 1D структур) с экспериментом в качестве подгоночных параметров использовались емкости, причем отличие с оцененными из геометрии структур достигало 2,5 раза (в том числе и для 2D структур [90]). Паразитные емкости при этом не учитывались.

Хотя теоретический анализ 2D структур в принципе возможен на базе основного уравнения, обычно вследствие большого числа туннельных переходов их моделирование осуществляется с использованием метода Монте-Карло. При этом традиционно одинаковыми считаются собственные емкости островков, а также емкости и сопротивления для всех переходов [21, 91—93]. Взаимные емкости между не соседними островками, как правило, не учитываются [21, 92, 93]. В то же время большое влияние на пороговое напряжение 1D и 2D структур могут оказывать, например, случайные фоновые заряды на островках [94]. Более полные по сравнению с [94] исследования влияния случайных фоновых зарядов на островках, потребовавшие применения суперЭВМ, были проведены в рамках ортодоксальной теории в работе [95].

В электрических моделях 1D и 2D одноэлектронных приборных структур могут вводиться грубые модельные зависимости для оценок сопротивления и емкости туннельного перехода от некоторых параметров материалов и геометрических размеров структур [96, 97]. Однако отличия вычисленных таким образом оценок от идентифицированных путем согласования с экспериментальными данными по электрическим характеристикам могут быть значительными и достигать порядка и более [97]. В то же время разброс (неодинаковость) сопротивлений (в большей степени) и емкостей (в меньшей степени) туннельных переходов в 2D структурах может оказывать существенное влияние на их электрические характеристики, особенно с ростом температуры [96]. При моделировании не учитывались со-туннелирование и термоэлектронная эмиссия [96].

В связи с изложенным выше, для детального исследования влияния конструктивно-технологических и электрофизических параметров на электрические характеристики 2D одноэлектронных приборных структур необходимы физико-топологические модели, разработка которых проводится [42] на основе описанного ранее предложенного подхода.

Весьма неплохие результаты при вычислении проводимости металлического одноэлектронного транзистора на основе матрицы туннельных переходов 2 × 2 были получены в работе [98] с использованием интегралов по путям в сочетании с квантовым методом Монте-Карло при сравнении с экспериментальными данными. Проблемы возникали лишь при низких температурах и малых проводимостях вследствие медленной сходимости метода. В работе [99] было предложено использовать диаграммную технику для получения модифицированных (относительно основного) уравнений для учета со-туннелирования в матрицах металлических туннельных переходов. Этот интересный подход, к сожалению, практически неприменим для матриц с числом островков более 7 [99] вследствие необходимости рассмотрения огромного числа состояний.

В целом, исследования и разработка моделей повышенной адекватности одноэлектронных металлических матриц туннельных переходов является актуальной задачей.

С применением ортодоксальной теории возможен анализ ряда других элементов и разнообразных схем, включая нейронные, одноэлектроники (см., например, [21, 25, 47, 100]). Таким образом, несмотря на важность разработки физико-топологических моделей ортодоксальная теория, основанная на электрических моделях, является реальным инструментом для моделирования, анализа и проектирования самых разнообразных и достаточно сложных приборов и схем одноэлектроники.

Завершая рассмотрение моделей, необходимо сделать несколько замечаний о моделях других формализмов. Здесь, вообще говоря, можно использовать те же формализмы, что и описанные для резонансно-туннельных структур [11]. Современное развитие моделей приборов одноэлектроники подтверждает это утверждение. Другие формализмы нашли, в частности, применение при описании паразитных эффектов в относительно простых моделях. Более строгие модели различных формализмов начали развиваться недавно, особенно при описании шумов (см. выше).

Как уже отмечалось, в реальном приборе присутствуют и другие механизмы транспорта, поэтому разработка моделей повышенной адекватности на основе общих формализмов [10], т. е. не в рамках ортодоксальной теории, целесообразна.

Говоря о важности моделирования и автоматизированного проектирования, приведем следующее высказывание Д. В. Аверина и К. К. Лихарева [21]: "... машинный анализ и проектирование, возможно, станут самой крупной проблемой прикладной одноэлектроники".

Перспективы одноэлектроники

Уместно кратко остановиться на других важных для практики проблемах рассматриваемой области, а именно [21, 25, 47, 100]: фоновых зарядах; низкой температуре функционирования; невысоком быстродействии; шумах. Что касается температуры функционирования, то вопрос рассматривался ранее. Здесь выход, во всяком случае, виден — уменьшение размеров островков, хотя это и не просто, и увеличение их числа. Невысокое быстродействие не так важно в схемах памяти. Ярким примером является человеческий мозг с относительно небольшим быстродействием функционирования нейронов.

Достаточно серьезной проблемой является фоновый заряд. В литературе рассматривается ряд методов и способов ее смягчения или разрешения [25, 47, 100]:

- "самоочищение" островков при малых островках вследствие внутренних электростатических сил;
- при "замораживании" распределения примесей при малых температурах;
- при использовании различных компенсирующих процедур;
- путем введения дополнительных затворов;
- использование менее чувствительных к влиянию фоновых зарядов многоостровковых структур.

Интересный вариант решения проблемы — использование динамических режимов работы одноэлектронных приборных структур, когда фаза сигнала не важна [25, 47, 100]. Необходимо также заметить, что нулевой фоновый заряд не всегда оптимален. Многое может зависеть от параметров схемы и рабочей температуры.

Отмеченные методы и способы, конечно же, важны, однако заметим следующее. Установленные принципы функционирования человеческого мозга показывают, что в нем информация полностью не уничтожается. Запись новой информации, как правило, происходит на фоне старой. Поэтому, судя по всему, разработка высокоинтегрированных одноэлектронных систем также должна осуществляться с учетом возможности неконтролируемого фонового заряда. Определенные успехи в этом направлении уже достигнуты [25, 47, 100]. Среди указанных методов и способов автору наиболее интересным кажется использование динамических режимов работы одноэлектронных приборных структур, когда фаза сигнала не важна.

По изложенным причинам и вследствие гипотезы "вероятностно-статистической организации мозга" [101], по-видимому, в будущих информационных сверхинтегрированных системах одноэлектроники (и наноэлектроники в целом) целесообразно отходить от традиционных принципов детерминизма организации архитектур ИС микроэлектроники и переходить к новым статистическим и статистически-детерминированным принципам. Именно с этих позиций необходимо и подбирать активные элементы для таких новых наноэлектронных систем. В то же время шумы, скорее всего, будут являться одной из наиболее серьезных проблем. В настоящее время становится достаточно очевидным, что разработка принципов построения все более сложных информационных систем в области одноэлектроники (и наноэлектроники) должна проводиться с учетом влияния шумов как важнейшего, а не второстепенного, фактора. Главные причины, вызывающие основные виды шумов в одноэлектронных приборных структурах, уже указывались. Кроме того, к ним можно отнести постоянно упоминаемые ранее, которые связаны с чрезвычайно высокой чувствительностью наноэлектронных приборов к влиянию других воздействий.

В связи с этим трудно не согласиться с аргументацией А. Н. Короткова [47] о том, что для повышения надежности работы элементов, например памяти, для запоминания информации необходимо использовать несколько (более одного) электронов, контролировать наличие которых легче. Так, "утечка" одного электрона вследствие паразитных эффектов в этом случае не приведет к полной потере информации. Оптимальное число запоминаемых электронов на ячейку памяти, по мнению А. Н. Короткова, составляет от 5 до 20 (аналогичные цифры приводятся и другими авторами: 5-10), но даже в этом случае электроны должны контролироваться по одному. Автор близок к этой точке зрения, однако конкретные цифры, очевидно, будут зависеть от множества факторов, которые на настоящий момент времени даже трудно предсказать.

Уместно также обратить внимание на очень большое "количество" теории и, как следствие, оценок в одноэлектронике, начиная от достаточно грубых пессимистических [102] до более оптимистических [7, 103] и менее грубых [25, 47, 100], но все же оценок! Согласитесь, что между 1 нм и 3-5 нм есть разница, особенно когда речь идет о размерах островков приборов, которые должны функционировать при комнатной температуре. Думаю, что нас могут ожидать сюрпризы, и не обязательно неприятные. Вполне допустимо, что гамма неучтенных эффектов, о которых упоминалось (и других), в некоторых случаях может привести к улучшению свойств одноэлектронных приборных структур (компенсация отрицательных эффектов). Почему бы и нет! Подобным примером может служить влияние ширины канала на пороговое напряжение МОП-транзисторов с узким каналом (эффекты, связанные с малыми размерами) [19]. В связи с изложенным, нельзя смотреть пессимистически на возможность создания сверхинтегрированных информационных систем типа человеческого мозга (органика), но на твердом теле. Будем оптимистами! Тем более, что последние экспериментальные результаты [104] вселяют определенную уверенность в этом.

В заключение приведем следующее высказывание 1996 г., отличающееся своей логичностью, а именно [105]: "... потребляемая мощность кристалла должна сохраняться на уровне нескольких ватт. Так как он определяется общим числом активных электронов в кристалле, то увеличение степени интеграции достигается путем уменьшения числа активных

электронов на транзистор. В следующем веке мы можем ожидать десять тысяч миллионов транзисторов на кристалле*, но если это будет достигнуто, то число активных электронов на транзистор должно быть сокращено до менее 10, если избыточное нагревание исключается. Однако когда число электронов уменьшается до этого уровня, флуктуации в числе электронов становятся относительно большими и функциональные свойства будут ухудшены. В результате необходимо контролировать отдельные электроны точно, в отличие от сегодняшней практики работы с усредненным поведением электронов Один из наиболее обещающих методов контролирования отдельных электронов — одноэлектронные зарядовые эффекты в наноструктурах, которые должны привести к одноэлектронным приборам". Таким образом, очевидное и главное преимущество одноэлектронных приборных структур - существенное снижение энергопотребления, а это очень серьезно!

Автор считает приятным долгом выразить искреннюю признательность своим ученикам канд. физ.мат. наук Е. Г. Новик и канд. физ.-мат. наук С. А. Игнатенко, совместно с которыми были проведены исследования по моделированию приборов одноэлектроники и частично описанные в данной статье.

Список литературы

 Аверин Д. В., Лихарев К. К. Когерентные колебания в туннельных переходах малых размеров // ЖЭТФ. 1986.
 Т. 90. Вып. 2. С. 733-743.
 Лихарев К. К. О возможности создания аналоговых и

2. Лихарев К. К. О возможности создания аналоговых и цифровых интегральных схем на основе эффекта дискретного одноэлектронного туннелирования // Микроэлектроника. 1987. Т. 16. Вып. 3. С. 195—209.

3. Кузьмин Л. С., Лихарев К. К. Непосредственное экспериментальное наблюдение дискретного коррелированного одноэлектронного туннелирования // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 8. С. 389—390.

4. Fulton T. A., Dolan G. J. Observation of single-electron charging effects in small tunnel junctions // Phys. Rev. Letters. 1987. V. 59. N 1. P. 109–112.

Абрамов И. И., Новик Е. Г. Классификация одноэлектронных структур // Изв. Белорусской инженерной академии. 1998. № 2 (6)/2. С. 4—8.
 Абрамов И. И., Новик Е. Г. Классификация прибор-

 Абрамов И. И., Новик Е. Г. Классификация приборных структур одноэлектроники // ФТП. 1999. Т. 33. Вып. 11. С. 1388—1394.

7. **Абрамов И. И., Новик Е. Г.** Численное моделирование металлических одноэлектронных транзисторов. Минск: Бестпринт, 2000. 164 с.

8. Likharev K. K. Single-electron transistors: electrostatic analog of the dc SQUIDs // IEEE Trans. 1987. V. MAG-23. \mathbb{N}_2 2. P. 1142–1145.

9. Miura N., Yoshikawa N., Sugahara M. Coulomb blockade and electrical field effects in nanoscale granular microbridges // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. № 26. P. 3969–3971.

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

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

12. Averin D. V., Likharev K. K. Coulomb blockade of singleelectron tunneling, and coherent oscillations in small tunnel junctions // J. of Low Temp. Phys. 1986. V. 62. N 3/4. P. 345–373.

^{* 10&}lt;sup>9</sup> достигнуто в 2006 г.

13. Аверин Д. В. Влияние температуры на одноэлектронные и блоховские колебания в туннельных переходах // ФНТ. 1987. Т. 13. № 4. С. 364—373. 14. Cohen M. H., Falicov L. M., Phillips J. C. Superconduc-

tive tunneling // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 8. N 8. P. 316-318.

15. Кулик И. О., Шехтер Р. И. Кинетические явления и эффекты дискретности заряда в гранулированных средах // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 2. С. 623-640.

16. Likharev K. K. Correlated discrete transfer of single electrons in ultrasmall tunnel junctions // IBM J. Res. Develop. 1988. V. 32. № 1. Р. 144—158. 17. Аверин Д. В., Зорин А. Б., Лихарев К. К. Блоховские ос-

цилляции в джозефсоновских переходах малых размеров // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. Вып. 2. С. 692-703.

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

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

20. Amman M., Mullen K., Ben-Jacob E. The charge-effect transistor // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. № 1. P. 339–346.

21. Single charge tunneling: Coulomb blockade phenomena in nanostructures / Ed. by H. Grabert, M. H. Devoret. New York,

London: Plenum Press, 1992. NATO ASI Ser B. V. 294. 336 p. 22. Miller T. G., Reifenberger R. Three-tunnel-capacitor model for single-electron tunneling in layered thin film // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. N 5. P. 3342-3349.

23. Low temperature scanning tunneling microscopy studies of granular metal films / E. Bar-Sadeh, Y. Goldstein, M. Wolovelsky, D. Porath, C. Zhang, H. Deng, B. Abeles, O. Millo // J. Vac. Sci. Technol. B. 1995. V. 13. № 3. P. 1084–1088.

24. Coulomb staircase in STM current through granular films /

H. Imamura, J. Chiba, S. Mitani, K. Takanashi, S. Takahashi, S. Maekawa, H. Fujimori // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. № 1. P. 46–49.

25. Likharev K. K. Single-electron devices and their applica-tions // Proc. IEEE. 1999. V. 87. № 4. P. 606–632.

26. Одноэлектронные солитоны в одномерных туннельных структурах / Н. С. Бахвалов, Г. С. Казача, К. К. Лихарев, С. И. Сердюкова // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 3. С. 1010–1021.

27. Korotkov A. N. Analytical calculation of single-electron oscillations in one-dimensional arrays of tunnel junctions /, Phys. Rev. B. 1994. V. 50. № 23. P. 17674–17677.

28. Chen R. H., Likharev K. K. Multiple-junction single-electron transistors for digital applications // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. № 1. P. 61–63.

29. Fonseca L. R. C., Korotkov A. N., Likharev K. K., Odintsov A. A. A numerical study of the dynamics and statistics of single electron systems / // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. № 5. P. 3238-3251.

30. Fonseca L. R. C., Korotkov A. N., Likharev K. K. A numerical study of the accuracy of single-electron current standarts // Appl. Phys. 1996. V. 79. N 12. P. 9155-9165.

31. Single-electron traps: A quantitative comparison of theory and experiment / K. A. Matsuoka, K. K. Likharev, P. Dresselhaus, L. Ji, S. Han, J. Lukens // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. № 5. P. 2269-2281.

32. Абрамов И. И., Новик Е. Г. Модель одноэлектронного транзистора, основанная на численном решении уравнений Пуассона // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 16. С. 63-67.

33. Абрамов И. И., Новик Е. Г. Двумерная численная модель одноэлектронного транзистора // Микроэлектроника. 2000. Т. 29. Вып. 3. С. 197-201.

34. Абрамов И. И., Гончаренко И. А., Новик Е. Г. Численное моделирование одноэлектронных транзисторов // Изв. вузов. Электроника. 2000. № 2. С. 87-94.

35. Абрамов И. И., Новик Е. Г. Характеристики металлических одноэлектронных транзисторов на различных материалах // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 8. С. 1014–1019.

36. Абрамов И. И., Новик Е. Г. Учет фонового заряда на "островке" при моделировании одноэлектронных транзисторов // ФТП. 2001. Т. 35. Вып. 4. С. 489-491

37. Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Новик Е. Г. Влияние параметров конструкции и материалов на вольт-амперные характеристики двухостровковых одноэлектронных цепочек // ФПП. 2002. Т. 36. Вып. 10. С. 1272-1277.

38. Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Новик Е. Г. Моделирование двухостровковых одноэлектронных структур // Микросистемная техника. 2002. № 5. С. 30—33

39. Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Новик Е. Г. Модель многоостровковых одноэлектронных цепочек на основе метода Монте-Карло // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 5. С. 583-587.

40. Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Новик Е. Г. Характеристики многоостровковых одноэлектронных цепочек в зависимости от различных факторов // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 10. С. 1231-1234.

41. Abramov I. I., Ignatenko S. A. Analysis of the metal single-electron arrays based on different materials // Proc. of SPIE. 2004. V. 5401. P. 432–441.

42. Абрамов И. И., Игнатенко С. А. Физико-топологическая модель одноэлектронных матриц туннельных переходов // Материалы 13-й Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии", 2003 г. Севастополь. 2003. С. 530-531.

43. Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Новик Е. Г. Моделирование сток-затворных характеристик одноэлектронных транзисторов // Микросистемная техника. 2003. № 5. C. 18-20.

44. Назаров Ю. В. О кулоновской блокаде туннелирования в одиночных контактах // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. Вып. 2. С. 105—107.

45. Назаров Ю. В. Об аномалиях вольт-амперной характеристики туннельных контактов // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 3. С. 975-984.

46. Nazarov Yu. V. Electron tunneling in a variable electodynamic environment // Solid State Commun. 1990. V. 75. № 8. P. 669-672.

47. Korotkov A. N. Single-electron logic and memory devices // Int. J. Electronics. 1999. V. 86. N 5. P. 511–547.

48. Averin D. V., Odintsov A. A. Macroscopic quantum tunneling of the electric charge in small tunnel junctions // Phys. Lett. A. 1989. V. 140. № 5. P. 251–257.

49. Аверин Д. В., Одинцов А. А. Квантовый распад состояний кулоновской блокады в туннельных переходах с малой емкостью в их системах // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. Вып. 4. C. 1349-1361.

50. Geerligs L. J., Averin D. V., Mooij J. E. Observation of тастозсоріс quantum tunneling through the Coulomb energy barrier // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. N 24. P. 3037—3040. 51. **Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е.** Мезоскопические

флуктуации вольт-амперной характеристики // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 5. С. 1815—1819.

52. Ларкин А. И., Матвеев К. А. Вольт-амперная характеристика мезоскопических полупроводниковых контактов // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 3. С. 1030—1038.

53. Альтшулер Б. Л., Спивак Б. З. Влияние магнитного поля на динамику примесей в металлических системах // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. Вып. 12. С. 671 - 674.

54. Назаров Ю. В. Воспроизводимые флуктуации вольтамперной характеристики туннельного контакта // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. Вып. 1. С. 306—315.

55. Kautz R. L., Zimmerli G., Martinis J. M. Self-heating in the Coulomb-blocade electrometer // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. № 5. P. 2386-2396.

56. Korotkov A. N., Samuelsen M. R., Vasenko S. A. Effect of overheating in a single-electron transistor // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. № 6. P. 3623–3631.

57. Verbrugh S. M., Benhamadi M. L., Visscher E. H., Mooij J. E. Optimization of island size in single electron tunneling devices: Experiment and theory // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. N 4. P. 2830–2836.

58. Hershfield S., Davies J. H., Hyldgeard P., Stanton C. J., Wilkins J. W. Zero-frequency current noise for the double-tunnel-junction Coulomb blockade // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. № 4. P. 1967—1979

59. Korotkov A. N. Intrinsic noise of the single-electron transistor // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. № 15. P. 10381–10392.

60. Korotkov A. N. Langevin approach for the shot noise calculation in single-electron tunneling // Europhys. Lett. 1998. 43. N 3. P. 343–348.

61. Аверин Д. В., Коротков А. Н. Влияние дискретности энергетического спектра на коррелированное одноэлектронное туннелирование через мезоскопически малую металлическую гранулу // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 5. С. 1661—1673.

62. Averin D. V., Korotkov A. N. Correlated single-electron tunneling via mesoscopic metal particles: Effects of the energy quantization // J. of Low Temp. Phys. 1990. V. 80. N 3/4. P. 173–185.

63. Effects of discrete energy levels on single-electron tunneling in coupled metal particles / B. Wang, K. Wang, W. Lu, H. Wang, Z. Li, J. Yang, J. G. Hou // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. № 21. P. 3767–3769.

64. Hung Nguyen V., Lien Nguyen V., Nam Nguyen H. Coulomb blocade and negative differential conductance in metallic double-dot devices // J. Appl. Phys. 2004. V. 96. N 6. P. 3302–3306.

65. Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Павленок С. Н. Влияние поперечных размеров на характеристики одноэлектронного транзистора // Материалы 14-й Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". 2004 г. Севастополь. 2004. С. 518—519.

66. Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Павленок С. Н. Учет эффекта со-туннелирования в физико-топологической модели одноэлектронного транзистора // Изв. Белорусской инженерной академии. 2004. № 2 (18)/2. С. 87—89.

67.**Meirav U., Foxman E. B.** Single-electron phenomena in semiconductors // Semicond. Sci. Technol. 1995. V. 10. P. 255–284.

68. **Glazman L. I., Shekhter R. I.** Coulomb oscillations of the conductance in a laterally confined heterostructure // J. Phys.: Condens. Mater. 1989. V. 1. P. 5811–5815.

69. Averin D. V., Korotkov A. N., Likharev K. K. Theory of single-electron charging of quantum wells and dots // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 12. P. 6199–6211.

70. Beenakker C. W. J. Theory of Coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dot // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. Nº 4. P. 1646–1656.

71. Aleiner I. L., Brouwer P. W., Glazman L. I. Quantum effects in Coulomb blockade // Phys. Reports. 2002. V. 358. N $_{2}$ 5–6. P. 309–440.

72. **Coherence** and Coulomb blockade in single-electron devices: A unified treatment of interaction effects / S. Florens, P. San José, F. Guinea, A. Georges // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. N arrow 24. P. 245311-1 - 12.

73. **Room** temperature Coulomb blockade and low temperature hopping transport in a multiple-dot-channel metal-oxidesemiconductor field-effect-transistor / T. Hiramoto, H. Ishikuro, T. Fujii, G. Hashiguchi, T. Ikoma // Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 36. Part 1. № 6B. P. 4139–4142.

74. Jovanovic P., Leburton J.-P. Self-consistent analysis of single-electron charging effects in quantum-dot nanostructures // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. № 11. P. 7474–7483.

75. **Three-dimensional** self-consistent simulation of the charging time response in silicon nanocrystal ftash-memories / J. S. de Sousa, A. V. Thean, J. P. Leburton, V. N. Freire // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. № 10. P. 6182–6187.

76. Fukui H., Fujishima M., Hoh K. Single-electron transistor in silicon-on-insulator with Shottky-contact tunnel barriers // Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 36. Part 1. N6B. P. 4147–4150.

77. **Theory** of a room-temperature silicon quantum dot device as a sensitive electrometer / J. K. Vincent, V. Narayan, H. Pettersson, M. Willander, K. Jeppson, L. Bengtsson // J. of Appl. Phys. 2004. V. 95. \mathbb{N} 1. P. 323–326.

78. **Richardson W. H.** Possibility of a single electron tunneling diode and a controllable saturated tunneling current // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. \mathbb{N} 8. P. 1113–1115.

79. Кенинг Ю., Шёллер Х., Шён Г. Резонансное туннелирование через одноэлектронный транзистор // УФН. 1998. Т. 168. № 2. С. 170—175.

80. Korotkov A. N., Averin D. V., Likharey K. K. Combined Bloch and single-electron-tunneling oscillations in one-dimensional arrays of small tunnel junctions // Phys. Rev. B. 1994. V. 43. № 3. P. 1915–1918.

81. **Single** electron device with asymmetric tunnel barriers / Y. Matsumoto, T. Hanajiri, T. Toyabe, T. Sugano // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. Part 1. N2B. P. 1126–1131.

82. **Error** mechanisms and rates in tunable-barrier single-electron turnstiles and charge-coupled devices / N. M. Zimmerman, E. Hourdakis, Y. Ono, A. Fujiwara, Y. Takahashi // J. of Appl. Phys. 2004. V. 96. \mathbb{N} 9. P. 5254–5266.

83. **Bagrets D. A., Nazarov Yu. V.** Full counting statistics of charge transfer in Coulomb blockade systems // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. N 8. P. 085316-1 - 16.

84. **Oh J. H., Ahn P., Hwang S. W.** Time-dependent currents of a single-electron transistor in dissipative environments // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. N 20. P. 205403-1 - 9.

85. Sim J. S., Lee J. D., Park B.-G. The simulation of singlecharging effects in the programming characteristics of nanocrystal memories // Nanotechnology, 2004. V. 15. P. 5603–5611.

tal memories // Nanotechnology. 2004. V. 15. P. 5603–5611. 86. **International** Technology Roadmap for Semiconductors: 1999 edition. Austin, TX: International SEMATECH, 1999; 2001 edition, 2002 update; 2003 edition, 2004 update; 2005 edition.

87. **Tsu R.** Challenges in nanoelectronics // Nanotechnology. 2001. V. 12. P. 625–628.

88. **Single-electron** memory for giga-to-tera bit storage / K. Yano, T. Ishii, T. Sano, T. Mine, F. Murai, T. Hashimoto, T. Kobayashi, T. Kure, K. Seki // Proc. IEEE. 1999. V. 87. N 4. P. 633–651.

89. **Single-electron** tunneling through amorphous carbon dots array / N. Miura, T. Numaguchi, A. Yamada, M. Konagai, J.-i. Shirakashi // Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 36. Part 2. N12A. P. L1619–L1621.

90. **Influence** of dissipation on the Coulomb blockade is small tunnel junctions / L. J. Geerligs, V. F. Anderegg, C. A. van der Jeugd, J. Romijn, J. E. Mooij // Europhys. Lett. 1989. V. 10. N 1. P. 79–85.

91. Geigenmüller U., Schön G. Single-electron effects in arrays of normal tunnel junctions // Europhys. Lett. 1989. V. 10. N 8. P. 765–770.

92. **Single-electron** solitons in 2-D arrays of ultrasmall tunnel junctions / N. S. Bakhvalov, G. S. Kazacha, K. K. Likharev, S. I. Serdyukova // Physica B. 1990. V. 165, 166. P. 963–964.

93. **Statistics** and dynamics of single-electron solitons in twodimensional arrays of ultrasmall tunnel junctions // N. S. Bakhvalov, G. S. Kazacha, K. K. Likharev, S. I. Serdyukova // Physica B. 1991. V. 173. P. 319–328.

94. Middleton A. A., Wingreen N. S. Collective transport in arrays of small metallic dots // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. N 19. P. 3198–3201.

95. Kaplan D. M., Sverdlov V. A., Likharev K. K. Coulomb gap, Coulomb blockade, and dynamic activation energy in frustrated single-electron arrays // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. N 4. P. 045321-1 - 6.

96. Leroy Y., Cordan A. S., Goltzené A. Variance analysis of the Coulomb blocade parameters in nanometer-size disordered arrays // J. of Appl. Phys. 2001. V. 90. N 2. P. 953–957.

97. **Electron** transport in metallic dot arrays: Effect of a broad dispersion in the tunnel junction dimensions / A. S. Cordan, A. Goltzené, Y. Hervé, M. Mejias, C. Vieu, H. Launois // J. of Appl. Phys. 1998. V. 84. N 7. P. 3756–3763.

98. Conductance of the single-electron transistor: A comparison of experimental data with Monte Carlo calculations / C. Wallisser, B. Limbach, P. vom Stein, R. Schäfer, C. Theis, G. Göppert, H. Grabert // Phys Rev. 2002. V. 66. N 12. P. 125314-1 - 8.

99. **Kubala B., Johansson G., König J.** Transport in metallic multi-island Coulomb blockade systems: A systematic perturbative expansion in the junction transparency // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. N 16. P. 165316-1 - 14.

100. Likharev K. Electronics below 10 nm // Nano and giga challenges in microelectronics / Ed. by J. Greer, A. Korkin, and J. Labanowski. Amsterdam: Elsevier, 2003. Р. 27–68. 101. Владимирский Б. М., Чораян О. Г. Нейрокиберне-

101. Владимирский Б. М., Чораян О. Г. Нейрокибернетика в начале нового века // Нейрокомпьютеры: разработка, применение. 2002. № 7-8. С. 4-14. 102. Lutwyche M. I., Wada Y. Estimate of the ultimate per-

102. Lutwyche M. I., Wada Y. Estimate of the ultimate performance of the single-electron transistor // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. N 7. P. 3654–3661.

103. Абрамов И. И., Гончаренко И. А., Новик Е. Г. О рабочей температуре одноэлектронных транзисторов // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 8. С. 16—19.

104. **Manipulation** and detection of single electrons for future information processing / Y. Ono, A. Fujiwara, K. Nishiguchi, H. Inokawa, Y. Takahashi // J. of Appl. Phys. 2005. V. 97. N 3. P. 031101-1 - 19.

105. Ahmed H., Nakazato K. Single-electron devices // Microelectr. Engin. 1996. V. 32. P. 297-315.

Материаловедческие и технологические основы МНСТ

УДК 537.312.62.03

М. И. Самойлович¹, д-р физ.-мат. наук, проф.,
А. Ф. Белянин¹, д-р техн. наук, проф.,
А. Ю. Илюшечкин², канд. техн. наук,
¹ Центральный научно-исследовательский технологический институт "Техномаш"
E-mail: samoylovich@technomash.ru
² The University of Queensland, The Centre for Microscopy and Microanalysis, The High Temperature Superconductors Laboratory, Brisbane, Australia

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И ОСОБЕННОСТИ СТРОЕНИЯ ВТСП-ПЛЕНОК

Разработаны технологические методики формирования пленок системы Bi—Sr—Ca—Cu—O методами трафаретной печати и BЧ магнетронного распыления. Исследовано влияние параметров процесса получения на строение, состав и сверхпроводящие свойства такой системы на подложках из MgO{100}, LaAIO₃{100}, Ag и поликристаллического корунда с последующей термообработкой в области температур плавления.

Введение

Развитие технологий получения пленок, обладающих высокотемпературной сверхпроводимостью (ВТСП), является одной из актуальных задач современной электронной промышленности, а наиболее распространенными ВТСП-материалами, сформированными в виде пленок, являются сложные оксиды систем: Y-Ba-Cu-O, Tl-Ba-Cu-Ca-O и Bi-Sr-Ca-Cu-O. При этом система Bi-Sr-Ca-Cu-O имеет две ВТСП-фазы Ві2Sr2Ca2Cu3Ov (Ві-2223) и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{\nu}$ (Bi-2212), с температурами перехода в сверхпроводящее состояние $T_{\rm Kp} \approx 110$ и 86...92 К, соответственно. Для пленок Ві-2212 было обнаружено [1], что плотность критического тока $J_{\rm kp}$ при низких температурах возрастает на порядок, если пленки сформированы в условиях твердофазного синтеза методом термообработки в области температур плавления (partial melting method).

Цель работы — изучение строения, состава и сверхпроводящих свойств пленок, полученных методом термообработки в области температур плавления, в зависимости от параметров термообработки, толщины пленки и материала подложки.

Методы формирования пленок

Пленки получали методами тонко- и толстопленочной технологий [2—9]. Для формирования пленок методом тонкопленочной технологии применяли установки ВЧ магнетронного распыления, укомплектованные магнетронами, специально разработанными для использования керамических и порошковых мишеней [5-11] (лабораторные установки и опытно-промышленная установка ИОН-1). Установка ИОН-1 [10, 11] предназначена для осаждения пленок при совместном использовании методов магнетронного распыления (применялся планарный магнетрон диаметром 285 мм) и распыления ионным пучком (для легирования пленок и коррекции их состава путем распыления дополнительной мишени используется ионный источник). Пленки Bi-2212 получали с использованием порошковых мишеней, которые изготавливали путем нанесения суспензии (приготовленной из порошка Bi-2212 и этилового спирта) в углубление корпуса магнетрона и ее двухэтапного просушивания на воздухе и в режиме распыления (Ar-плазма, давление 2,5 Па, мощность ВЧ разряда 10...50 Вт). Использовались однофазные порошки $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, полученные из смеси Bi_2O_3 , SrCO₃, CaCO₃, CuO и обладающие ВТСП при 88 К. Условия осаждения пленок были следующие: мощность ВЧ разряда 70...150 Вт; состав газа — Аг или Ar + + (20...100) об. % О₂; давление газа 0,9...1 Па; электрическое смещение на подложкодержателе 10...20 В; температура подложки 120...500 °С; расстояние между мишенью и подложкой 35 мм; скорость осаждения пленок в Ar составляла 0,25...0,78 мкм/ч, в газовой смеси Ar + (20...100) об. % О₂ - < 0,2 мкм/ч. При толстопленочной технологии в качестве исходного материала использовался порошок состава Ві-2212, полученный соосаждением оксалатов и нитратов Bi, Sr, Ca и Cu. Измельченный и просеянный порошок (средний размер частиц 6-7 мкм) смешивался с органическим растворителем (бутилацетат, терпинеол) и связующим веществом (этилцеллюлоза) до получения однородной гомогенной массы, наносимой через маску на подложку. Нанесенные пленки высушивались на воздухе при температуре 110... 130 °C, нагревались до температуры 500 °С и выдерживались в течение 1-2 ч для удаления органических соединений, при этом полученные пленки воспроизводили состав распыляемых мишеней или использованных в пастах порошков.

Известно, что сверхпроводящие свойства пленок Bi-2212 во многом зависят от их реальной структуры и для достижения необходимых ВТСП-свойств следует формировать на подложке упорядоченную Bi-2212 структуру с минимальным содержанием примесных фаз. Для сверхпроводящих пленок системы Bi—SrСа—Си—О необходимым является формирование плотной слоистой структуры (аксиально текстурированной в плоскости (00*n*)), которая имеет наиболее высокие значения $T_{\rm kp}$ и $J_{\rm kp}$. Указанная структура может быть получена методом термообработки в области температур плавления, а особенностями данного метода являются термическая обработка сформированных пленок вблизи точки плавления с последующим медленным охлаждением для образования высокоориентированной в плоскости, перпендикулярной оси *C*, слоистой структуры.

Параметры процесса термообработки пленок в области температур плавления зависят от материала подложек, поэтому применялись монокристаллические подложки из MgO{100}, α-Al₂O₃(01 1 2) и LaAlO₃{100}, поликристаллические из поликора (Al₂O₃) и Ag, а также слоистые структуры — поликор с подслоем Ад (Al₂O₃/Ag). В процессе термообработки пленки нагревали до температуры плавления T₁, выдерживали при данной температуре в течение 5—30 мин. В последующем температура понижалась со скоростью 120 °С/ч до начала кристаллизации (T_2), после чего пленки медленно (2...5 °С/ч) охлаждались до температуры T_3 , соответствующей нижнему порогу кристаллизации. Пленки выдерживали при указанной температуре в течение 6...8 ч и по окончании процесса закаливали быстрым охлаждением до комнатной температуры (подложки из MgO), либо отжигали в инертной (Ar) атмосфере в течение 6...10 ч (подложки из LaAlO₃ и Ag) при температуре $T_4 = 600...650$ °C. Значения температур T_1 , T_2 и T_3 варьировали в зависимости от материала подложки, состава паст и атмосферы отжига, они составляли: для пленок на подложках из MgO и LaAlO₃ $T_1 = 878...920$ °C; $T_2 = 868$ и 886 °С, $T_3 = 840$ и 868 °С (в зависимости от состава паст); для пленок на подложках из Ag и Al₂O₃/Ag T_1 = 878...900 °C; T_2 = 868 и 884 °C, T_3 = 840 и 845 °С (в зависимости от парциального давления кислорода).

Строение, состав и сверхпроводящие свойства пленок Bi-2212 на подложках из MgO {100}

Строение пленок, прошедших термообработку в области температур плавления, определяется (в основном) как исходным составом Bi—Sr—Ca—Cu—O, так и режимом отжига. Установление взаимосвязи параметров термообработки и характеристик используемого материала потребовало детальных исследований. С целью снижения содержания вторичных фаз и улучшения упорядочения кристаллитов Bi-2212 (или Bi-2223) в работе [12] изучался эффект стехиометрии исходных композиций, а в работах [13—16] — эффект легирования пленок серебром, поскольку было неизвестно влияние фазового состава исходных паст на строение и сверхпроводящие свойства пленок.

Для паст с разным фазовым составом, а также для паст, имеющих разное содержание Ag, определены оптимальные условия отжига для достижения максимальных $T_{\rm kp}$ и $J_{\rm kp}$. При исследовании влияния Таблица 1



Пасты	1	2	3	4	5	6	7
Температура синтеза порошка В-2212 <i>T</i> _c , °С	800	820	860				
Содержание Ag C_{Ag} , мас. %	0			2	5	10	20

Таблица 2

Характеристики порошков

Температу- ра синтеза порошка Bi-2212 <i>T</i> _c , °С	Средний размер частиц, мкм	Соотноше- ние фаз 2201 : 2212, мас. %	Bi : Sr : Ca : Cu, соотношение компонентов
800	3,8-4,1	80 : 20	2,00 : 1,90 : 0,91 : 2,05
820	5,9-6,1	40 : 60	2,00 : 1,97 : 0,91 : 2,04
860	6,9-7,0	<10 : >90	2,00 : 2,04 : 0,94 : 2,01

фазового состава исходных паст на условия термообработки в области температур плавления применяли три различных по фазовому составу порошка Bi—Sr—Ca—Cu—O с исходной стехиометрией, близкой к Bi-2212. Для изучения особенностей легирования пленок серебром на основе одного из порошков Bi-2212 были приготовлены четыре различные пасты с содержанием Ag (C_{Ag}) 2, 5, 10 и 20 мас. %. В табл. 1 показаны составы используемых в работе паст, а в табл. 2 — характеристики порошков, входящих в состав паст.

Порошки Ві-2212, которые были синтезированы при температурах T_c , равных 800, 820 и 860 °С, в результате имели переменный средний размер частиц и фазовый состав и различались по стехиометрии. Основными фазами порошков были Ві-2212 и Ві₂Sr₂CuO_y (Ві-2201), а концентрация остальных фаз была < 2 мас. %. Содержание фаз Ві-2212 и Ві-2201 ($V_{2212(2201)}/V$) оценивалось по средним интенсивностям дифракционных линий (113) и (115), нормированным к суммарным интенсивностям линий для обеих Ві-2212 и Ві-2201 фаз (рентгеновский дифрактометр SIEMENS, Си k_{α} -излучение). Расчет проводился по формуле

$$V_{2212(2201)}/V = \{ [I^{2212(2201)}/I]_{(113)} + [I^{2212(2201)}/I]_{(115)} \}/2,$$

для фаз Bi-2212 и Bi-2201 соответственно, где $I = I^{2212} + I^{2201}, I^{2212}$ и I^{2201} — интенсивность пиков (113) (или (115)) для фаз Bi-2212 и Bi-2201. Содержание фазы Bi-2201 уменьшалось при повышении температуры синтеза и составляло < 5 мас. % при температуре синтеза 860 °С, при этом возрастал средний размер частиц порошка. Все синтезированные порошки близки по стехиометрии к составу Bi:Sr:Ca:Cu = 2,00:2,00:1,00:2,00 с небольшим недостатком Ca, при этом с увеличением температуры синтеза возрастало содержание Sr.

По данным рентгеновского анализа строение и фазовый состав пленок не менялись при температурах отжига < 885 °C (для пленок, полученных из паст, не



Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы (Си k_a-излучение):

a-e – используемых в пастах порошков, синтезированных при температурах 800, 820 и 860 °C, соответственно; e – пленки Bi-2212, сформированной на подложке из MgO {100} с использованием пасты на основе порошка, синтезированного при 820 °C, после отжига при 888 °C (• – Bi-2212; о – Bi-2201)

содержащих Ag). Таким образом, пленки, полученные из паст на основе порошков, синтезированных при $T_c = 800$ и 820 °C, содержали Ві-2201 фазу; при отжиге указанных пленок при 860 °С в течение 10 ч фаза Bi-2201 исчезала, но появлялись вторичные фазы CaCO₃, CuO и SrO. В результате термообработки в области температур плавления толщина пленок уменьшалась в 2-3 раза и находилась в диапазоне 10...50 мкм, при этом изменялось и строение пленок. На рис. 1 приведены рентгенограммы исходных порошков (рис. 1, *а-е*) и пленки Bi-2212, полученной после кристаллизации из жидкой фазы при температуре 888 °С (рис. 1, г). Рентгенограммы отожженных пленок, полученных из паст с разным фазовым составом, были идентичны, а именно, пленки состояли из ориентированной по (00n) фазы Bi-2212 с небольшим количеством вторичных фаз CaCO₃ и CuO.

При температурах плавления $T_1 = 895...920$ °C расплав меняет вязкость и часть его стекает с поверхности подложки, в результате после охлаждения такие пленки неоднородны и содержат области с высокой концентрацией фаз (Sr, Ca)CuO_y и Bi(SrCa)₂O_y, а сами фазы являются продуктом разложившегося при высоких температурах расплава (рис. 2) (растровый электронный микроскоп (РЭМ) JEOL 6400F).

Степень упорядочения кристаллитов Bi-2212 во многом зависит от скорости охлаждения пленок в интервале температур T_2 и T_3 , а именно, при быстром охлаждении (1201 °С/ч) формируются разупорядоченные системы из кристаллитов Bi-2212 (рис. 3, *a*), тогда как при медленном охлаждении (2—5 °С/ч) образуется высокоупорядоченная слоистая структура с ориентированием слоев параллельно плоскости подложки (рис. 3, δ). Отметим, что при скорости охла



Рис. 2. Поверхность пленки Bi-2212, сформированной с использованием пасты на подложке из MgO {100}, после отжига при 900 °С (РЭМ)



ждения < 2 °С/ч ухудшается воспроизводимость особенностей строения пленок.

Критический ток изученных пленок по указанным выше причинам зависел от условий отжига, фазового состава паст и толщины пленок, но среди указанных факторов параметры отжига являются наиболее важными для достижения высоких J_{кр}. Например, пленки, полученные медленным охлаждением, имели $J_{\rm KD} \approx 10^2 \, {\rm A/cm^2}$ вследствие высокого содержания кислорода, тогда как быстроохлажденные пленки имели $J_{\rm kp}$ от $2 \cdot 10^3$ до $8 \cdot 10^3$ А/см² в зависи-мости от других параметров отжига. Для определения сопротивления в измерениях $T_{\rm kp}$ и $J_{\rm kp}$ приме-нялся четырехзондовый метод. Измерения $T_{\rm kp}$ проводились с использованием установки LAKE^PSHORE Mod. 7000 AC SUSCEPTOMETER в диапазоне температур 77... 300 К, а измерения J_{кр} — при погружении в жидкий азот (77 К). Высокие значения J_{кр} могут быть получены только у пленок Ві-2212, имеющих упорядоченное строение, достигаемое медленным охлаждением. Табл. 3 показывает J_{кр} после закалки для пленок, которые охлаждались с разными скоростями в интервале температур $T_3 = 886$ °C и $T_4 = 868$ °C. Критический ток пленок, охлажденных со скоростью 2...5 °С/ч в 2-4 раза выше, чем J_{кр} у охлажденных со скоростью 120 °С/ч.

Фазовый состав паст влияет на оптимальный диапазон температур плавления T_1 , которые необходимы для достижения максимальных для каждой композиции значений $J_{\rm Kp}$. Пленки, полученные из Bi-2212 (паста ($T_c = 860$ °C)), имеют более широкий диапазон температур плавления для получения высоких $J_{\rm Kp}$ по сравнению с пленками, которые выполнены из многофазных паст (пасты ($T_c = 800$ и 820 °C)). В табл. 4 приведены $J_{\rm Kp}$ пленок, полученных из пасты ($T_c = 860$ °C) в интервале температур 900...915 °C в течение 15...30 мин. Для пленок, в которых использовались пасты ($T_c = 800$ и 820 °C) (полученных при таких же параметрах отжига), значения $J_{\rm Kp}$ были близки к нулю.

Таблица 3

Зависимость $J_{\rm Kp}$ от скорости охлаждения в температурном интервале T_2-T_3 (T_1 = 888 °C)

Скорость охла	аждения ($T_2 \to T_3$), °С/ч	120	5	2
Паста $(T_{\rm c} = 800 \ ^{\circ}{\rm C})$	Толщина пленки, мкм, $J_{\rm kp} \times 10^3 {\rm A/cm}^2$	30 0,17	30 0,36	15 3,8
Паста ($T_{\rm c} = 820$ °C)	Толщина пленки, мкм, $J_{\rm kp} \times 10^3 {\rm A/cm}^2$	40 0,16	20 1,1	12 1,2
Паста ($T_{\rm c} = 860$ °С)	Толщина пленки, мкм, $J_{\rm kp} \times 10^3 {\rm A/cm^2}$	30 0,14	30 0,48	20 0,98

Таблица 4

Зависимость значений $J_{\rm kD}$ от температуры плавления T_1

Температура, °С	900				905		910			915
Время плавле- ния, мин	15				15		20			30
Толщина, мкм	11	13	18	26	19	20	15	20	25	18
$J_{\rm kp} \times 10^3 {\rm A/cm}^2$	8,0	5,7	3,4	3,0	3,9	4,8	4,4	2,8	3,4	2,2

При комнатной температуре все пленки имели сопротивление ~0,01 Ом · см, но $T_{\rm kp}$ зависит от строения пленок, поскольку пленки, состоящие из разупорядоченных кристаллитов, имеют $T_{\rm kp}$ = 86,8...89,0 К, тогда как $T_{\rm kp}$ для пленок со слоистым строением равны 90,0...92,2 К. Фазовый состав исходной композиции имеет существенное влияние на условия, в которых начинается плавление пленок, в частности, пленки содержат другие вторичные фазы (CaCO₃, CuO и SrO), одновременно, последующая термообработка при температурах > 890 °C (в области температур плавления) не приводит к увеличению $J_{\rm kp}$.

Деградация морфологии и значений J_{кр} указанных пленок при сравнительно высоких температурах плавления может быть связана с присутствием в пленках вторичных фаз. При низких температурах плавления (885...890 °C) вторичные фазы начинают реагировать с Bi-2212 и образуют жидкую фазу с пониженной вязкостью, которая при более высоких температурах начинает стекать с поверхности подложки. Приведенные данные объясняют, почему хорошего качества пленки (в которых использованы пасты на основе порошков, синтезированных при $T_{\rm c} = 800$ и 820 °C) могут быть получены в режиме плавления, когда присутствие вторичных фаз не меняет значительно вязкости жидкой фазы. Несмотря на больший размер частиц пасты ($T_c = 860$ °C) изученные пленки имели более высокие $J_{\rm kp}$ и упорядоченное строение, но даже при оптимальных температурах синтеза, можно обнаружить нерасплавленные включения, которые могут быть ликвидированы при повышении температуры плавления, что, в свою очередь, приводит к деградации сверхпроводящих свойств.

Эффект легирования пленок Bi-2212 изучался с учетом реальной структуры пленок и оптимальных условий отжига для достижения максимальных значений $J_{\rm kp}$. Исследовались пленки, имеющие в своем составе 2, 5, 10 и 20 мас. % Аg. Известно, что добавка Аg в составе пленок приводит к снижению температуры плавления [13]. В использованных условиях плавление пленок, легированных Аg, начиналось при температуре 866...868 °С, поэтому в качестве исследуемых температур были выбраны три значения $T_1 = 873$, 878 и 883 °С. Такие условия термообработки, как время плавления (15 мин), скорости охлаждения (от T_2 до T_3) и охлаждения образцов при закаливании были такими же как и без легирования.

Реальная структура пленок Bi-2212 с добавкой порошка Ag (Bi-2212 + Ag) зависит от условий отжига и содержания Ag. В целом, все пленки с различной C_{Ag} после термообработки в области температур плавления имели подобное строение и морфологию поверхности, что и пленки без Ag, однако количество вторичной фазы (Sr, Ca)CuO_y на поверхности было меньше (на поверхности пленок серебра не обнаружено).

На рис. 4 показаны значения $J_{\rm kp}$ пленок в зависимости от $C_{\rm Ag}$ в диапазоне выбранных температур плавления ($T_1 = 873$, 878 и 883 °C). Температура $T_1 =$ = 873 °C более благоприятна для получения пленок с высокой $C_{\rm Ag}$. Пленки, содержащие 2 мас. % Ag, при данной температуре плавления не имели слои-



Рис. 4. Зависимость плотности критического тока пленок Bi-2212 + Ag, сформированных с использованием паст на подложках из MgO {100}, от содержания Ag и температуры отжига 873, 878 и 883 °C

стого строения, на их поверхности остаются поры, появление которых связано с недостаточным содержанием жидкой фазы во время плавления. Поэтому в отсутствие вторичных фаз значения J_{кр} пленок были на порядок ниже, чем у отожженных в аналогичных условиях пленок с большим содержанием Ag.

Количество Ад в пленке существенным образом влияет на оптимальную температуру термообработки, поскольку для пленок с высокой C_{Ag} оптимальный диапазон температур плавления сдвигается в сторону более низких температур по сравнению с пленками с низким содержанием Аg. Присутствие Аg в составе пленок изменяет кинетику процесса плавления, а его количество определяет условия для фазового равновесия системы, находящейся в режиме термообработки в области температур плавления. Легирование пленок Ад не оказывает существенного влияния на максимально достижимые значения J_{кр}. Однако при комнатной температуре сопротивление пленок Ві-2212 + Ag в 2-2,5 раза ниже, чем сопротивление нелегированных образцов, поэтому наивысшее значение $T_{\rm KD}$ у пленок Bi-2212 + Ag составляло 92 K.

Магнетронным распылением мишени состава Bi₂Sr₂CaCu₂O₈, можно формировать пленки, пригодные для последующей термообработки в области температур плавления. Несмотря на чувствительность пленок Bi-2212 толщиной 0,5...10 мкм к температуре и продолжительности отжига при температурах, близких к температуре плавления системы (вследствие их малой толщины и частичного испарения), были получены текстурированные по (00n)пленки Bi₂Sr₂CaCu₂O_v, обладающие ВТСП [6]. Содержание фазы Bi₂Sr₂CaCu₂O_v в пленках системы Bi-Sr-Ca-Cu-O составляло не менее 85 об. %, с сохранением стабильной температуры перехода в сверхпроводящее состояние > 80 К. При используемых режимах отжига в исследуемых образцах находилось до 10 об. % рентгеноаморфной фазы.

Сформированные ВЧ магнетронным распылением порошковых мишеней пленки были рентгеноаморфными (электрическое сопротивление > 10^6 Ом, четырехзондовый метод), и в поликристаллическое состояние переводились отжигом. При температуре подложки > 450 °С пленки содержали > 40 об. % кристаллической фазы, при этом пленки воспроизводили состав распыляемых порошковых мишеней. Содержание фазы Bi-2212 (*a* = 0,3799 нм, *c* = 3,079 нм) в пленках составляло > 95 %. Толщина пленок

в интервале температур 820...875 °C возрастала в 3,5-3,7 раз, но дальнейшее увеличение температуры отжига от 875 до 890 °С приводило к падению толщины на 20...100 % по сравнению с пленками, отожженными при более низких температурах. Рентгеноаморфные пленки (толщиной 2,9...3,2 мкм) после отжига при температурах 875, 877 и 880 °С имели толщину, соответственно, 11,3, 10,2 и 5,8 мкм. При 877 °С начинает происходить рекристаллизация с образованием текстурированной по (00n) структуры (рис. 5), при этом степень кристалличности пленок (содержание кристаллической фазы в объеме пленки), отожженных при 880 °C, возрастает в 20 раз по сравнению с пленками после отжига при 877 °С и более чем в 40 раз по сравнению с пленками, отожженными при 875 °С.

На рис. 6 видно начало образования слоистой текстуры, полностью рекристаллизация заканчивается при температуре 880 °С. Полученная ориентированная по оси *С* структура является результатом кристаллизации материала пленки при термообработке в области температуры плавления. Форма кристаллитов (областей когерентного рассеяния (ОКР) рентгеновских лучей) фазы Bi-2212 в пленках, рас-



Рис. 5. Рентгеновские дифрактограммы (Си k_{α} -излучение) пленок Bi-2212, полученных ВЧ магнетронным распылением на подложках из MgO {100} и отожженных в течение 5 мин при температурах 875, 877 и 880 °С



Рис. 6. Строение сколов пленок Bi-2212, полученных BЧ магнетронным распылением на подложках из MgO {100} и отожженных в течение 5 мин при температурах: a - 877 °C; $\delta - 880$ °C



Рис. 7. Зависимости температуры перехода в сверхпроводящее состояние пленок Bi-2212, полученных BЧ магнетронным распылением на подложках из MgO {100}, от температур отжига 875, 877 и 880 °C

считанная по уширению на дифрактограммах рефлексов (105) и (110), представляет диски, уплощенные по направлению <001> с соотношением высоты диска к его диаметру ~0,5. Размер ОКР в направлении <105> составляет 19,5...45,2 нм.

Исследование влияния отжига на структуру и фазовый состав пленок позволило установить взаимосвязь условий отжига с электрофизическими свойствами пленок. Отмечено, что при приближении температуры отжига к 875-880 °С в пленках системы Bi-Sr-Ca-Cu-O на подложках MgO{100} наблюдалась рекристаллизация и образование текстуры, параллельной плоскости подложки, что приводило к увеличению Т_{кр} (рис. 7). Температуры полного перехода в сверхпроводящее состояние для пленок, отожженных при 875, 877 и 880 °C, составляли соответственно 54, 70 и 92 К. Зависимости R(T) пленок, отожженных при 875 и 877 °C, имеют два характерных участка падения сопротивления. По-видимому за двухступенчатость изменения сопротивления отвечает разориентация кристаллитов, так как ориентированные пленки имеют одноступенчатый переход.

Особенности строения пленок Bi—Sr—Ca—Cu—O, полученных на подложках из Al₂O₃

Основным препятствием для достижения высоких $T_{\rm kp}$ и $J_{\rm kp}$ пленок системы Bi—Sr—Ca—Cu—O на подложках из Al₂O₃ является значительная химическая активность Al₂O₃ при повышенных температу-

рах. Для системы Bi-Sr-Ca-Cu-O последнее становится сушественным, когда отжиг пленок проводится в режиме термообработки в области температур плавления. Жидкая фаза реагирует с подложкой, диффундируя сквозь нее, поэтому температурный режим, включающий в себя медленное охлаждение (вызывающий кристаллизацию из жидкой фазы), становится невозможным вследствие значительной продолжительности времени, в течение которого Bi-Sr-Ca-Cu-O полностью прореагирует с подложкой. Чтобы избежать растворения пленки, был выбран режим отжига, включающий нагрев до температур плавления системы Т₁, изотермический отжиг при фиксированной температуре в течение 10 мин, затем быстрое охлаждение (5 град/мин) до комнатных температур. Были исследованы фазовый состав и строение пленок Bi-Sr-Ca-Cu-O на подложках из Al₂O₃ при различных температурах термообработки, а также продуктов реакции подложка — пленка. В качестве исходного материала использовались порошки состава Bi:Sr:Ca:Cu = = 2,0:2,1:0,9:2,0, а на их основе изготовлялись пасты, состоящие либо из Bi-2212, либо из Bi-2212 + + 10 мас. % Ад. При заданном времени термообработки в области температур плавления (10 мин), температурный интервал термообработки составлял 885...915 °С для пленок Bi-2212, и 867...945 °С для пленок Bi-2212 + 10 мас. % Ад. Полученные пленки имели толщину от 20 до 50 мкм, но при более высоких температурах пленки испарялись и на поверхности подложки оставались лишь продукты реакции Bi-Sr-Ca-Cu-O с материалом подложки. При температурах отжига < 885 °С (Ві-2212) и < 867 °С (Ві-2212 + 10 мас. % Ад) формировались пористые пленки с невысокой адгезией (< 0,2 кг/мм²), которые воспроизводили фазовый состав использованных в пастах порошков.

Повышение температур отжига приводит к изменению фазового состава пленок Bi-2212 (рис. 8), а при температуре отжига 880 °С, когда плавление отсутствовало, пленки воспроизводили фазовый состав использованного порошка (рис. 8, *a*). Основной фазой пленок, отожженных при высоких температурах, является Bi-2201, при этом содержание фазы Bi-2212 уменьшается с ростом температуры (рис. 8, *b*). Вплоть до полного исчезновения при 910 °С (рис. 8, *b*). Наличие примесной фазы (Sr, Ca)CuO_y не менялось при изменении температуры, при этом степень кристалличности пленок значительно возрастала с увеличением температуры отжига.

На рис. 9 представлены рентгенограммы пленок Bi-2212 + 10 мас. % Ag, полученных в диапазоне температур 870...942 °С. Пленка, отожженная при 870 °С, содержит фазы Bi-2201 и Bi-2212 (рис. 9, *a*), тогда как при увеличении температуры отжига доминирующей фазой становится Bi-2201 (рис. 9, δ —*e*). Фаза (Sr, Ca)CuO_y содержится в небольших количествах во всех пленках, однако у пленки, отожженной при 942 °С, становится преобладающей, что связано с началом испарения пленки и исчезновением других фаз, в то время как (Sr, Ca)CuO_y разлагается при более высоких температурах. Степень кристаллич-



Рис. 8. Рентгеновские дифрактограммы (Си k_{α} -излучение) пленок Bi-2212, сформированных с использованием паст на подложках из Al₂O₃, при температурах отжига 880, 890 и 910 °С (• — Bi-2212; о — Bi-2201; о — (Sr, Ca)CuO_v)



Рис. 9. Рентгеновские дифрактограммы (Cu k_{α} -излучение) пленок Bi-2212 + 10 мас. % Ag, сформированных с использованием паст на подложках из Al₂O₃, при температурах отжига 870, 895, 928 и 942 °C (• – Bi-2212; о – Bi-2201; × – (Sr, Ca)CuO_y; \Box – Bi(SrCa)₂O_y; • – Ca₂CuO_y)

ности пленок достигает максимума при температурах 890...920 °C, а затем начинает уменьшаться.

На рис. 10 представлены поверхности и сколы пленок Bi—Sr—Ca—Cu—O, которые были получены после термообработки в области температур плавления при разных температурах и композициях паст. Пленка Bi-2212, отожженная при 890 °C, состоит из фазы, близкой к Bi-2201, в которой неупорядоченно расположены включения (Sr, Ca)CuO_y игольчатой формы (рис. 10, *a*). Длина игольчатых кристаллитов составляет 30...50 мкм, ширина — 3...5 мкм. Аналогичное строение имеют пленки Bi-2212 + 10 мас. % Ад (рис. 10, *б*), отожженные при 888 °C, при этом концентрация включений (Sr, Ca)CuO_y меньше, и их форма изменяется от игольчатой до пластинчатой с шириной от 2 до 10 мкм.

При увеличении температуры отжига до 928 °C размер кристаллитов (Sr, Ca)CuO_v значительно воз-



Рис. 10. Поверхности (слева) и сколы (справа) сформированных на подложках из MgO {100} с использованием паст пленок: *a* — Bi-2212 (отжиг при 890 °C); *б* — Bi-2212 + 10 мас. % Ag (отжиг при 888 °C) (РЭМ, сколы — обратное рассеяние)



растает и достигает нескольких сотен микрометров. Включения (Sr, Ca)CuO_y распределены по всему объему пленок и их размер в диаметре составляет ~5...10 мкм (сколы пленок на рис. 10), при этом в пленке Bi-2212 + 10 мас. % Ag, помимо (Sr, Ca)CuO_y, обнаружены разного размера и формы частицы Ag. По границе пленки и подложки в результате взаимодействия Bi—Sr—Ca—Cu—O с Al₂O₃ формируется слой переменного состава толщиной 2—3 мкм. Граница раздела между пленкой и продуктом реакции резко очерчена, тогда как в области между продуктом реакции и подложкой становится расплывчатой.

Анализ продуктов реакции Bi—Sr—Ca—Cu—O с подложкой Al_2O_3 проводился с использованием энергетической дисперсионной спектрометрии (ЭДС-анализ) (электронный микроскоп JEOL 6400F, оснащенный энергетическим дисперсионным рентгеновским спектрометром LINK). В начале процесса проводилась очистка ионами Ar со стороны подложки, при этом подложка экранировала пленку от прямой бомбардировки. На следующем этапе условия процесса очистки были изменены: энергия ионов 2,5 кэВ и угол наклона 10°. Исследовались пленки Bi-2212 и Bi-2212 + 10 мас. % Аg (на рис. 11, *а* показана граница раздела подложка — пленка). Результаты анализа представлены на рис. 11, *б*.

Анализ показал, что Sr и Ca являются основными элементами, участвующими во взаимной диффузии с Al, однако Ca проникает значительно глубже в подложку. По данным ЭДС-анализа (области 2 и 3 на рис. 11, *a*) в комбинации с электронной дифракцией, продуктом реакции пленки и подложки является соединение Sr₄Al₆O₁₂SO₄ (кубическая сингония, период решетки a = 1,85 нм). Взаимодействие пленки с подложкой приводит к отклонению от стехиометрии жидкой фазы в процессе термообработки в области температур плавления, и может увести систему за область гомогенной кристаллизации. Одним из путей решения указанной проблемы является изначальное отклонение от стехиометрического состава в сторону избытка элементов, участвующих в реакции с подложкой, и использование продукта реакций в качестве подслоя, на основе которого будет кристаллизоваться Bi-2212. Другим методом, предотвращающим химическое взаимодействие между пленкой и подложкой (не только в системе Bi-Sr-Ca-Cu-O, но и в системах Y-Ba-Cu-O и Tl-Ba-Cu-Ca-O), является нанесение буферных слоев.

Элементный состав рентгеноаморфных пленок определяли методом Оже-электронной спектроскопии (установка LAS 2200) для пленок толщиной 2,4...7,0 мкм, осажденных ВЧ магнетронным распылением при температуре 300 °С на подложках из α -Al₂O₃(01 1 2). Перед снятием спектров проводили очистку исследуемой поверхности (ионы Ar, энергия 1 кэB, 10 мин).





На рис. 12, a, δ представлены Оже-спектры пленок системы Bi—Sr—Ca—Cu—O. В процессе термообработки в пленках происходит формирование и укрупнение кристаллитов, а также перераспределение компонентов, составляющих пленки.

Размер ОКР по данным рентгеноструктурного анализа отожженных пленок составляет 30...60 нм. Рекристаллизация, развитие пористости и другие физико-химические процессы, происходящие в пленках при отжиге, приводят к изменению толщины пленки и морфологии их поверхности. При отжиге пленок Ві-2212, полученных магнетронным распылением, происходит резкое увеличение их толщины (2,7 мкм — до отжига; 7 мкм — после отжига). При отжиге Sr диффундирует к поверхности пленки (рис. 12, д), при этом вблизи поверхности образуется фаза SrCO₃. При отжиге к поверхности диффундируют примесные атомы С и Сl (рис. 12). При температурах отжига 820...855 °C в пленках преобладала фаза Bi₂Sr₂CuO₆, а при температурах выше 880 °C пленка начинает испаряться. Длительность отжига варьировалась от толщины пленки, так как пленки толщиной 0.5...1 мкм наиболее чувствительны к температурному режиму их обработки; в более толстых пленках в результате отжига увеличивается количество примесных фаз. Оптимальным для формирования фазы $Bi_2Sr_2CaCu_2O_1$, на подложках из α -Al₂O₃ (01 $\overline{1}$ 2) является температурный интервал 860...875 °С.

Особенности строения и сверхпроводящие свойства пленок Bi-2212 на подложках из серебра

Подложки из Ад позволяют получить максимальные значения J_{кр} при формировании пленок Bi-2212. Аналогично пленкам Bi-2212 на подложках из MgO{100} строение и сверхпроводящие свойства во многом определяются температурными параметрами отжига. Кроме того, значения $J_{\rm kp}$ зависят также от атмосферы отжига при термообработке в области температур плавления, в частности, парциального давления О₂ [17]. Были изучены структурные особенности пленок Bi-2212 на подложках из Ag, а также влияние и взаимосвязь параметров отжига для достижения максимальных значений J_{кр}. Температуры плавления пленок были другими по сравнению с пленками на подложках из MgO, так как подложка из Ад снижает начало плавления на 15-20 °C, а плавление в кислороде начинается позже, чем плавление в воздухе. Полученные пленки Bi-2212 имели толщину 12...75 мкм и обладали ярко выраженной ориентированной перпендикулярно оси С Bi-2212 вторичной структурой, аналогичной пленкам на подложках из MgO (рис. 13, а). Исследования поверхности и скола пленок показали, что их морфология поверхности пленок изменяется, так как вторичные фазы отсутствуют (рис. 13, δ), а их строение подобно наиболее качественным пленкам Ві-2212 на подложках из MgO (а именно, пленки имеют упорядоченное слоистое строение — рис. 13, в).

Существенным отличием пленок Bi-2212, сформированных на подложках из Ag, является наличие границы раздела пленки и подложки. На рис. 14 представлена граничная область пленки Bi-2212 и подложки из Ag. Граница раздела наглядно выраже-



Рис. 13. Рентгеновская дифрактограмма (Си k_{α} -излучение) (*a*), а также строение (РЭМ, обратное рассеяние) поверхности (б) и скола (в) пленки Bi-2212, сформированной с использованием паст на подложке из Ag, после отжига при 878 °С



Рис. 14. Граница раздела пленки Ві-2212, сформированной с использованием пасты, и подложки из Ад (РЭМ)

на, при этом отмечено проникновение удлиненных кристаллитов Bi-2212 в подложку на глубину до 10 мкм. Возможно этим механическим сцеплением объясняется высокая адгезия пленок.

Внедрение кристаллитов Bi-2212 в Ад наблюдалось неоднократно [18, 19]. Появление внедренных в Ад кристаллитов Bi-2212 является результатом избирательной диффузии или процессом плавления, тогда как распространенность внедренных кристаллитов может быть связана с присутствием дефектов на поверхности подложки, так как их количество снижается после отжига подложек и полирования поверхности. Свободная поверхность Ад подвижна при высоких температурах [20], поэтому при температурах отжига пленок, близких к температуре плавления Ag, возможна высокая подвижность свободной поверхности. В частности, было установлено, что Ад поглощает кислород, который снижает температуру плавления Ад [13, 21], а температуры плавления подложек из Ag в кислороде и в воздухе, определенные методом дифференциально-термического анализа, равны 932 и 948 °С соответственно при скоростях нагрева 10 °С/мин. Последнее показывает, что поглощение О2 происходит достаточно быстро,



Рис. 15. Зависимость критического тока пленок Bi-2212, сформированных с использованием пасты на подложках различных материалов, от температуры плавления и толлиины



Рис. 16. Граница раздела пленки Bi-2212, сформированной с использованием паст, и подложки из Ag (ПЭМ, высокое разрешение)

чтобы оказывать влияние на температуру плавления. Поэтому возможно, что внедрение Bi-2212 кристаллитов в подложку связано с высокой концентрацией кислорода, который не только присутствует в подложке, но и поглощается материалом подложки в процессе отжига пленок.

Для получения высоких значений J_{кр} проводилась оптимизация температуры плавления пленок, в частности, было обнаружено, что температурный интервал плавления зависит от толщины обрабатываемых пленок при прочих равных условиях. На рис. 15, а представлена зависимость Ј_{кр} пленок Bi-2212, сформированных на подложке из Аg и отожженных в кислороде, от температуры плавления (данные соответствуют двум наборам по толщине пленок ~20 и ~40 мкм). Высокие значения J_{кр} для более тонких пленок могут быть получены в широком температурном интервале: при температурах отжига 882...892 °С. Значения $J_{\rm kp}$ у таких пленок ~1,2 · 10⁴ А/см². Для указанных пленок с увеличением толщины растет $J_{\rm KD}$ с повышением температуры плавления и достигает максимума при 892 °С. Дальнейшее увеличение температуры приводит к снижению $J_{\rm kp}$ в пленках всех серий толщин, но для более тонких пленок падение $J_{\rm kp}$ — значительнее. Падение $J_{\rm kp}$ при температурах выше 892 °С обусловлено изменением свойств расплава и увеличением вторичных фаз, что наглядно проявляется у тонких пленок с меньшей инертностью к изменению температуры по сравнению с толстыми.

На рис. 15, δ показаны зависимости $J_{\rm Kp}$, достигнутые при оптимальных температурах плавления, от толщины для пленок Bi-2212 на подложках из MgO, отожженных в воздухе, и пленок Bi-2212 на подложках из Ag, отожженных как в воздухе, так и в кислороде. Критический ток снижается при увеличении

толщины пленок, что связано с ограниченным влиянием подложки на строение пленок, но для пленок на подложках из Аg данное падение более существенно, так как основную токонесущую нагрузку в них несет тонкий слой вблизи поверхности подложки. Очевидно последним объясняется, что значения J_{кр} пленок Bi-2212 на подложках из Ag в среднем в 1,5—3 раза выше, чем у пленок Bi-2212 на подложках из MgO.

На рис. 16 показаны границы раздела, при этом кристаллиты Bi-2212 ориентированы вдоль направления [001], что было определено по дифракционной картине. Яркая контрастная полоса, непосредственно примыкающая к границе раздела, обусловлена краевым эффектом Фрешнеля вследствие различий в толщинах Bi-2212 и Аg (полученных при ионном травлении образца).

Степень кристалличности, отражающая содержание кристаллитов для полученных пленок, оцененная по рентгеновским дифрактограммам, на-

ходится в диапазоне 80...90 об. %. Рентгеноаморфная фаза, входящая в состав сформированных пленок, имеет упорядоченную некристаллическую структуру и располагается по границам кристаллитов.

Пленки Bi-Sr-Ca-Cu-O, полученные на слоистых подложках вида Al₂O₃/Ag

Поскольку подслой Ад должен быть достаточно толстым, чтобы предотвратить диффузию расплава в подложку, последний наносился методом трафаретной печати. Использованная паста, содержащая Ад, была изготовлена в промышленных условиях (компания DuPont Electronic Materials) на основе бутил ацетата в качестве растворителя. После просушки пленки Ад имели толщину 60...80 мкм, а после отжига (900 °C, 2 ч) толщина пленок уменьшалась до 40...50 мкм. Перед нанесением пасты, содержащей Bi-2212, поверхность пленок полировалась с использованием алмазной суспензии (размер частиц -1 мкм). Отожженные пленки имели высокую адгезию и воспроизводили состав Ві-2212. На рис. 17, а представлена рентгеновская дифрактограмма отожженной при 871 °С пленки Ві-2212 на слоистой подложке Al₂O₃/Ag. Пленка имеет структуру с преимущественной ориентацией в плоскости (00n), однако степень кристалличности пленки ниже, чем у пленок на подложке из Аg, что связано, прежде всего с тем, что пластинчатые кристаллиты, составляющие пленку, расположены хаотично (рис. 17, б).

На отдельных участках отмечено проникновение расплава через подслой в подложку и, как результат — наличие пор на поверхности пленки. Данное явление обусловлено качеством подслоя, однако, несмотря на предварительный отжиг, подслой остается пористым (рис. 17, δ) и не препятствует проникновению расплава в подложку, при этом его количест-



ва недостаточно, чтобы привести к деградации фазового состава и сверхпроводящих свойств пленок. Полученные пленки имели $T_{\rm Kp} = 86,3$ К и $J_{\rm Kp} = (1,2...1,6)10^2$ А/см². Одним из возможных решений задачи формирования плотного подслоя Ag является легирование Ag или использование его сплавов в качестве промежуточного подслоя.

Структурные особенности и сверхпроводящие свойства пленок Bi-2212 на подложках из LaAlO₃{100}

При формировании пленок *in-situ* температуры синтеза относительно низкие, тогда как пленки, полученные толстопленочными методами, отжигаются при более высоких температурах (850...900 °C), что вызывает диффузию материала подложки в сверхпроводник и деградацию сверхпроводящих свойств [22]. Вместе с тем, присутствие жидкой фазы в процессе синтеза пленок и определенная степень реакционной способности подложки и пленки являются необходимыми условиями для получения высокой адгезии. Поэтому основной задачей при формировании пленок на подложках из LaAlO₃ являлся инструментальный контроль активности взаимодействия пленки с подложкой, обеспечивающий баланс между высокой адгезией и сверхпроводящими свойствами.

При легировании пленок Ag, а также при прямом контакте с Ag (в случае с подложкой из Ag), температуры плавления значительно снижаются, одновременно изменяется содержание вторичных фаз в зоне плавления пленок и условия кристаллизации. В настоящей работе использовались подложки из LaAlO₃ {100}, при этом условия нанесения пленок и последующего отжига были идентичны условиям получения пленок Bi-2212 + Ад на подложках из MgO {100}. Полученные после отжига методом термообработки в области температур плавления пленки Bi-2212 и Bi-2212 + Ад имели ярко выраженную ориентацию перпендикулярно оси С, аналогичную пленкам, сформированным на подложках из MgO и Ag. Степени кристалличности таких пленок одинаковы при равных толщинах и площадях.

По данным РЭМ в пленках Bi-2212 наблюдается большая концентрация примесных фаз, основной из которых является фаза (Sr, Ca)CuO_y. Была установлена область пленки Bi-2212, содержащая значительное количество кристаллитов (Sr, Ca)CuO_y игольчатой формы, что обусловлено, прежде всего, более высокими температурами термообработки пленок Bi-2212 (900 °C) по сравнению с пленками Bi-2212 + Ag (880 °C).



Рис. 18. Строение скола (*a*) и поверхности (*б*) пленки Bi-2212, сформированной с использованием паст на подложке из LaAlO₃ {100}, после отжига при 888 °С (РЭМ, снимок поверхности — обратное рассеяние)

На рис. 18, *а* представлено строение скола пленки Bi-2212, а на рис. 18, δ — поверхности такой пленки. Пленка содержит включения (Sr, Ca)CuO_y в Bi-2212, но большая часть поверхности пленки гладкая, при этом некоторое количество нерасплавленных Bi-2212 агломератов существует при температурах плавления между 888 и 890 °C (количество зависит от размера частиц исходных порошков). Пленки, изготовленные из паст на основе порошков, синтезированных при $T_c = 860$ °C, содержат больше таких включений, чем пленки, изготовленные из паст на основе порошков, синтезированных при $T_c = 800$ и 820 °C, но при увеличении температуры выше 890 °C включения в пленках отсуствуют.

Другим существенным отличием пленок Bi-2212 и Bi-2212 + Ад является их строение: пленки имеют слоистую структуру в плоскости *a*—*b*, тогда как в пленке Bi-2212 разориентация кристаллитов по сравнению с плоскостью подложки из LaAlO₃ {100} больше, чем у пленок Bi-2212 + Ад (рис. 19, *a*, *б*). Отметим, что в пленках Bi-2212 разориентация между отдельными блоками параллельных друг другу Bi-2212 кристаллитов достигает десятков градусов. Плотности критического тока в пленках различны: в пленке



Рис. 19. Скол пленок Bi-2212 (*a*) и Bi-2212 + Ag (δ), сформированных с использованием паст на подложках из LaAlO₃ {100} (РЭМ)

Ві-2212 достигнуты максимальные значения $J_{\rm kp} = (1...1,5)10^2 \, {\rm A/cm}^2$, а в пленке Ві-2212 + Ag — $J_{\rm kp} = (0,5...2)10^3 \, {\rm A/cm}^2$ в зависимости от толщины пленки. Как это наблюдается для пленок на подложках из MgO и Ag, более высокие значения имеют тонкие пленки.

Изготовление и испытание пленочного СВЧрезонатора

Были изготовлены микрополосковые СВЧрезонаторы с использованием ВТСП-пленок, полученных с использованием как тонкопленочной, так и толстопленочной технологий. При тонкопленочном методе применяли представленный выше метод ВЧ магнетронного распыления порошковой мишени Bi-2212 с использованием масок и фотолитографии. Толстопленочный резонатор был получен методом трафаретной печати пасты Ві-2212 + 10 % Ад. В обоих случаях использовались подложки MgO{100}, а топология разработанного резонатора представлена на рис. 20. При толстопленочной технологии паста наносилась на подложку через металлическую маску (толщина маски 50 мкм, толщина пленки после просушки ~35 мкм), воспроизводящую рисунок резонатора. Отжиг состоял из нескольких ступеней с максимальной температурой 878 °C, так что полученная после отжига пленка с толщиной 15 мкм имела высокоупорядоченную Bi-2212 структуру ($T_{\rm kp} = 92$ K; $J_{\rm kp} = 5 \cdot 10^3$ A/см²). Отклонение по толщине составляло не более 10 %, отклонения по размерам нанесенного рисунка были не более 7...12 %. На обратную сторону подложки катодным распылением наносилась пленка Ад.

Сигнал подводился жесткими коаксиалами, а соединение с МПЛ осуществлялось с использованием Ад-контактов, нанесенных на подслой Ац (~50 нм), которые были получены нанесением Ад-пасты с последующей термообработкой при 250 °С. Подложка крепилась к корпусу резонатора также с использованием Ад-пасты. Испытания проводились на приборе НР-8510С, резонатор подключался коаксиальным (50 Ом) кабелем к анализатору через калибровочный кабель. При низкотемпературных измерениях коаксиальный кабель с резонатором погружали в контейнер с жидким азотом. Измерения проводили в диапазоне частот от 4 до 18 ГГц, при мощности подаваемого сигнала 63 Вт. Исследуемыми характеристиками являлись значения комплексных S-параметров (S₁₁, S₁₂, S₂₁, S₂₂), определяющие уровень прохождения сигнала и уровень потерь.







а — при *T* = 77 К; *б* — при *T* = 300 К

Проведенные испытания показали уменьшение потерь сигнала обоих типов резонаторов при погружении систем в жидкий азот по сравнению с измерениями, проведенными при комнатной температуре. В случае тонкопленочного резонатора наблюдалось увеличение потерь при повторных измерениях. Результаты испытания толстопленочных резонаторов представлены на рис. 21 при T = 77 К и при T == 300 К. Испытания показали, что при комнатной температуре потери на частоте первой гармоники 4,63 ГГц составляли более 19 дБ, это соответствует уровню проводимости самой системы данной конфигурации в отсутствие полоска (20...25 дБ). При погружении системы в жидкий азот потери падали до 4,42 дБ, что примерно на 15 дБ меньше, чем уровень потерь при комнатной температуре. Таким образом, происходит резкое уменьшение импеданса при переходе системы к низким температурам. Как видно из рисунка, потери сигнала при прохождении системы составляли более 50 %, что связано с взаимодействием сигнала с поверхностью пленки (рассеива-
ние), а также на ее краях в областях зазоров. Это остается основной проблемой толстопленочных резонаторов, вследствие трудности их точного изготовления.

Уменьшение поверхностного сопротивления возможно за счет снижения шероховатости поверхности пленки, зависящей от размера частиц используемого в пастах порошка и условий отжига. Создание более точного по размерам рисунка в пленках Ві-Sr-Ca-Cu-O, полученных методом термообработки в области температур плавления. представляется возможным при использовании фотолитографических процессов. В целом, на примере изготовленных макетов микрополосковых резонаторов была показана работоспособность толстых и тонких пленок системы Bi-Sr-Ca-Cu-О при низких температурах и сверхвысоких частотах. Данные результаты делают возможным при соответствующей доработке технологических процессов нанесения ВТСП-покрытий заданного рисунка использовать такие пленки в микроволновых устройствах.

Обсуждение экспериментальных данных

Как отмечалось выше, основной целью настоящей работы являлось изучение особенностей строения ВТСП-пленок, полученных различными методами. Как известно [23], планарные системы, в частности тонкие пленки, характеризуются двумерной функцией плотности б, но формально такие решения для твердотельных структур не существуют [23] (кроме случая δ = const), поскольку в результате тепловых флуктуаций функция термодинамического потенциала должна "размываться", и при неограниченном возрастании площади (размеров) рассматриваемой системы флуктуационные деформации стремятся к бесконечной величине (в отличие от трехмерного случая, когда они остаются конечными и для неограниченных систем). В реальных структурах, когда флуктуации не слишком велики, а толщины пленок незначительны, подобные системы могут иметь довольно большие размеры. Последнему способствуют как логарифмический закон (для двумерного случая) возрастания флуктуаций, разрушающих порядок, так и механизмы формирования блочности, а в общем случае, появление морфологической иерархии в виде доменности, пластинчатости, волокнистости и других типов потери монокристальности, поскольку в подобных случаях имеет место "перекачка" упругой объемной энергии в межфазную (пограничную или поверхностную) энергию. В работе [23] отмечалось, что именно для планарных систем возможные элементы симметрии исчерпываются осями и проходящими через них плоскостями симметрии. Очевидно в таких системах (сохраняющих элементы симметрии, присущие кристаллам) должны преобладать ориентации, при которых оси симметрии, как и проходящие через них плоскости симметрии, должны располагаться перпендикулярно или близко к данному направлению (в зависимости от условий формирования) поверхности пленки. Известно [24], что нарушение когерентности твердотельной системы может осуществляться различными релаксационными механизмами, позволяющими снижать упругую и неупругую составляющие энергии за счет выбора внутренней структуры, взаимного расположения когерентных фаз и оптимизации их формы. Образование структур, имеющих полидоменное строение, будет предпочтительно, если снижение энергии макроскопических полей внутри такой системы преобладает над увеличением энергии за счет других слагаемых.

В отличие от механизмов нормального или тангенциального формирования, применимых к условиям поатомарного роста монокристаллов, ни для толстых (полученных термообработкой в области температур плавления), ни для тонких (полученных с использованием ионно-плазменных или вакуумных технологий) пленок, указанные выше механизмы не реализуются. Особенности образования тонких пленок на примере алмазоподобных материалов были рассмотрены в работе [25]. Было показано, что фактически такие процессы можно охарактеризовать, как происходящие в условиях потери морфологической устойчивости гранных форм роста [26].

Анизотропия скоростей формирования по различным направлениям особенно велика при образовании тонких пленок, поскольку искривление поверхности формирования ведет к возрастанию кинетических коэффициентов и, следовательно, к дальнейшему увеличению неоднородностей условий формирования для различных участков пленок. В совокупности такие процессы обусловливают лавинообразную потерю морфологической устойчивости плоских поверхностей (граней) для образующейся твердотельной системы. Если для кристаллов потеря устойчивости связана, как правило, с особенностями градиентов пересыщения в системе роста, то при формировании пленок потеря морфологической устойчивости чаще всего имеет место на начальной стадии. Действительно, экспериментально установлено, что осаждение нанокластеров, образующихся вблизи поверхности осаждения при использовании плазменно-ионных методов или вакуумного распыления, неизбежно приводит к существенной неоднородности поверхности. Как правило, на начальной стадии такого морфологического вырожденного образования углы разориентировки отдельных участков пленки невелики, так что пленка не теряет сплошности. Дальнейшее ухудшение условий формирования, и, следовательно, продвижение на пути потери морфологической устойчивости, приводит к возрастанию разориентации отдельных участков пленки и в последующем к их пространственному (частичному или полному) разделению. Можно также предположить, что пластинчатая структура материала пленок, характерная для определенных условий формирования, обусловлена как особенностями упругих и неупругих полей, так и наличием в ряде случаев своеобразной текстуры.

Процессы наноструктурирования представляют значительно более широкие возможности для сохранения когерентности межфазных границ, поэтому объяснение фазовых состояний в наноструктурах невозможно без рассмотрения подструктур, обладающих в общем случае некристаллографической симметрией [27—31]. Появление экспериментальных данных о таких фазовых состояниях и структурах (главным образом, по результатам применения методик высокоразрешающей электронной микроскопии) также свидетельствует о недостаточности кристаллографических групп для адекватного отображения симметрии таких систем.

Для целого ряда материалов данное положение подтверждается экспериментально, в частности, были обнаружены структурно-неоднородные наночастицы ZrO₂, состоящие из взаимопроникающих фрагментов с различной симметрией, при этом ориентационные соотношения были "несовместимыми" с точки зрения классической кристаллографии [30]. Закономерно ориентированные фрагменты различной симметрии, для которых нарушаются требования классической кристаллографии (граница раздела необязательно является плоскостью, так что ориентационные соотношения необязательно соответствуют индексам Миллера), необязательно являются нанокристаллами. Границы фрагментов являются когерентными, поэтому такие образования можно определить как наноструктуры с когерентными границами, часто определяемые термином апериодические, или используемым для ВТСП-материалов термином — слоистые кристаллы.

Для наноструктур, представленных конечными решетками, условие трансляционной инвариантности может и не иметь места, поэтому, чтобы не получить бесконечное множество элементов симметрии, требуется выполнение определенных условий. В частности, необходимо, чтобы элементы симметрии соответствовали особенностям решений для физических систем, в которых образуются наноструктуры. Решения должны быть калибровочно инвариантны, а физические свойства — описываться борелевыми алгебрами. Кроме того, решения должны быть применимы для гамильтоновых систем (к которым относится большинство твердотельных задач) и согласоваться с метрическими и топологическими свойствами физического пространства. Приведенным требованиям, в частности, удовлетворяют минимальные (локально или глобально) поверхности, являющиеся решениями уравнений, которые относятся к стационарным гамильтоновым системам и характеризуются нулевой средней кривизной [29].

Впервые важность учета дискретности макросостояний упорядоченных систем была продемонстрирована в теории фазовых переходов 2-го рода (переходов из одного типа упорядочения или периодичности в другой [23]), в которой использовались преобразования коэффициентов разложения термодинамических функций по неприводимым представлениям (векторным) групп симметрии изучаемых систем. Напомним, что неприводимые представления пространственных групп кристаллографических систем строятся по неприводимым представлениям конечных точечных групп, число которых, как известно, ограничено. Сама по себе теория ФП2, как известно, относится к теории самосогласованного поля, в которой не учитывается вклад флуктуаций параметра η, что приводит к определенным ограничениям (в отличие от трехмер-

ных структур) для ее применимости, например, для планарных (пленки) и линейных (тонкие "проволочки") систем. Существенно, что в двумерных структурах указанного типа сверхпроводимость может существовать, хотя дальний сверхпроводящий порядок в таком случае невозможен. Более того, само требование устойчивости кристаллической решетки закрывает возможность существования ВТСП, так что наиболее перспективными (по отношению к возрастанию температуры перехода) являются структуры, упорядоченные по некристаллографическим закономерностям. Сам по себе эффект "спаривания" может быть обусловлен различными причинами, в частности, значительной анизотропией сверхпроводящей щели в ВТСП-пленках, вызванной их наноструктурированностью. Что касается роли флуктуаций, следует учитывать особенности поведения термодинамических функций наноструктурированных систем в точках перехода ФП2, в которых система становится нелиевой. и в связи с этим возрастает роль топологических (геометрических) инвариантов для такого рода упорядоченных систем.

Такой подход связан с тем, что симметрия (тип упорядочения) в точке перехода типа ФП2 меняется скачком, так что в случае конечных упорядоченных систем (например наноструктур) термодинамические функции становятся впрямую зависимы от координат точек (атомов, молекул), а значит, и векторнозначимыми величинами при использовании алгебраических конструкций [27]. Математическую особенность точек перехода ФП2 отмечал Л. Д. Ландау [23], поскольку при непрерывности термодинамических функций (энергии, объема, энтропии) имеет место скачок их первых производных. В рамках алгебраического подхода можно говорить о нелиевости таких систем в точке перехода, а следовательно, о необходимости введения в рассмотрение топологических инвариантов, как когомологических (гомологических) характеристик дифференциальных форм, соотносящихся с упомянутыми представлениями для термодинамических функций [32]. Более того, в случае фазовых превращений первого рода конденсированных систем (например, при образовании упорядоченной структуры), термодинамическая функция — химический потенциал вблизи линии перехода — не определена и ее (как и другие подобные функции) нельзя рассматривать как аналитическое продолжение, отвечающее равновесному состоянию фаз [23].

При стандартном подходе к атомно-порожденным решеткам координаты точек можно рассматривать как символы, связанные между собой (относительно различных систем координат) преобразованиями или автоморфизмами. Любую исходную группу преобразований можно использовать как реализацию некоторой абстрактной группы, при этом каждая группа преобразований может служить группой автоморфизмов (принцип Клейна). Существенное отличие алгебраических конструкций от стандартного подхода с использованием групповых многообразий (с соотнесением группы с точечными или атомнопорожденными преобразованиями, которой они реализованы) состоит в том, что первые порождают пространство, которое образовано элементами алгебры. Таким образом, полем действия соответствующей алгебры становится само алгебраическое многообразие и в указанном смысле каждая точка становится элементом заданной алгебры, а значит, и представлением. При таком подходе (существенно расширяющем стандартный), когда каждый элемент атомно-порожденного многообразия соотносится с векторами представления, можно не ограничиваться стандартными разложениями для кристаллографических групп, поскольку ограничения, накладываемые на алгебраические конструкции, определяются существенно более разнообразными свойствами алгебр и топологических характеристик (инвариантов), а также особенностями рассматриваемых физических систем, которые можно учесть при построении многообразий с использованием аппарата расслоенных пространств [27—31]. Действительно, трехмерное евклидово пространство E^3 само по себе образует алгебру Ли (относительно операции векторного произведения), в связи с чем вполне естественным представляется применение общих конструкций алгебраической геометрии для исследования симметрий упорядоченных подструктур.

Как ранее было показано [33], единственными группами, на которых можно ввести достаточное число функций, позволяющих соотнести отдельные точки (элементы) таких систем (для определения, например, квазипериодичности), являются прямые произведения компактных групп на некоторое число групп одномерных сдвигов. В свою очередь, при использовании аппарата расслоенных пространств для описания некристаллографических систем [27—31] следует учитывать, что только гладкие расслоения с компактным слоем обладают свойством накрывающей гомотопии для заданных многообразий при их кусочно-гладком отображении (гомотопии) в базе и пространстве расслоения. Понятие компактности многообразия (пространства) связано с возможностью выбора на нем конечного покрытия из любого покрытия многообразия, или, совсем упрощенно, с возможностью выделения в системе конечного числа областей, которые не содержат отдельные участки, бесконечно удаленные друг от друга. Как правило, выбор параметров для твердотельных систем не фиксируется в виде соответствующих математических определений и свойств. Например, для "превращения" векторного пространства действительных (вещественных) алгебр Ли в евклидово пространство необходимо, чтобы алгебра была компактной и, соответственно, на ней можно было ввести (инвариантное относительно присоединенной группы) билинейное скалярное произведение. При этом требование невырожденности для соответствующей формы скалярного квадрата приводит к использованию полупростых алгебр. Аналогичным образом обстоит дело с такими свойствами, как связность (односвязность), линейная (локальная) связность и локальная периодичность для атомно-порожденных многообразий.

Игнорирование указанных свойств при изучении и предсказании особенностей фазовых переходов для упорядоченных систем (при расчетах только по

минимумам энергии) может приводить в лучшем случае к неоднозначности выводов, а зачастую и к неправильным результатам. Проиллюстрируем сказанное на примере рассмотрения периодических, квази- или локально-периодических групп. Действительно, все дискретные (необходимое условие при рассмотрении атомно-порожденных систем) подгруппы компактных групп — конечны (таковы, например, точечные группы), так что, простые расчеты термодинамических величин с учетом взаимодействий между атомами (молекулами), в частности минимумов суммарной энергии указанных систем, без учета топологических параметров и дискретности свойств, конечных или локально-конечных (локально-периодических) структур могут приводить к неправильным выводам, например, в части их стабильности и реализуемости. Дело в том, что инварианты, соответствующие заданному множеству представлений (алгебр) конечных или компактных групп Ли (в частности, всех классических групп), обладают конечным целым рациональным базисом. Таким образом, системы, относящиеся к лиевым (соответственно, характеризующиеся дифференцируемыми функциями координат), являются дискретными не только в смысле атомно-порожденности, но и по своим свойствам (строению). Следовательно, конденсированные системы, как правило, не могут рассматриваться как непрерывные (по энергии), а только как изменяющие свое строение в соответствии с набором топологических инвариантов, характеризующих как особенности вложения в реальное физическое пространство, так и выбор граничных условий.

Заключение

Полученные результаты позволяют рассмотреть возможные дальнейшие направления развития технологий получения тонких и толстых пленок. В частности, для толстопленочных покрытий представляется перспективным развитие работ по нанесению пленок системы Bi-Sr-Ca-Cu-O на подложках из Al₂O₃ с использованием буферного подслоя, содержащего Ag, что расширит область применения ВТСП-пленок в микроэлектронике. Для практического использования, несомненно, важным является применение метода термообработки в области температур плавления для пленок, полученных тонкопленочными методами. Такой подход позволит не только улучшить их токонесущую способность, но и интегрировать указанные пленки в одном устройстве с толстопленочными структурами. Вместе с тем, проведенные исследования показывают возможности использования серийного оборудования для получения пленок ВТСП-материалов, пригодных для применения в устройствах электронной техники. Например, на основе сформированных пленок Bi₂Sr₂CaCu₂O₁, (использовалась опытно-промышленная установка ИОН-1) были изготовлены макеты микрополосковых СВЧ резонаторов, для которых была показана работоспособность пленок системы Bi-Sr-Ca-Cu-O. сформированных метолами тонко- и толстопленочной технологий при низких температурах и сверхвысоких частотах, что позволяет использовать пленки Bi—Sr—Ca—Cu—O при изготовлении элементов СВЧ устройств.

Хорошо известна роль нобелевского лауреата академика РАН В. Л. Гинзбурга в создании у-теории сверхпроводимости, в значительной степени соотносящейся с теорией фазовых переходов второго рода Л. Д. Ландау, в которой важную роль играет параметр порядка η. Все ссылки имеются в обобщающей статье В. Л. Гинзбурга "Сверхпроводимость и сверхтекучесть (что удалось и чего не удалось сделать)", опубликованной в журнале "Успехи физических наук" (Т. 167, № 4) в 1997 г. В частности, В. Л. Гинзбург в 1974 г. обобщил у-теорию на случай анизотропных сверхпроводников, что оказалось к месту при открытии высокотемпературной сверхпроводимости, где анизотропия значительна. Вызывает восхищение предсказательный характер его работ (не только в применении к пленочным структурам) о связи особенностей таких систем (например, для рассматриваемых ВТСП-пленок) с их реальной структурой или, как в настоящее время принято классифицировать, с их фактической наноструктурированностью.

Список литературы

1. **Paul W., Baumann Th.** Inductive measurements of intergranular critical currents in ceramic rings // Physica C. 175. 1991. P. 102–105.

2. Илюшечкин А. Ю., Белянин А. Ф. Метод частичного плавления в получении пленок высокотемпературных сверхпроводящих материалов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 1997. № 3. С. 22–23.

3. Alarco J. A., Ilyushechkin A. Y., Yamashita T. et al. Microstructural investigations of Bi–Sr–Ca–Cu-oxide thick films on alumina substrates // Journal of Materials Science. 1997. V. 32. P. 3759–3764.

4. Alarco J. A., Ilyushechkin A. Y., Yamashita T. et al. Reaction products between Bi–Sr–Ca–Cu-oxide thick films and alumina substrates // Materials Science and Engineering. B45. 1997. P. 102–107.

5. Белянин А. Ф., Семенов А. П., Илюшечкин А. Ю. и др. Применение плазменного ионного источника и планарного магнетрона для выращивания тонких пленок высокотемпературных сверхпроводников // Техника средств связи. Серия ТПО. Вып. 1. 1989. С. 4—15.

6. Пащенко П. В., Белянин А. Ф., Евсеев В. З., Илюшечкин А. Ю. Изучение взаимосвязи состава и свойств пленок системы Bi—Sr—Ca—Cu—O // Техника средств связи. Серия ТПО. Вып. 1. 1989. С. 32—36.

7. Семенов А. П., Белянин А. Ф., Смирнягина Н. Н., Евсеев В. З. Связь условий получения и состава тонких пленок на основе оксидов сложного состава // Техника средств связи. Серия ТПО. 1990. Вып. 3. С. 46—49.

8. Белянин А. Ф., Пащенко П. В., Житковский В. Д. Формирование методом магнетронного ВЧ-распыления пленок системы Bi—Sr—Ca—Cu—O, обладающих ВТСП // Техника средств связи. Серия ТПО. 1990. Вып. 5. С. 50—54.

9. Самойлович М. И., Белянин А. Ф. Особенности строения и сверхпроводящие свойства ВТСП-пленок // Наука и технологии в промышленности. 2006. № 4 (II). С. 104—118.

10. Белянин А. Ф., Пащенко П. В. Конструирование магнетронных распылительных систем, используемых для производства ГИС и устройств функциональной микроэлектроники // Техника средств связи. Сер. ТПО. Вып. 1, 2. 1992. С. 28–47.

11. Материалы, оборудование и технологии наноэлектроники и микрофотоники / Под ред. А. Ф. Белянина, М. И. Самойловича, А. П. Семенова. 2003. Улан-Удэ: БНЦ СО РАН. 357 с.

12. Wu S., Schwartz J., Rabah Jr G. W. Effects of varying initial Bi stoichiometry on phase formation of partial melt-processed $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ // Physica C. 213. 1993. P. 483–489.

13. Hasegawa T., Kobayashi H., Kumakura H. et al. The effect of Ag on the formation of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ thick film // Physica C. 222. 1994. P. 111–118.

14. **Polonka J., Xu M., Li Q.** et al. In sity *x*-ray investigation of the melting of Bi–Sr–Ca–Cu–O phases // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. P. 3640–3642.

15. Xu M., Polonka J., Goldman A. I., Finnemore D. K. Growth of Ca precipitates in superconducting $Bi_2Sr_2CaCu_2O_d//$ Transact. Appl. Supercond. P. 3. 1993. P. 1647–1651.

16. Matheis D. P., Misture S. T., Snyder R. L. Melt-texture processing and high-temperature reactions of Bi-2212 thick films // Physica C. 217. 1993. P. 319–324.

17. Yoshida M. Melt State of $Bi_2Sr_xCa_3 - _xCu_2O_z$ with $1.5 \le x \le 2.3$ in 0.01 atm Oxygen Partial Pressure // Jpn. J. Appl. Phys. 1995. V. 34. P. 98–105.

18. Feng Y., Larbalestier D. C., Babcock S. E., Sande J. B. V. (001) faceting and $Bi_2Sr_2CuO_{6+x}$ ($T_c = 7-22$ K) phase formation at the Ag/Bi-Sr-Ca-Cu-O interface in Agclad $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+d}$ ($T_c = 75-95$ K) // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. P. 1234–1236.

19. **Ray-II R. D., Hellstrom E. E.** Ag-clad-Bi—Sr—Ca—Cu—O wires. I. Phase study of fully processed 2:2:1:2 wires // Physica C. 172. 1991. P. 435–430.

20. **Smithells** Metal Reference Book. Chaoter 12 / Ed. by E. A. Brandes, G. B. Brook, Butterworth-Heinemann Ltd. Oxford. 1992.

21. Lindemer T. B., Washburn F. A., MacDougall C. S. Study of phase behaviour in $YBa_2Cu_3O_7 - _x-BaCuO_2 + _y-CuO-Ag$ system // Physica C. 1992. P. 390–393.

22. Alford N. McN., Penn S. J., Button T. W. High-temperature superconducting thick films // Supercond. Sci. Technol. 1997. V. 10. P. 169–185.

23. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 567 с.

24. Ройтбурд А. Л. Особенности развития фазовых превращений в кристаллах // Проблемы современной кристаллографии. М.: Наука, 1975. С. 245—369.

25. Самойлович М. И., Белянин А. Ф. Формирование наноструктурированных пленок алмазоподобных материалов. Часть 1, 2// Нано- и микросистемная техника. 2006. № 7. С. 21—34. № 8. С. 14—25.

26. **Чернов А. А.** Теория устойчивости гранных форм роста кристаллов // Кристаллография. 1971. Т. 16. Вып. 4. С. 842—863.

27. Samoilovich M. I., Talis A. L. Nanostructures and photon crystals // Collective monograph after the materials of plenary reports of the 10th International conference "High Technology In Russian Industry". Russia, Moscow, 2004. P. 5–114.

28. Шевченко В. Я., Самойлович М. И. Наномир, квантовая физика и неевклидовы геометрии // Высокие технологии в промышленности России: Материалы XIII Международной научно-технической конференции. М.: Изд. ОАО ЦНИТИ "Техномаш". 2006. С. 15—21.

29. Самойлович М. И., Талис А. Л. Основы теории симметрии наноструктурных состояний. Наноматериалы. М.: Изд. ОАО ЦНИТИ "Техномаш". 2006. С. 21—240.

30. Шевченко В. Я., Самойлович М. И., Талис А. Л., Мадисон А. Е. Наноструктуры с когерентными границами и локальный подход // Физика и химия стекла. 2004. Т. 30. № 6. С. 731—748.

31. Самойлович М. И., Талис А. Л. Геликоиды Госсета. I. 8-мерная кристаллографическая решетка E_8 и определяемые ею кристаллографические, квазикристаллографические и нецелочисленные винтовые оси геликоидов // Кристаллография. 2006. Т. 51. № 12.

32. Дубровин Б. Л., Новиков С. П., Фоменко А. Т. Современная геометрия. Т. 2. М.: Эдиториал УРСС, 2001. Т. 2. 268 с.

33. Вейль Г. Классические группы, их инварианты и представления. М.: ГНИЛ, 1947. 402 с.

Е. А. Печерская, канд. техн. наук, Пензенский государственный университет

МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ АКТИВНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ ДЛЯ МИКРО-И НАНОИНДУСТРИИ

Проведен метрологический анализ модели сегнетоэлектриков, который позволил выявить ее погрешности, существенные для микро- и нанодиапазонов измерений. Получены математические выражения для оценивания погрешностей модели сегнетоэлектриков. Представленные погрешности ограничивают точность результатов измерения емкости, тангенса угла диэлектрических потерь, относительной диэлектрической проницаемости, поляризации.

Введение

Перспективные направления микро- и наноэлектроники связаны с использованием нелинейных зависимостей электрофизических свойств активных диэлектриков от ряда параметров: напряженности электрического поля, температуры, частоты и т. д. Одним из критериев разделения материалов выступает вид физической величины — управляющего воздействия, которое определяет свойство материала. Реакции активных диэлектриков на разного рода воздействия [1] перечислены в табл. 1. При исследовании активных диэлектриков в качестве материалов микро- и наноэлектроники необходимо выполнять прецизионные измерения реакций с гарантированной точностью, что указывает на необходимость метрологического анализа процесса измерений в целом. Погрешность измерения свойств материала складывается из трех основных составляющих: погрешности модели материала; погрешности метода измерения; инструментальной погрешности, обусловленной выбором конкретных средств измерений. В данной статье проанализирована погрешность модели сегнетоэлектрического материала.

Математическая модель сегнетоэлектрика

В соответствии с табл. 2 взаимосвязь между параметрами сегнетоэлектрика может быть описана математической моделью в виде системы уравнений [1, 2]

$$\begin{cases} \partial P = e \partial x + \eta \partial E + d \partial X + p \partial T; \\ \partial x = b' \partial P + \sigma \partial X + d' \partial E + \alpha \partial T; \\ \partial E = -a \partial x; \\ \partial X = -a' \partial P, \end{cases}$$
(1)

где знак "-" указывает на обратный эффект.

В общем случае коэффициенты $e, \eta, d, p, b', \sigma, d',$ $\alpha, -a, -a'$, обозначающие свойства, являются нелинейными функциями параметров Р, Х, Е, х, Т. Фиксация трех параметров из пяти позволяет определить значения конкретного свойства при данных условиях. Ввиду обратного пьезоэлектрического эффекта на практике бывает трудно добиться условия постоянства параметров. Например, при измерении η необходимо зафиксировать x, \bar{X}, T , но приращение ∂E вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта вызовет изменение деформации дх. Последнее в соответствии с прямым пьезоэффектом изменяет поляризацию Р, так что поляризационные и компенсационные заряды на поверхности сегнетоэлектрика перераспределяются, вызывая в кристаллическом образце деполяризующее поле, направление которого противоположно изменению поляризации Р. Следовательно, эффекты, присущие сегнетоэлектрикам, приводят к возможности зафиксировать лишь интервалы параметров, а не строгие их значения. Это накладывает ограничения на достоверность измерений. Поэтому для выбора метода измерения каждого из свойств целесообразно проанализировать воз-

Таблица 1

і сакций активных диэлсктриков					
Материал	Физический эффект	Управляющее воздействие	Реакция		
Сегнето- электрик	Диэлектрический гистерезис	Напряженность электрического поля Е	Спонтанная поляризация <i>Р</i> _{сп}		
Пьезо- электрик	Пьезоэлектрический прямой Обратный пьезоэлектрический	Механическое напряжение <i>X</i> Напряженность электрического поля <i>E</i>	Напряженность электрического поля <i>Е</i> Механическая деформация <i>х</i>		
Пироэлектрик	Пироэлектрический	Температура Т	Спонтанная поляризация Р _{сп}		
Электрет	Термоэлектретный Фотоэлектретный Короноэлектретный Вынужденное (стимулирован- ное) излучение	Температура <i>T</i> Свет интенсивностью <i>J</i> и напряжен- ность электрического поля <i>E</i> Напряженность электрического поля <i>E</i> ; давление <i>F</i> Одновременное испускание согласо- ванных по частоте и по направлению электромагнитных волн	Длительное сохранение заряда Q Длительное сохранение заряда Q в тем- ноте и разряд при освещении Длительное сохранение заряда Q Одновременное испускание согласо- ванных по частоте и направлению электромагнитных волн		
Жидкий кристалл	Термохромный Электрооптический Динамическое рассеяние света	Интенсивность рассеянного света То же "_	Температура <i>Т</i> Напряженность электрического поля <i>Е</i> Электрическое напряжение		

Реакции активных диэлектриков

Таблица 2

Взаимосвязь между параметрами сегнетоэлектрика

Свойство, обозначение	Математическое описание
Диэлектрическая восприимчивость η	$\eta = \left(\frac{\partial P}{\partial E}\right)_{x, X, T}$
Константа пьезоэлектрического напряжения — <i>а</i>	$-a = \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{P, X, T}$
Постоянная пьезоэлектрического эффекта <i>d</i> '	$d' = \left(\frac{\partial x}{\partial E}\right)_{X, P, T}$
Коэффициент упругости σ	$\sigma = \left(\frac{\partial x}{\partial X}\right)_{E, P, T} = \frac{d}{e}$
Коэффициент пьезоэлектрического напряжения <i>е</i>	$e = \left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)_{E, T, X}$
Коэффициент обратного пьезоэлект- рического напряжения b'	$b' = \left(\frac{\partial x}{\partial P}\right)_{X, E, T}$
Коэффициент теплового расширения α	$\alpha = \left(\frac{\partial x}{\partial T}\right)_{X, E, P}$
Пироэлектрический коэффициент р	$p = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{E, x, X}$
Коэффициент пьезоэлектрической де- формации d	$d = \left(\frac{\partial P}{\partial X}\right)_{E, x, T}$
Коэффициент обратной пьезоэлектри- ческой деформации – <i>a</i> '	$-a' = \left(\frac{\partial X}{\partial P}\right)_{x, E, T}$

можность фиксации параметров P, E, X, T, x, подразделив их на электрические (P, E), механические (X, x) и термический T.

Рассмотрим фиксацию механических параметров, которая заключается в механическом зажатии кристалла для обеспечения $\delta x = 0$. Механическое напряжение X может отсутствовать либо поддерживаться постоянным. Из-за пьезоэлектрических и термодинамических свойств сегнетоэлектриков значение x изменяется в зависимости от E (или P) и T, что следует из (1). Из соотношений Мерца следует, что ниже температуры фазового перехода изменение напряженности электрического поля E на величину ΔE приводит к изменению спонтанной поляризации $P_{\rm cn}$ на величину ΔP и деформации Δx согласно выражению

$$\Delta x = (2\rho P_{\rm cm})\Delta P + \rho (\Delta P)^2, \qquad (2)$$

где коэффициент ρ характеризует электрострикционный эффект.

Преобразуем (2) с учетом $\eta = \frac{\Delta P}{\Delta E}$:

$$\Delta x = (2\rho P_{c\pi})\eta \Delta E + \rho (\eta \Delta E)^2.$$

Следовательно, для повышения достоверности результатов измерений необходимо указывать не конкретное значение x, а интервал неопределенности либо в виде предела Δx , либо функции $\Delta x (\Delta E)$.

Анализ электрической модели сегнетоэлектрика

Поскольку для сегнетоэлектриков основополагающими являются электрические параметры *P* и *E*, то для выявления погрешности исследуем электрическую модель сегнетоэлектрика [1—4], приведенную на рис. 1.

Емкость C_0 характеризует собственное поле электродов, если в пространстве между ними нет сегнетоэлектрика (вакуум). Емкостью C_{π} обозначена эквивалентная емкость, обусловленная линейными видами поляризации — электронной C_3 и ионной C_{μ} . Емкость спонтанной поляризации $C_{\rm сп}$ нелинейно изменяется под воздействием электрического напряжения U, вплоть до точки Кюри. Сопротивление $r_{\rm сп}$ отображает потери энергии при спонтанной поляризации. Емкость конденсаторов эквивалентной схемы шунтирована сопротивление изоляции $R_{\rm и3}$, представляющим сопротивление сегнетоэлектрика току сквозной электропроводности. Эквивалентная емкость

$$C_{\Sigma} = C_0 + C_{\Im} + C_{\mu} + C_{c\Pi} =$$

= $\frac{\varepsilon_0 S}{h} (1 + \varepsilon_{\Im} + \varepsilon_{\mu} + \varepsilon_{c\Pi}),$ (3)

где h — толщина сегнетоэлектрического образца; ε_0 — электрическая постоянная; ε_3 , $\varepsilon_{\rm u}$, $\varepsilon_{\rm cn}$ — относительные диэлектрические проницаемости при электронной, ионной и спонтанной поляризации соответственно.

Учитывая характер зависимости $\varepsilon_{cn}(E)$ в окрестности максимума, допустимо пренебречь величинами второго порядка малости ε_9 и ε_{u} , тогда (3) упростится:

$$\tilde{C}_{\Sigma} = \frac{\varepsilon_0 S}{h} \varepsilon_{\rm cm}.$$
 (4)

При этом возникает погрешность модели Δ_{mod1} , которая (в единицах емкости) определяется выражением

$$\Delta_{\text{MOQI}} = \tilde{C}_{\Sigma} - C_{\Sigma} = -\frac{\varepsilon_0 S}{h} (1 + \varepsilon_3 + \varepsilon_{\mu}) =$$
$$= -(C_0 + C_3 + C_{\mu}). \tag{5}$$

По отношению к емкости $C_{\rm cn}$ погрешность $\Delta_{\rm MOQ1}$ носит аддитивный характер: чем выше значение $\varepsilon_{\rm cn}$, тем точнее модель, описываемая выражением (4).

Анализ (5) показывает, что погрешность модели $\Delta_{\text{мод1}}$ увеличивается при удалении от точки Кюри и при уменьшении толщины сегнетоэлектрического образца, а следовательно, становится существенной в образцах микро- и нанодиапазона.

Аналогично рассмотрим влияние сопротивления изоляции R_{μ_3} . При постоянном напряжении в сегнетоэлектрике обнаруживается сквозной ток утечки,



Рис. 1. Эквивалентная электрическая модель сегнетоэлектрика

обусловленный электропроводностью, значение $R_{\rm H3}$ определяется удельными объемным и поверхностным сопротивлениями [1]. При воздействии переменного напряжения возникают дополнительные диэлектрические потери на гистерезис, что отражено сопротивлением $r_{\rm cff}$ на рис. 1. Таким образом, при отсутствии спонтанной поляризации, т. е. в параэлектрической фазе $r_{\rm cff}$ стремится к бесконечности и все потери в сегнетоэлектрике связаны с $R_{\rm H3}$. Спонтанная поляризация приводит к возникновению конечного значения $r_{\rm cff}$, так что эквивалентное актив-

ное сопротивление $R_{_{\rm 9K}} = \frac{R_{_{\rm H3}}r_{_{\rm CII}}}{R_{_{\rm H3}} + r_{_{\rm CII}}}$. Тогда в диапазо-

не максимального значения *C*_{сп} справедлива формула для тангенса угла диэлектрических потерь

$$tg\delta = \frac{1}{\omega C_{c\Pi} R_{\Im K}}$$

где ω — циклическая частота электрического напряжения, воздействующего на сегнетоэлектрический образец.

В диапазоне максимального значения $C_{\rm cfl}$, $r_{\rm cfl} \ll R_{\rm H3}$ (при $r_{\rm cfl}$ порядка 10⁵ Ом $R_{\rm H3}$ достигает 10⁸...10¹¹ Ом), величиной $R_{\rm H3}$ можно пренебречь. Тогда оценка тангенса угла диэлектрических потерь

$$t\tilde{g}\delta = \frac{1}{\omega C_{\rm cm}r_{\rm cm}}$$

где под $C_{\rm cff}$ подразумевается \tilde{C}_{Σ} , определяемая выражением (4).

Ошибка модели в абсолютном виде, выраженная в единицах сопротивления определяется формулой

$$\Delta_{\rm MOJ2} = -\frac{r_{\rm cff}^2}{r_{\rm cff} + R_{\mu_3}}.$$
 (6)

Реально импедансы контактов $C_{\rm K}$ и $R_{\rm K}$, посредством которых сегнетоэлектрический образец включают в измерительную цепь, вносят методическую погрешность в результаты измерений емкости и сопротивления [4]. Автором предложена модель (рис. 2), учитывающая импедансы контактов. Аналитические выражения для результирующей емкости $C_{\rm экв}$ и результирующего тангенса угла диэлектрических потерь $D_{\rm экв}$ имеют вид

$$C_{3KB} = \frac{(C + C_{K})(1 + D_{K}^{2})}{1 + \omega^{2}(C + C_{K})^{2}(RD_{K}^{2} + R_{K}(1 + D_{K}^{2}))^{2}};$$
$$D_{3KB} = \omega(C + C_{K})(RD_{K}^{2} + R_{K}(1 + D_{K}^{2})),$$

где $D_{\rm K} = \frac{1}{\omega R(C+C_{\rm K})}$ — тангенс угла диэлектриче-

ских потерь при $R_{\rm K} = 0$.

Для анализа погрешностей измерения емкости и тангенса угла диэлектрических потерь рассмотрим два частных случая.



Рис. 2. Эквивалентная электрическая модель сегнетоэлектрика с учетом импедансов контактов

1. При $R_{\rm K} = 0$ оценка эквивалентного тангенса угла диэлектрических потерь определяется формулой

$$D_{3KB} = \frac{\mathrm{tg}\delta}{1 + \frac{C_{K}}{C}},$$

где tg $\delta = \frac{1}{\omega RC}$ — номинальный тангенс угла диэлек-

трических потерь образца. При этом обнаруживается погрешность модели, обусловленная емкостью

контактов
$$\Delta C_{\text{мод}}(C_{\text{K}}) = -\frac{\lg o}{1 + \frac{C}{C_{\mu}}}$$
. В частности, при

 $C_{\rm K} \ll C$ методическая погрешность $\Delta C_{\rm MOD}(C_{\rm K})$ сводится к минимуму и ее влиянием можно пренебречь.

Погрешность модели при измерении емкости $\Delta C_{\text{мод}} = C_{\text{к}}$ принимает всегда положительное значение.

2. При $C_{\rm K} = 0$ оценка эквивалентной емкости

$$\widetilde{C}_{\mathfrak{S}\mathsf{K}\mathsf{B}} = \frac{C}{1 + \omega^2 C^2 R_{\mathsf{K}}^2}$$

При этом допускается погрешность модели

$$\Delta C_{\text{MOJ}} = -\frac{C}{1 + \frac{1}{\omega^2 C^2 R_{\kappa}^2}}$$

Количественно эквивалентное значение тангенса угла диэлектрических потерь при $C_{\rm K} = 0$ представляет собой погрешность модели

$$\Delta D_{\rm MOJ} = D_{\rm 3KB} = \omega R_{\rm K} C.$$

Анализ граничных условий 1 и 2 позволяет заключить, что в зависимости от значений $C_{\rm K}$ и $R_{\rm K}$ погрешности модели при измерении емкости и тангенса угла диэлектрических потерь принадлежат несимметричным интервалам:

$$\Delta D_{\text{MOQ}} \in \left[-\frac{\text{tg}\delta}{1 + \frac{C}{C_{\text{K}}}}; \ \omega R_{\text{K}}C \right];$$
$$\Delta C_{\text{MOQ}} \in \left[-\frac{C}{1 + \frac{1}{\omega^2 C^2 R_{\text{K}}^2}}; \ C_{\text{K}} \right].$$

– НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 7, 2007 –

Погрешности модели сегнетоэлектрика

Метод измерения	Погрешность модели
Прямой	$(\Delta C)_{MOD} = \Delta_{MOD1} + \Delta C_{MOD}$, где Δ_{MOD1} , ΔC_{MOD} рассчитывают по (5) и (7) соответственно
Прямой	$(\Delta R)_{MOZ} = \Delta_{MOZ}$, где Δ_{MOZ} определяют по (6)
Косвенный tg $\delta = \frac{1}{\omega RC}$	$(\Delta D)_{\text{MOD}} = \text{tgd}\left(\frac{\Delta_{\text{MOD}1}}{C} + \frac{\Delta_{\text{MOD}2}}{R}\right) + \Delta D_{\text{MOD}}, \text{ где } \Delta D_{\text{MOD}}$
	рассчитывают по (7)
Косвенный $\varepsilon' = \frac{Ch}{\varepsilon_0 S}$; $\varepsilon'' = \varepsilon' tg \delta$	$(\Delta \varepsilon')_{\text{MOD}} = (\Delta C)_{\text{MOD}} \frac{h}{\varepsilon_0 S}; (\Delta \varepsilon'')_{\text{MOD}} = \varepsilon'(\Delta D)_{\text{MOD}} + \operatorname{tgd}(\Delta \varepsilon')_{\text{MOD}}$
Косвенный $P = \frac{UC}{S}$	$(\Delta P)_{\text{MOJ}} = \frac{U}{S} (\Delta C)_{\text{MOJ}}$
	Метод измерения Прямой Прямой Косвенный $tg \delta = \frac{1}{\omega RC}$ Косвенный $\varepsilon' = \frac{Ch}{\varepsilon_0 S}; \varepsilon'' = \varepsilon' tg \delta$ Косвенный $P = \frac{UC}{S}$

Принятие гипотезы о равномерных распределениях плотностей вероятностей $\Delta D_{\text{мод}}$ и $\Delta C_{\text{мод}}$ позволяет представить погрешности в виде систематических $M \lfloor \Delta D_{\text{мод}} \rfloor$, $M \lfloor \Delta C_{\text{мод}} \rfloor$ и случайных составляю-

щих $\stackrel{0}{\Delta} D_{\text{мод}}$ и $\stackrel{0}{\Delta} C_{\text{мод}}$:

$$\begin{split} & \omega R_{\rm K}C + \frac{{\rm tg}\delta}{1+\frac{C}{C_{\rm K}}};\\ & M[\Delta D_{\rm MOJ}] = \frac{\omega R_{\rm K}C + \frac{1}{C_{\rm K}}}{2};\\ & M[\Delta C_{\rm MOJ}] = C_{\rm K} + \frac{C}{1+\frac{1}{\omega^2 C^2 R_{\rm K}^2}};\\ & \omega R_{\rm K}C + \frac{{\rm tg}\delta}{1+\frac{C}{C_{\rm K}}};\\ & \frac{\omega}{\Delta}D_{\rm MOJ} = \pm \frac{1}{2};\\ & \frac{0}{\Delta}C_{\rm MOJ} = \pm \left[C_{\rm K} + \frac{C}{1+\frac{1}{\omega^2 C^2 R^2}}\right]. \end{split}$$

Разделение на систематические и случайные погрешности позволяет перейти от несимметричных границ к симметричным, ввести поправку на систематические составляющие и организовать суммирование погрешностей модели с другими составляющими, при этом:

$$\Delta D_{\text{MOD}} = M[\Delta D_{\text{MOD}}] + \stackrel{0}{\Delta} D_{\text{MOD}};$$
$$\Delta C_{\text{MOD}} = M[\Delta C_{\text{MOD}}] + \stackrel{0}{\Delta} C_{\text{MOD}}, \tag{7}$$

Δ

где $\Delta D_{\text{мод}}$ и $\Delta C_{\text{мод}}$ — суммарные погрешности, выявленные при анализе электрической модели сегнетоэлектрика.

В табл. 3 приведены формулы для расчета физических величин, измеряемых косвенно по результатам измерения емкости и сопротивления (колонка 2), а также формулы для оценивания соответствующих составляющих погрешности модели (колонка 3). Выражения из колонки 3 входят в суммарную погрешность измерения конкретной физической величины полным весом, т. е. суммируются с методическими и инструментальными погрешностями.

Выводы

- Приложение методов теоретической метрологии к анализу математической модели взаимосвязи свойств сегнетоэлектрика позволило получить формулы для оценивания погрешности указанной модели, обусловленные невозможностью фиксации строгих значений параметров в ходе эксперимента.
- Систематизация известных эквивалентных электрических моделей сегнетоэлектриков, применение к ним методов теории погрешностей позволили синтезировать эквивалентную модель сегнетоэлектрика с учетом выявленных ее методических погрешностей. Получены формулы и оценены количественно погрешности модели (см. табл. 3), которые присутствуют в результатах измерения свойств сегнетоэлектрика независимо от метода и представляют собой нижний порог возможной погрешности измерений, т. е. ограничивают точность измерений, что особенно существенно для активных наноматериалов.

Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых, грант № MK-5168.2007.8.

Список литературы

1. Пасынков В. В., Сорокин В. С. Материалы электронной техники. СПб.: Лань, 2003. 368 с.

2. Печерская Е. А. Метрологический анализ комплекса для исследования свойств активных диэлектриков // Элементы и приборы систем измерения и управления автоматизированных производств. Межвуз. сб. науч. тр. Пенза, 1997. С. 47—53.

3. Берман Л. С. Моделирование вольт-фарадных характеристик сегнетоэлектрика // Физика и техника полупроводников. 2005. Том. 39. Вып. 12. С. 1436—1439.

4. **Albertini A. and Klleeman W.** Analoque and digital lockin techniques for very-low-frequency impedance spectroscopy // Rev. Sci. Instrum. 09570233/97/060666. 1997. P. 666–672. УДК 621.382

В. Г. Косушкин, д-р техн. наук, проф., С. А. Адарчин, канд. техн. наук, доц., Е. А. Максимова, МГТУ им. Н. Э. Баумана

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА МЕТОДОМ МИКРОТЕРМОЭДС

Целью работы была разработка методики, позволяющей экспериментально определять изменение электрофизических свойств полупроводниковых структур под влиянием механических напряжений, возникающих в процессах их производства и эксплуатации приборов на их основе.

Одним из наиболее востребованных методов исследования полупроводников является метод измерения ЭДС — метод Холла. Однако к существенным недостаткам данного метода можно отнести жесткие требования к качеству омических контактов, а также то, что при анализе отказов готовых полупроводниковых приборов этот метод часто неприемлем. В качестве его альтернативы может быть использован метод измерения микротермоЭДС. С помощью указанного метода можно определять флуктуации концентраций носителей заряда во многих точках поверхности кремниевого кристалла. Это возможно вследствие того, что у полупроводников, в отличие от металлов, скорость носителей заряда и положение уровня химического потенциала чувствительны к изменению температуры. Именно поэтому термо-ЭДС полупроводников на два порядка выше, чем термоЭДС металлов. Учитывая, что этот метод не вносит дополнительных структурных несовершенств, а также прост в реализации, целесообразно его использовать для определения концентрации носителей заряда в полупроводнике.

Для измерений были выбраны кремниевые кри-



Е1 — для чувствительных элементов недеформированных кристаллов; Е2 — для чувствительных элементов деформированных кристаллов

сталлы двух типов. Чувствительные элементы одного типа не подвергались каким-либо внешним воздействиям и в них отсутствовали механические напряжения. Кристаллы второго типа, подвергавшиеся при сборке, испытаниях и эксплуатации полупроводниковых приборов внешним негативным температурным и механическим воздействиям, имели внутренние механические напряжения $\approx 5 \cdot 10^6$ Па [1]. Исследование образцов проводилось в диапазоне температур 290....398 К, соответствующем рабочему диапазону эксплуатации готовых приборов. Измерения микротермоЭДС проводили с помощью разработанной установки с погрешностью не более 5 %.

На рисунке видно, что значение микротермоЭДС для чувствительных элементов недеформированных кристаллов больше, чем для деформированных кристаллов чувствительных элементов приборов, прошедших испытания.

Зная значения микротермоЭДС для недеформированных и деформированных кристаллов, можно найти изменение концентрации неосновных носителей заряда [2]:

$$\frac{n_p}{n_{po}} = \exp^{\frac{e}{k_0 \Delta T}(E_{\alpha 1} - E_{\alpha 2})} \approx 1,286,$$

где k_0 — постоянная Больцмана; e — заряд электрона; n_p — концентрация неосновных носителей заряда в деформированном кристалле; n_{po} — концентрация неосновных носителей заряда в недеформированном кристалле; ΔT — разность температур горячего и холодного контактов; $E_{\alpha 1}$ — термоЭДС в недеформированном кристалле; $E_{\alpha 2}$ — термоЭДС в деформированном кристалле.

Сравнивая изменение концентрации носителей заряда, полученное в ходе измерения микротермо-ЭДС с ранее полученным расчетным значением изменения концентрации [1], равным 1,26, получим, что оба значения хорошо согласуются между собой. Таким образом, на практике доказана справедливость разработанной расчетной методики и сделанных на ее основе предположений [1].

Полученные результаты можно объяснить образованием структурных дефектов в деформированных кристаллах, которые с помощью проведенных металлографических исследований были идентифицированы как дислокации. Так, для деформированных кристаллов значение плотности дислокаций составило $\approx 2 \cdot 10$ см⁻², в то время как для кристаллов, свободных от механических напряжений, эта величина составила $< 10^1$ см⁻². Следовательно, внесенные дислокации оказывают значительное влияние на электрофизические свойства приборов и часто приводят к параметрическим отказам приборов.

Список литературы

1. Максимова Е. А., Косушкин В. Г., Адарчин С. А. Зависимость электрофизических параметров полупроводниковых структур от уровня механических напряжений // Методы исследования и проектирования сложных технических систем (Труды МГТУ № 592). М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2006. С. 3—8.

2. Горбачев В. В., Спицына Л. Г. Физика полупроводников и металлов. М.: Металлургия, 1976. 368 с.

Конструирование и моделирование МНСТ

УДК 621.3.049.76

В. М. Любимский, д-р техн. наук, Новосибирский государственный технический университет

СРАВНЕНИЕ ПРОГИБОВ ЦЕНТРОВ КРУГЛЫХ И КВАДРАТНЫХ ДИАФРАГМ, ВЫЧИСЛЕННЫХ В НЕЛИНЕЙНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ И УТОЧНЕНИЕ КРИТЕРИЯ ПРИМЕНИМОСТИ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ПРИ РАСЧЕТАХ ПРОГИБОВ И ДЕФОРМАЦИЙ КВАДРАТНЫХ ДИАФРАГМ

Проведено сравнение результатов вычислений в нелинейном приближении прогибов центров круглых диафрагм различными методами и прогибов центров квадратных диафрагм с экспериментальными и расчетными результатами. Показано, что часто используемый критерий применимости линейной теории $w_0 \leq 0,2h$ (w_0 прогиб центра диафрагмы, h — ее толщина) применим для прогибов диафрагм, а при вычислении механических напряжений (деформаций) необходимо использовать критерий $w_0 \leq (0,02...0,05)h$.

В датчиках давления в качестве тензопреобразователей (ТП) в настоящее время в основном используются диафрагмы круглой и квадратной форм с тензорезисторами, включенными в мостовую схему [1—10]. При этом нелинейность выходного сигнала ТП зависит от нелинейностей мостовой схемы, пьезорезистивного эффекта и нелинейности преобразования давления в деформацию диафрагмы. Класс точности сенсоров давления зависит от нелинейности выходного сигнала, поэтому при разработке сенсора давления определенного класса точности необходимо знать и учитывать эти нелинейности.

Для расчетов зависимостей прогибов и деформаций диафрагм от давления в настоящее время используются как численные методы [4—7], так и аналитические выражения, полученные в результате приближенных решений дифференциальных уравнений изгиба диафрагм [8—10]. Использование аналитических формул при расчетах деформаций диафрагм, по крайней мере на начальном этапе проектирования, предпочтительнее численных расчетов, которые, хотя и позволяют получать достаточно точные результаты, но при этом проводятся для ТП с конкретными размерами.

В работах [8, 9] получены сравнительно простые, а поэтому привлекательные для анализа приближенные аналитические выражения, позволяющие рассчитывать прогибы диафрагм различных форм в нелинейном приближении. Однако сравнение результатов расчетов по полученным аналитическим формулам проведено только для трапециидальной и шестиугольной диафрагм в работе [9] и только с результатами численных расчетов. Сравнение показало, что выбранные базисные функции достаточно хорошо описывают прогиб упругого элемента и в линейном, и в нелинейном приближении (максимальная ошибка составляет 2 %) [9] (при этом не указана деформация или значение безразмерной нагрузки).

Целью настоящей работы является сравнение результатов расчетов прогибов центров круглой и квадратной диафрагм, вычисленных по формулам работ [8, 9], с результатами расчетов другими методами, известными эмпирическими зависимостями и экспериментальными результатами, сравнение деформаций квадратных диафрагм, вычисленных на основании формул работ [8, 9], с имеющимися в литературе, а также уточнение критерия применимости линейной теории для расчетов прогибов и деформаций квадратных диафрагм.

Для круглой жестко защемленной диафрагмы результаты расчетов прогиба центра диафрагмы w_0 в нелинейном приближении по формуле из [8, 9] могут быть сравнены с результатами расчетов по формулам, приведенным в работе [11, с. 444].

Все формулы для расчетов w_0 в нелинейном приближении из работы [11, с. 444], так же как и соответствующую формулу из работ [8, 9], можно записать в виде

$$\frac{w_0}{h} + A \left(\frac{w_0}{h}\right)^3 = B \frac{q}{E} \left(\frac{a}{h}\right)^4, \tag{1}$$

где h — толщина диафрагмы; a — радиус диафрагмы; q — равномерная поперечная нагрузка (давление); E — модуль Юнга. Значения коэффициентов A и B

Значения коэффициентов А и В и коэффициента Пуассона, для которого определены эти коэффициенты

№ п/п	Источник информации	Α	В	ν	
1. 2. 3. 4. 5.*	[11] [11] [11] [8, 9] [11]	$\begin{array}{c} 0,583 \\ 0,523 \\ 0,488 \\ 3/4\lambda \\ 0,471 \end{array}$	0,1760,1763/16(1 - v2)3/16(1 - v2)0,171	0,25 0,25 - 0,3	
* Свободно опертая круглая пластинка с неподвижны- ми краями.					

[11] и коэффициента Пуассона v, для которого определены эти коэффициенты, приведены в таблице, где

$$\lambda = 0,5476 + 0,3333\nu - 0,2143\nu^2.$$
 (2)

В строке 5 таблицы приведены коэффициенты *A* и *B*, полученные на основе точного решения задачи о больших прогибах круглой равномерно нагруженной свободно опертой круглой диафрагмы с неподвижными краями.

Из выражения (2) следует, что при v = 0,3, $\lambda = 0,6283$ и (строка 4 таблицы) A = 0,471, B = 0,171 и значения коэффициентов A и B с точностью до третьего знака совпадают со значениями соответствующих коэффициентов для свободно опертой круглой диафрагмы (строка 5 таблицы).

На рис. 1 показаны графики относительных прогибов центров круглой диафрагмы $\left(\frac{w_0}{h}\right)$ в зависимо-

сти от безразмерной нагрузки $\left(\frac{q}{E}\left(\frac{a}{h}\right)^4\right)$, построен-

ные по формуле (1) для v = 0,25 при *A* и *B* из строк 1— 4 таблицы. Кроме того, значками отмечены точки, соответствующие точному решению задачи о прогибах круглой изотропной жестко защемленной диафрагмы, результаты решения которой в графическом виде приведены в работе [11]. Из рис. 1 видно, что прогибы, вычисленные по формуле, приведенной в работах [8, 9], больше прогибов, вычисленных по другим формулам и превышают прогибы, полученные в результате точного решения задачи о больших прогибах круглой жестко защемленной диафрагмы. Этот результат находится в согласии с тем фактом, что коэффициенты А и В, вычисленные по формулам работ [8, 9], как было отмечено выше, с точностью до третьего знака совпадают со значениями соответствующих коэффициентов для свободно опертой диафрагмы.

Для квадратной изотропной жестко защемленной диафрагмы формулу, полученную в работах [8, 9] и



Рис. 1. Зависимости относительных прогибов центров круглых диафрагм от безразмерной нагрузки. Строки в таблице: 1 — кривая 1; 2 — кривая 2; 3 — кривая 3; 4 — кривая 4; × —

1 — кривая *I*; 2 — кривая *2*; 3 — кривая *3*; 4 — кривая *4*; × — результаты точного решения задачи о больших прогибах круглой диафрагмы

описывающую относительные прогибы центра диафрагмы, можно записать в виде

$$\frac{w_0}{h} = 0,6095 \left[F - \frac{1}{\lambda F} \right]; \tag{3}$$

$$F = \left[\frac{0,0032711}{\lambda} \ 16p + \sqrt{\frac{1}{\lambda^3} + \left(\frac{0,0032711}{\lambda} \ 16p\right)^2}\right]^{1/3};$$

$$\lambda = 0,4864 + 0,2961\nu - 0,1695\nu^2; \ p = \frac{qa^4}{Dh};$$

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)},$$

где 2*a* — длина стороны диафрагмы. Остальные обозначения — те же, что и для круглой диафрагмы.

Прогиб диафрагмы [8, 9] в зависимости от координат

$$w(X, Y) = w_0 (X^2 - 1)^2 (Y^2 - 1)^2$$
(4)

и смещения срединной плоскости

$$U = W_0^2 \frac{X}{a} (X^2 - 1)(b_0 + b_1 X^2 + b_2 X^4) (Y^2 - 1)^4; \quad (5)$$
$$V = W_0^2 \frac{Y}{a} (Y^2 - 1)(b_0 + b_1 Y^2 + b_2 Y^4) (X^2 - 1)^4;$$
$$X = \frac{x}{a}; \quad Y = \frac{y}{a},$$

где X, Y — безразмерные координаты. Точные решения задачи о больших прогибах квадратных диафрагм нам не известны, поэтому для оценки точности и границ применимости формулы (3) воспользуемся эмпирической формулой, приведенной в работе [5], экспериментальной формулой из работы [6], а также результатами расчетов из работы [10].

В работе [6] экспериментально определенные прогибы центра квадратной кремниевой диафрагмы описаны авторами выражением

$$w_0 = b_0 + b_1 q, (6)$$

где $b_0 = 0,03; b_1 = 40,63 \pm 2,131 \cdot 0,42; q$ — давление, Па. Диафрагма имела размеры 1000 × 1000 мкм, толшину 13 ± 0.2 мкм.

Из рис. 2 видно, что прогибы центра диафрагмы, вычисленные по формуле (3), больше как экспериментальных прогибов, так и рассчитанных в работе [10].

Эмпирическая формула из [5], описывающая прогибы центра квадратной жестко защемленной диафрагмы, может быть представлена в виде, аналогичном выражению (1):

$$p = \frac{16}{\alpha} \frac{w_0}{h} + 192(1+v)C\left(\frac{w_0}{h}\right)^3,$$
 (7)

где а и *С* — постоянные,

$$\alpha = 1,26 \cdot 10^{-3}; \ C = 21,62(1,41 - 0,292v); \ p = \frac{qa^4}{Dh}.$$

На рис. 3 приведены относительные прогибы центра квадратной кремниевой диафрагмы (v = 0,062),

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 7, 2007 -



Рис. 2. Зависимости прогибов центра кремниевой квадратной диафрагмы от давления:

I — расчет по формуле (6); кривая *I*— расчет по [10]; кривая *2*— расчет по формуле (3)

вычисленные по (3), (7), [10], методом конечных элементов [10] и линейной теории [9, 17, 18]. Из рис. З видно, что относительные прогибы, вычисленные по формуле (3), больше относительных прогибов, вычисленных по (7), [10] и методом конечных элементов [10], и при p = 100 разница прогибов составляет около 6 %.

Механические напряжения (деформации) у краев квадратных кремниевых жестко защемленных диафрагм исследованы довольно подробно в работах [12—15] как экспериментально, так и в результате расчетов по формулам работы [10] и методом конечных элементов [10].

В работе [9] деформации представлены только для срединной плоскости и только в графическом виде. Однако, зная зависимости прогибов (3) и смещений срединной плоскости (4) диафрагмы от координат, вычислить деформации несложно. Так [9—11]

$$\varepsilon_x = \varepsilon_x^0 - z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}; \quad \varepsilon_x^0 = \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2,$$
 (8)

где ε_x^0 — деформация срединной плоскости; ε_x — деформация диафрагмы на расстоянии *z* от срединной плоскости.

Тогда из формул (3), (4), (8) следует, что в точках с координатами (a, 0) (точка на краю диафрагмы на оси симметрии)

$$\varepsilon_x = 2\left(\frac{w_0}{a}\right)^2 (b_0 + b_1 + b_2) - 8z\frac{w_0}{a^2}; \ \varepsilon_y = 0.$$
(9)

Механические напряжения T_x и T_y связаны с деформациями известными соотношениями [9, с. 115; 11]:

$$T_{x} = -\frac{E}{1-v^{2}}\varepsilon_{x} - \frac{Ev}{1-v^{2}}\varepsilon_{y},$$

$$T_{y} = -\frac{E}{1-v^{2}}\varepsilon_{y} - \frac{Ev}{1-v^{2}}\varepsilon_{x}.$$
 (10)



Рис. 3. Зависимости относительных прогибов центра квадратной кремниевой диафрагмы от безразмерного давления: 1 — линейная теория [9, 17, 18]; 2 — расчет по формуле (3); 3 — расчет по формуле из работы [10]; × — расчет по формуле

(7); □ — расчет методом конечных элементов [10]

Аналитические выражения для компонент механических напряжений T_x и T_y в квадратных диафрагмах в линейном приближении приведены в работах [9, 17, 18] и результаты расчетов T_x и T_y по этим формулам вблизи границ квадратных кремниевых диафрагм около осей их симметрии имеют убедительное экспериментальное подтверждение [12—15]. В точках

с координатами $\left(a, 0, \pm \frac{h}{2}\right)$, согласно [9, с. 118; 18],

$$T_x = \pm 1,319 \frac{qa^2}{h^2}; \quad T_y = \pm 0,08258 \frac{qa^2}{h^2}.$$
 (11)

Вычисления T_x при $q = 10^3 \dots 10^4$ Па, $a = 10^{-3}$ м, $h = 40 \cdot 10^{-6}$ м по формулам (9), (10) и (11) ($\varepsilon_x \approx 4 \cdot 10^{-6} \dots 4 \cdot 10^{-5}$ и применимо линейное приближение) показывают, что T_x , T_y , вычисленные по



сплошная линия — деформация на той стороне диафрагмы, на которую подается давление, штриховая линия — деформация на стороне диафрагмы, противоположной той, на которую подается давление

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 7, 2007



Рис. 5. Экспериментальные зависимости относительного изменения сопротивления продольного резистора от давления: + — давление действует на сторону диафрагмы, на которой на-

ходится резистор; \Box — давление действует на сторону диафрагмы, противоположную той, на которой находится резистор; прямые линии соединяют начало координат с точками с $(\Delta R/R)_{max}$

(11), приблизительно в 1,3 раза больше T_x , T_y , вычисленных по формулам (9), (10).

Нелинейности деформаций могут быть определены как [9, 10, 12, 16]

$$NL\varepsilon_{x} = \frac{1}{2} - \frac{\varepsilon_{x}(0.5p_{\max})}{\varepsilon_{x}(p_{\max})}.$$
 (12)

На рис. 4 приведены зависимости ε_x от безразмерного давления *p*, вычисленные для точек с координатами $\left(a, 0, \pm \frac{h}{2}\right)$. Из рис. 4 и формулы (12) видно, что нелинейности ε_x на обеих сторонах диафраг-

мы (на плоскости, на которую действует давление и на противоположной) имеют одинаковый знак.

Этот результат качественно расходится с результатами работы [15] и экспериментальными результатами, приведенными на рис. 5, на котором показаны зависимости от давления относительного изменения сопротивления продольного поликремниевого резистора, расположенного у края квадратной кремниевой диафрагмы на оси ее симметрии. Диафрагма 2×2 мм имела толщину 32 мкм, была ориентирована в плоскости (100) со сторонами в направлениях {110}. Относительные изменения сопротивления резистора определялись при действии давления как на ту сторону диафрагмы, на которой расположен резистор, так и на противоположную.

Относительные изменения сопротивления продольного резистора пропорциональны ε_x , так как $\varepsilon_y \approx 0$ и, как показано ниже (рис. 6, 7), вкладом нелинейности эффекта пьезосопротивления в нелинейность относительного изменения сопротивления резистора от давления на рассматриваемой диафрагме можно пренебречь. Из рис. 5 и выражения (12) видно, что для продольного резистора нелинейности деформации (нелинейности относительного изменения сопротивления резистора) на разных сторонах диафрагмы имеют разные знаки, в то время как нелинейность деформации, вычисленной по формуле (9), имеет один знак. Как сказано выше, основными причинами нелинейности выходного сигнала сенсора давления являются нелинейность преобразования давления в механическое напряжение (T = f(q)), нелинейность пьезорезистивного эффекта и нелинейность мостовой схемы. На рис. 6 приведены экспериментальные зависимости нелинейностей выходных сигналов сенсоров давления с квадратными кремниевыми диафрагмами и тензорезистивной мостовой схемой от отношения полуширины диафрагмы к ее толщине. Нелинейности определялись для выходного сигнала, равного 25 мВ, при питании мостовой схемы от генератора напряжения с $U_{пит} = 5$ В.

Из рис. 6 видно, что нелинейность выходного сигнала возрастает при $a/h \ge 20$, а при $a/h \le 10$ нелинейность выходит на насыщение. Поскольку выходной сигнал сенсора давления с диафрагмами различных толщин был один и тот же, то и деформации тензорезисторов были одинаковыми. Поэтому наблюдающееся увеличение нелинейности выходного сигнала связано не с нелинейностями пьезорезистивного эффекта и мостовой схемы, а с нелинейностью преобразования давления в деформацию. При $a/h \ge 20$ вклад в нелинейность выходного сигнала сенсора давления нелинейности T = f(q) становится существенным и его необходимо учитывать.

Обычно используемый критерий применимости линейной теории для расчета механических напряжений [4, 9, 10, 17, 18] имеет вид

$$w_0 \le 0, 2h. \tag{13}$$



Рис. 6. Зависимости нелинейностей сенсоров давления от отношения полуширины диафрагмы к ее толщине



Рис. 7. Зависимости давлений q_r (штриховые кривые), q_n (сплошные кривые) от a/h

Прогибы квадратной кремниевой диафрагмы в ее центре в линейном приближении [17] равны

$$|w_0| = 1,55 \cdot 10^{-12} q_r \frac{a^4}{h^3}.$$
 (14)

Сравнение прогибов центров квадратных диафрагм, вычисленных по (7) и (14), показывает, что при $w_0 = 0,2h$ прогибы, вычисленные по (7), меньше прогибов, вычисленных по (14), приблизительно на 10 %. При толщинах диафрагм ≤ 50 мкм разница составляет менее 1 мкм, что может быть сравнимо с ошибкой измерений.

Однако анализ экспериментальных результатов, представленных на рис. 6, показывает, что для расчета механических напряжений (деформаций) критерий (13) является завышенным.

Для того чтобы показать это, используем критерий малых прогибов (13), выражение для прогибов в центре квадратной диафрагмы (14) и выражение для механических напряжений у края диафрагмы [9, с. 119; 17].

Критерий малых прогибов (13) представим в виде $w_0 \leq kh$. Тогда из (13), (14) получим

$$q_r \leq \frac{k}{1,55 \cdot 10^{-12}} \frac{1}{(a/h)^4}$$

У краев кремниевой квадратной диафрагмы на осях симметрии (11) $T_x \gg T_y$ и в направлении [110] в кремнии $S'_{11} = 0,591 \cdot 10^{-12} \, \Pi a^{-1}, S'_{12} = -0,037 \times 10^{-12} \, \Pi a^{-1}$, поэтому с достаточной степенью точности можно считать, что

$$\varepsilon_x = S'_{11}T_x = 0,78 \cdot 10^{-11} q_n \left(\frac{a}{h}\right)^2,$$

тогда

$$q_n = \frac{\varepsilon_x}{0.78 \cdot 10^{-11} (a/h)^2}.$$

На рис. 7 приведены зависимости q_r и q_n от a/h. Из рисунка видно, что зависимости q_r пересекают зависимости q_n и применение линейного приближения при расчете механических напряжений возможно слева от точек пересечения.

Исследования нелинейности сенсоров давления с тензопреобразователями, у которых a/h = 25, показали, что нелинейность составляет приблизительно 1 % при давлении 10⁵ Па, в то время как по критерию (13) линейной теорией можно пользоваться до давления ~3,5 · 10⁵ Па. При давлении 10⁵ Па максимальная деформация тензопреобразователя с a/h = 25 будет (0,4...0,5) · 10⁻³, в то время как для получения большего выходного сигнала желательно, чтобы деформация при номинальном давлении была ~1 · 10⁻³. Однако увеличение давления приводит к нелинейности более 1 %.

Сравнение экспериментальных результатов, представленных на рис. 6, с результатами расчетов (см. рис. 7), показывает, что коэффициент k в неравенстве (13) находится в интервале 0,02...0,5.

При $a/h \ge 20$, как видно из рис. 6, 7, линейная зависимость между давлением и механическим напряжением будет наблюдаться при все меньших давлениях, и для расчетов механических напряжений в тензопреобразователях давления необходимо пользоваться методиками, учитывающими нелинейность между давлением, действующим на диафрагму и механическими напряжениями.

В связи с тем, что у диафрагм с $a/h \ge 20$ нелинейность $T = f(q) \approx 1$ % наблюдается при таких давлениях, когда максимальная деформация диафрагмы $\le 0.5 \cdot 10^{-3}$, то нелинейность пьезорезистивного эффекта будет давать незначительный вклад в нелинейность выходного сигнала тензопреобразователя. У диафрагм с $a/h \le 10$, наоборот, нелинейность T = f(q) незначительна, даже при деформациях $1 \cdot 10^{-3}$, и основной вклад в нелинейность выходного сигнала тензопреобразователя будут давать нелинейности пьезорезистивного эффекта и мостовой схемы.

Выводы

1. Прогибы центра круглой жестко защемленной диафрагмы в нелинейном приближении, вычисленные по формуле из работ [8, 9], больше аналогичных прогибов, вычисленных по формулам, имеющимся в других работах, и совпадают с прогибами свободно опертой диафрагмы с неподвижными краями.

2. Прогибы центра квадратной диафрагмы в нелинейном приближении, рассчитанные по результатам работ [8, 9], при сравнении с экспериментальными и расчетными прогибами квадратных кремниевых диафрагм так же, как и для круглой диафрагмы, имеют большие значения.

3. Механические напряжения у краев квадратной кремниевой диафрагмы на осях ее симметрии, вычисленные для малых деформаций на основании формул, полученных в работах [8, 9], приблизительно на 30 % меньше механических напряжений, вычисленных по формулам линейного приближения [17, 18], имеющим экспериментальное подтверждение.

4. Нелинейности деформации у края квадратной кремниевой диафрагмы на оси ее симметрии, рассчитанные при использовании формул работ [8, 9], качественно отличаются от расчетных [10] и экспериментальных результатов.

5. Критерий применимости линейной теории $w_0 \le 0,2h$ может быть использован для расчетов прогибов квадратных диафрагм и является завышенным при вычислении механических напряжений (деформаций), при расчетах которых нужно использовать критерий $w_0 \le (0,02...0,05)h$.

Список литературы

1. **Беликов Л. В.** Проектирование топологии тензорезистивного моста Уитстона на монокристаллической кремниевой мембране, ориентированной по (100) // Микросистемная техника. 2002. № 11. С. 6–12.

2. Саблин А. В. Интегральные датчики абсолютного и избыточного давления // Микросистемная техника. 2001. № 11. С. 12—13.

3. Li Cao, Tae Song Kim, Mantell S. C., Polla D. L. Simulation and fabrication of piezoresistive membrane type MEMS strain sensors // Sensors and Actuators. 2000. **80**. P. 273 –279.

4. Steinmann R., Friemann H., Prescher C., Schellin R. Mechanical behaviour of micromachined sensor membranes under uniform external pressure affected by in-plane stresses using a Ritz method and Hermite polynomials // Sensors and Actuators. 1995. **A 48**. P. 37–46.

5. Chouaf A., Malhaire Ch., Le Berre M., Dupeux M., Pourroy F., Barbier D. Stress analysis at singular points of micromachined silicon membranes // Sensors and Actuators. 2000. **84**. P. 109–115.

6. Pancewicz T., Jechomicz R., Jniazdomski Z., Azgin Z., Komalski P. The empirical verification of the FEM model of semiconductor pressure sensors // Sensors and Actuators. 1999. 76. P. 260–265.

7. Любимский В. М., Иванов В. А., Шапорин А. В. Механические напряжения вблизи края диафрагмы упругого элемента сенсора давления // Труды V международной конференции "Актуальные проблемы электронного приборостроения" АПЭП-2000. Новосибирск. 2000. Т. 4. С. 71—76.

8. Драгунов В. П. Нелинейная модель упругого элемента МЭМС // Микросистемная техника. 2004. № 6. С. 21–28.

9. Гридчин В. А., Драгунов В. П. Физика микросистем. Ч. 1. Новосибирск: Издательство НГТУ, 2004.

10. Гридчин В. А., Любимский В. М., Шапорин А. В. Нелинейность прямоугольных диафрагм // Микроэлектроника. 2003. 32. Р. 294—394.

11. Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С. Пластинки и оболочки. М.: Физматгиз, 1963. 420 с.

12. Gridchin V. A., Grischenko V. V., Lubimsky V. M. Account and experimental researches of strain in square diaphragm // The Third IEEE — Russia Conference 2001. Microwave Electronics: Measurements, Identification, Application (MEMIA'2001). Novosibirsk. 2001. P. 127–134.

13. Гридчин В. А., Грищенко В. В., Любимский В. М., Шапорин А. В. Определение механических напряжений в квадратных кремниевых профилированных мембранах // Труды IV международной — "Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-98". Т. 4. Новосибирск, 1998. С. 32—36.

14. Любимский В. М., Иванов В. А., Шапорин А. В. Механические напряжения вблизи края диафрагмы упругого элемента сенсора давления // Труды V международной конференции "Актуальные проблемы электронного приборостроения" АПЭП-2000. Новосибирск. 2000. Т. 4. С. 71—76.

15. Гридчин В. А., Грищенко В. В., Любимский В. М. Экспериментальные исследования прогибов и напряжений в квадратных диафрагмах // Микроэлектроника. 2005. **34**. P. 210—217.

16. Yamada K., Nishihara M., Shimada S., Tanabe M., Shimazoe M., Matsuoka Y. Nonlinearity of the piezoresistance effect of p-type silicon diffused layers // IEEE Transactions on Electron Devices, ED-29. 1982. P. 71–77.

17. Гридчин В. А. Проектирование кремниевых интегральных тензопреобразователей с квадратными упругими элементами // Полупроводниковые тензорезисторы. Новосибирск, 1985. С. 97—108.

18. **Гридчин В. А.** Расчет механических напряжений в прямоугольном упругом элементе интегрального тензопреобразователя // Полупроводниковая тензометрия. Физические и технологические проблемы / Новосибирск, 1986. С. 38—45.

УДК 531.383

В. Я. Распопов, д-р техн. наук, проф., Ю. В. Иванов, д-р техн. наук, В. А. Орлов, ГОУ ВПО "Тульский государственный университет"

АНАЛИЗ ШУМОВ В МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ ГИРОСКОПАХ

При проектировании микросистемных измерительных модулей (МИМ) и бесплатформенных инерциальных навигационных систем (БИНС) принципиальными являются вопросы адекватности моделей погрешностей микрогироскопов (МГ), вероятностной максимальной оценки погрешностей и возможности улучшения точностных характеристик МИМ и БИНС с помощью калмановской фильтрации. Существенный вклад в погрешности показаний МИМ и БИНС вносит непосредственно шум МГ. В работе выполнена оценка шума на выходе МГ RR-типа, обусловленного его механической и электронной частями.

Рассмотрим шумы микрогироскопа на примере микрогироскопа (МГ) *RR*-типа (рис. 1) [1].

Стандартная структурная схема обработки сигнала в МГ представлена на рис. 2.

Необходимо сравнить значения спектральных плотностей шума на выходе механической части МГ и шума его электронной части, приведенной к ее входу.

Механическая микроструктура является источником шума, имеющим тепловую природу — так называемый Броуновский шум. Броуновский шум обусловливает теоретическую предельно возможную разрешающую способность микроприбора.

Спектральная плотность механического шума МГ *RR*-типа имеет следующий вид [2]:

$$S_{\rm III}(\omega) = (\langle \bar{\beta}_{\rm III} \rangle)^2 = \frac{4kTb_{\beta}}{b_{\beta}^2 \omega^2 + (G_{\beta} - J_{\beta} \omega^2)^2}, \left[\frac{\mathrm{pag}^2}{\mathrm{pag}/c}\right] (1)$$

где J_{β} — экваториальный момент инерции ротора; b_{β} , G_{β} — коэффициент демпфирования и жесткость упругого подвеса ротора по оси вторичных колебаний; $<\bar{\beta}_{III} >$ — среднее квадратическое значение шу-



Рис. 1. Микрогироскоп RR-типа:

 $\Delta\Omega$ — измеряемая угловая скорость МГ; C_0 — емкость преобразователя перемещений; 1 — ось первичных колебаний; 2 — система разгона; 3 — ось вторичных колебаний; 4 — система съема; 5 — чувствительный элемент



Рис. 2. Структурная схема съема сигнала с МГ:

 $\Delta\Omega$ — измеряемая угловая скорость МГ; Δh — изменение расстояния между электродами емкостного преобразователя; ΔQ — изменение заряда на конденсаторах преобразователя; $W_1(p)$ — передаточная функция механической части МГ; $W_2(p)$ — передаточная функция емкостного преобразователя МГ; $W_3(p)$ — передаточная функция электронной части МГ; p — оператор Лапласа



Рис. 3. Схема размещения емкостных преобразователей:

a — нижняя подложка; δ — схема размещения верхних и нижних электродов, вид сбоку (1 — неподвижные электроды; 2 — подвижные электроды)

мового угла отклонения; *k* — постоянная Больцмана; *T* — температура; ω — угловая частота.

В качестве преобразователя используется емкостный преобразователь перемещений (рис. 3). Преобразователь считается нешумящим.

Согласно (1) и рис. 3 спектральная плотность шумового перемещения будет равна

$$S_{h}(\omega) = \left[\left(\frac{r_{2} + r_{1}}{2} \right) \right]^{2} S_{\text{III}}(\omega), \left[\frac{\text{pag}^{2} \cdot \text{M}^{2}}{\text{pag/c}} \right].$$
(2)

На рис. 4 представлена типовая схема электронного тракта обработки сигнала МГ, представленная в виде нескольких каскадов (DD1 - DD3), содержащих по одному операционному усилителю (ОУ) [3].

Каждый каскад рассматривается отдельно. В этом случае шум операционного усилителя на выходе

будет являться входным шумом источника сигнала для последующего ОУ на входе.

Спектральная плотность напряжения шума на выходе каскада *DD*1

$$S_{RTO1}(\omega) = |K_{ngDD1}|^2 \left(\frac{-1}{\omega^2 (C_{BX})^2} S_{IDD1} + \left(\frac{1 + |K_{ngDD1}|^2}{|K_{ngDD1}|^2} \right) S_{VDD1} + \frac{4kT}{|K_{ngDD1}|^2} \frac{R_1}{1 + (\omega R_1 C_1)^2} \right), \quad (3)$$

де
$$K_{ngDD1} = -\frac{pR_1(C_{BX} + C_0)}{1 + pR_1C_1}$$
 — шумовой ко-

эффициент передачи каскада *DD*1; *S*_{*IDD*1} — спектральная плотность шумового тока, приведенная ко входу ОУ *DD*1; *S*_{*VDD*1} — спектральная плотность напряжения шума, приведенная ко входу ОУ *DD*1.

Полная спектральная плотность шума, на выходе *DD*2 будет

$$S_{RTO2} = \left(R_2^2 S_{IDD2} + S_{RTO1} + \left(\frac{1 + K_{ngDD2}^2}{K_{ngDD2}^2}\right) S_{VDD2} + \frac{4kTR_2}{K_{ngDD2}^2}R_3\right) K_{ngDD2}^2, \quad (4)$$

где $K_{ngDD2} = -\frac{R_3}{R_2}$ — шумовой коэффициент передачи каскада *DD2*; S_{IDD2} — спектральная плотность

+ 4

чи каскада DD2, S_{IDD2} — спектральная плотность шумового тока, приведенная ко входу ОУ DD2; S_{VDD2} — спектральная плотность напряжения шума, приведенная ко входу ОУ DD2.



Рис. 4. Типовая схема съема сигнала с датчика гироскопа:

 C_0 — емкость преобразователя; $C_{\rm EX}$ — входная емкость ОУ *DD*1; $e_{nDD1} - e_{nDD3}$ — шумовое напряжение ОУ *DD*1—*DD*3, приведенное ко входу ОУ; I_{n-} — шумовой ток ОУ *DD*1—*DD*3, приведенный ко входу ОУ; $e_{\rm on}$ — источник опорного напряжения

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 7, 2007



При анализе схемы полевой транзистор VT принимается нешумящим.

Полная спектральная плотность шума на выходе каскада *DD*3

$$S_{RTO3}(\omega) = |K_{ngDD3}|^{2} \left((R_{4} + R_{5})^{2} S_{IDD3}(\omega) + S_{RTO2}(\omega) + \left(\frac{1 + |K_{ngDD3}|^{2}}{|K_{ngDD3}|^{2}} \right) S_{VDD3}(\omega) \right) + |K_{ngDD3}|^{2} \left(4kT(R_{4} + R_{5}) + \frac{4kTR_{6}}{|K_{ngDD3}|^{2}} \right), \left[\frac{B^{2}}{P^{ngT/6}} \right], \quad (5)$$

$$|K_{ngDD3}|^{2}[1 + (\omega R_{6}C_{2})^{2}]$$
) Срад/СЈ
где $K_{ngDD3} = -\frac{R_{6}}{(R_{2} + R_{2})(1 + R_{2}C_{2}R_{2})}$ — шумовой ко-

ист R_{ngDD3} $(R_4 + R_5)(1 + pC_2R_6)$ шумовой ко эффициент передачи каскада *DD3*; S_{IDD3} — спектральная плотность шумового тока, приведенная ко входу OY *DD3*; S_{VDD3} — спектральная плотность напряжения шума, приведенная ко входу OY *DD3*.

Спектральная плотность шума, приведенная ко входу электронной части, получается путем деления полной спектральной плотности шума на выходе каскада DD3 на квадрат модуля шумового коэффициента передачи электронной части K_{ng} (без учета $W_2(p)$):

$$S_{RTI}(\omega) = \frac{S_{RTO3}(\omega)}{|K_{ng}|^2} = \frac{S_{RTO3}(\omega)}{|K_{ngDD1}K_{ngDD2}K_{ngDD3}|^2}, \left[\frac{A^2}{pa\pi/c}\right].$$
 (6)

На рис. 5 приведена шумовая характеристика механической части микромеханического гироскопа,



Рис. 6. Графики спектральных плотностей напряжения шума, приведенные ко входу электронной части, без учета механической части $f = \omega/2\pi$:

 $I - C_1 = 10^{-12} \Phi; 2 - C_1 = 10^{-11} \Phi; 3 - C_1 = 10^{-10} \Phi; 4 - C_1 = 10^{-9} \Phi; 5 - C_1 = 10^{-8} \Phi$

для различных значений добротности $Q_{\beta} = 50; 100;$ 200; 1000.

Графики спектральной плотности шума, приведенной ко входу электронной части, представлены на рис. 6.

Сравнивая графики на рис. 5 и рис. 6 можно сделать вывод, что спектральная плотность шума электронной части МГ, приведенного ко входу, на низких частотах выше теплового шума механической части на 8-10 порядков. На резонансной частоте спектральная плотность шума механической части преобладает или сравнима со спектральной плотностью шума электронной части, однако в выходном



Рис. 7. Спектральные плотности напряжения шума на выходе электронной части микрогироскопа:

1 — теоретический график для значений $C_1 = 10^{-12} \Phi$, $R_3 = 14 \cdot 10^3$ Ом, $R_6 = 140 \cdot 10^3$ Ом; 2 — микрогироскоп ADXRS-150; 3 — теоретический график для значений $C_1 = 30 \cdot 10^{-12} \Phi$, $R_3 = 70 \cdot 10^3$ Ом, $R_6 = 0.84 \cdot 10^6$ Ом сигнале МГ эта составляющая подавляется фильтром нижних частот. На рис. 7 приведены графики спектральной плотности напряжения шума, полученные теоретически на основании зависимостей (1)—(5) и экспериментальным путем для МГ ADXRS-150.

Как видно из графиков, спектральная плотность напряжения шума реального МГ в низкочастотной области сопоставима со значениями, полученными теоретически.

Выводы

Разработана шумовая модель микрогироскопа и его механической и электронной частей. Эта модель позволяет провести сравнение уровней шума и их вклад в общий шум на выходе.

Установлено, что увеличение емкости конденсатора C_1 в цепи обратной связи усилителя заряда DD1(см. рис. 4) ведет к увеличению спектральной плотности шума на выходе всей схемы съема, так как при увеличении номинала конденсатора С1 уменьшается коэффициент усиления первого каскада. Необходимость получения заданной крутизны сигнала МГ на выходе вынуждает увеличивать коэффициент усиления на последующих каскадах, тем самым значитель-

но повышая шум на выходе вследствие наличия теплового шума резисторов в последующих каскадах.

В низкочастотной области спектра преобладают шумы электронного тракта, поэтому на практике шумами в механической части можно пренебречь. Экспериментальные данные, полученные по гироскопу ADXRS-150, подтверждают сделанные выводы.

В низкочастотной области спектра преобладающим является фликкер-шум операционного усилителя. В связи с этим целесообразно применение операционного усилителя со скомпенсированным фликкер-шумом [4].

Список литературы

1. Peshekhonov V. G., Nesenyuk L. P., Kucherkov S. G., Evstifeev M. I., Nekrasov Ya. A., Renard S., Pfluger P., Pisella C., **Collet J.** The Development of a Micromechanical Disc-shape Gyroscope // Proc. 12th Saint Petersburg International Conference on Integrated Navigation Systems. 2005. May. P. 343–347.

2. Распопов В. Я. Микромеханические приборы: учеб-

ное пособие. М.: Машиностроение, 2007. 400 с. 3. United States Patent № 6,626,039 B1. Electrically Decoupled Silicon Gyroscope / S. J. Adams, J. Groves, D. Cardarelli, R. Carroll, C. R. Dauwalter. 2003. Sep. 30.

4. Михалев П. Новое семейство прецизионных усилителей компании National Semiconductor // Компоненты и технологии. 2006. № 11. С. 62-67.



УДК 621.3049.77:586'32

И. В. Годовицын, канд. техн. наук, Р. А. Федоров, Ю. А. Чаплыгин, д-р техн. наук, НПК "Технологический центр" МИЭТ

ЕМКОСТНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ **ДАВЛЕНИЯ ПО ТЕХНОЛОГИИ** ПОВЕРХНОСТНОЙ МИКРООБРАБОТКИ

Разработаны конструкция и технология изготовления емкостного преобразователя давления с кольцевой поликремниевой диафрагмой. Проведен расчет зависимости емкости преобразователя от давления с помошью метода минимизации потенциальной энергии (метод Ритца) и конечно-элементного метода (программа ANSYS) и показано хорошее совпадение результатов расчета в рабочей области. Разработан технологический маршрут с использованием стандартных операций КМОП-процесса, включающий восемь операций фотолитографии. Изготовлены экспериментальные образцы преобразователя. С использованием конвертора "емкостьнапряжение" ХЕ2004 проведены измерения экспериментальных образцов и показана их работоспособность.

Введение

Емкостные преобразователи давления имеют ряд преимуществ перед тензорезистивными преобразователями, в частности, высокую чувствительность и

высокую температурную стабильность. До недавнего времени емкостные преобразователи давления изготавливались в виде отдельных кристаллов [1]. Со схемой обработки такой преобразователь соединялся с помощью проволочных соединений, что приводило к появлению паразитных емкостей, которые отрицательно влияли на параметры преобразователя, снижая его чувствительность. С развитием технологии микрообработки появилась возможность интеграции емкостного преобразователя давления на одном кристалле с КМОП-схемой обработки [2-4]. В этом случае структура преобразователя формируется одновременно с формированием КМОП-схемы обработки, а для элементов структуры по возможности используются слои структуры МОП-транзистора высоколегированный слой охранной области или области стока в качестве неподвижной обкладки преобразователя, высоколегированный поликремний затворов в качестве диафрагмы (подвижной обкладки) преобразователя. Эти элементы также могут формироваться с помощью нескольких дополнительных операций осаждения, легирования и отжига [2]. Основной задачей при осуществлении такой интеграции является исключение воздействия операций формирования структуры преобразователя на параметры КМОП-транзисторов. С этой целью высокотемпературные операции проводятся на начальных этапах обработки, а процесс осаждения поликремния оптимизируется для получения минимального уровня встроенных механических напряжений [2, 4]. В результате технологический процесс изготовления такого датчика отличается от стандартного КМОП-процесса всего несколькими технологическими операциями, обеспечивая относительную простоту изготовления и хорошую воспроизводимость параметров преобразователя.

Отличительными чертами датчика давления, интегрирующего на одном кристалле емкостный чувствительный элемент и обрабатывающую электронику, являются небольшие размеры, высокая чувствительность, небольшая потребляемая мощность и возможность создания компактных систем мониторинга давления. В перспективе, в связи с ужесточением требований к массе, габаритным размерам и функциональности измерительных устройств такие датчики станут все более и более востребованными. В связи с этим актуальной представляется задача разработки емкостного преобразователя давления, технология которого обеспечивает интеграцию со схемой обработки и дает возможность создания миниатюрных датчиков давления.

Конструкция преобразователя

Структура емкостного преобразователя давления приведена на рис. 1. Преобразователь представляет собой кольцевую поликремниевую диафрагму, жестко закрепленную по внутреннему и внешнему радиусам и отделенную от подложки зазором. Диафрагма легирована фосфором и служит подвижной обкладкой конденсатора. Высоколегированный n^+ -слой, сформированный в подложке, является неподвижной обкладкой. К *n*⁺-слою и поликремниевой диафрагме сформированы контакты. Анероидная коробка преобразователя формируется путем вытравливания жертвенного слоя из-под диафрагмы и последующего "запечатывания" отверстий, через которые проводилось вытравливание. В результате давление в анероидной коробке остается равным давлению в реакторе во время осаждения (10-20 Па), и преобразователь становится чувствительным к изменениям абсолютного давления. В данной конструкции чувствительность и рабочий диапазон преобразователя могут быть заданы изменением трех параметров толщины диафрагмы, зазора между обкладками и внешнего радиуса диафрагмы, однако для упрощения технологии толщина диафрагмы и зазор были зафиксированы (1 мкм), а требуемая чувствительность достигалась путем изменения внешнего радиуса, который в данной конструкции определяется временем травления жертвенного слоя.

Расчет параметров преобразователя

Для расчета параметров преобразователя использовались два метода: метод минимизации потенци-



альной энергии (метод Ритца) и конечно-элементный метод.

Расчет с помощью метода Ритца. Метод Ритца рассматривает потенциальную энергию нагруженной механической системы, находящейся в равновесии. Простым примером такой системы служит металлический шарик, подвешенный на пружине. Потенциальная энергия этой системы минимальна, т. е. ее приращение при бесконечно малом изменении координат равно нулю. Суммарный потенциал такой системы состоит из энергии деформации и потенциала нагрузки, которые могут быть выражены через функции смещения системы по координатам х, у и z. Основным условием, обеспечивающим точность решения при использовании метода Ритца, является правильный выбор функций смещения. Эти функции должны удовлетворять граничным условиям закрепления структуры и иметь относительно простой аналитический вид. Обычно в качестве таких функций используются полиномиальные функции.

В нашем случае рассматривается кольцевая диафрагма, жестко закрепленная по краям изнутри и снаружи (рис. 2). Если исходить из формы диафрагмы, наиболее удобным является использование радиальной системы координат. Так как диафрагма обладает симметрией по осям *x* и *y*, граничные условия симметричны:

$$w(a) = w(b) = 0;$$

$$\frac{d}{dr}w(a) = \frac{d}{dr}w(b) = 0.$$
 (1)

Граничные условия для функции радиального смещения:

$$u(a) = 0; u(b) = 0.$$
 (2)

Для упрощения выкладок были использованы функции вертикального и радиального смещения, описывающие деформацию круглой диафрагмы [5]. Как будет показано ниже, несмотря на некорректность такого приближения его использование оказалось очень эффективным. После наложения граничных условий (1) функция вертикального смещения будет иметь следующий вид:

$$w = w_0 \left[1 - \frac{\left(r - \frac{a+b}{2}\right)^2}{\left(\frac{a-b}{2}\right)^2} \right]^2,$$
 (3)

где w_0 — смещение диафрагмы по осевой линии кольца (максимальное смещение); *а* и *b* — внутренний и внешний радиусы соответственно.



- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 7, 2007 —

Функция радиального смещения после использования граничных условий (2) имеет следующий вид:

$$= (r-a)(b-r)(C1 + C2r),$$
(4)

где С1 и С2 — параметры функции смещения.

Общая потенциальная энергия U_{tot} кольцевой диафрагмы равна сумме энергии деформаций диафрагмы U_d и потенциальной энергии нагрузки V_1 . Энергия деформации диафрагмы состоит из энергии изгиба U_{bn} и энергии растяжения U_{st} :

$$U_{tot} = U_{bn} + U_{st} + V_1.$$
 (5)

Энергия изгиба кольцевой диафрагмы в радиальных координатах описывается следующим выражением [5]:

$$U_{bn} = \pi D \int_{a}^{b} \left[\left(\frac{d^2}{dr^2} w \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{d}{dr} w \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{d}{dr} w \right)^2 + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} w \frac{d^2}{dr^2} w \right] r dr.$$
(6)

Здесь *w* — функция вертикального смещения; *D* — изгибная жесткость, определяемая формулой

$$D = E \frac{h^3}{12(1-v^2)},$$

где E — модуль упругости; h — толщина и v — коэффициент Пуассона диафрагмы соответственно.

Энергия растяжения кольцевой диафрагмы описывается следующим выражением [5]:

$$U_{st} = \frac{12\pi D}{h^2} \int_{a}^{b} \left[\left[\frac{d}{dr} u + \frac{1}{2} \left(\frac{d}{dr} w \right)^2 \right]^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 + 2\nu \left[\frac{d}{dr} u + \frac{1}{2} \left(\frac{d}{dr} w \right)^2 \right] \left(\frac{u}{r} \right) \right] r dr.$$
(7)

Потенциал равномерной гидростатической на-грузки

$$V_1 = -2\pi \int_a^b pwrdr, \tag{8}$$

где *р* — давление.

Подставляя функции смещения (3) и (4) в выражения для потенциальной энергии (6), (7) и (8), мы получаем полную потенциальную энергию диафрагмы (5) как функцию параметров функций смещения:

$$U_{tot} = f(w_0, C1, C2).$$
 (9)

Применяя принцип минимизации потенциальной энергии, получаем систему дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial U_{tot}}{\partial w_0} = \frac{\partial f}{\partial w_0} = 0; \\ \frac{\partial U_{tot}}{\partial C1} = \frac{\partial f}{\partial C1} = 0; \\ \frac{\partial U_{tot}}{\partial C2} = \frac{\partial f}{\partial C2} = 0. \end{cases}$$
(10)

Система уравнений (10) может быть численно решена с использованием соответствующей прикладной программы. В данном случае для решения использовалась программа MathCAD.

При вычислении смещения диафрагмы использовались следующие константы:

- модуль упругости поликремния $E = 1,67 \cdot 10^{11} \text{ H/m}^2$;
- коэффициент Пуассона поликремния v = 0,26.

Расчет производился для диафрагмы со следующими геометрическими размерами:

- толщина диафрагмы h = 1 мкм;
- внутренний радиус диафрагмы a = 20 мкм;
- внешний радиус диафрагмы b = 100; 80 мкм;
- начальное расстояние между обкладками d₀ = 1 мкм. После решения системы уравнений (10) и получения значения параметра w₀ вычислялась емкость преобразователя с помощью следующего выражения:

$$C = 2\pi \int_{a}^{b} \frac{\varepsilon_{0}}{d_{0} + w_{0} \left[1 - \frac{\left(r - \frac{a+b}{2}\right)^{2}}{\left(\frac{a-b}{2}\right)^{2}}\right]^{2}} r dr,$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Расчет с помощью конечно-элементного метода. Расчет с помощью конечно-элементного метода проводился в программе ANSYS. В связи со сложностью реализации экстракции емкости в программе ANSYS порядок расчета зависимости емкости от давления был следующим.

- Построение твердотельной модели кольцевой диафрагмы. Исходными параметрами модели являлись внутренний и внешний радиусы и толщина диафрагмы. Для сокращения времени расчета вместо целого кольца проводилось моделирования одной четверти кольца. Воздействие оставшейся части кольца заменялось граничными условиями (рис. 3).
- Приложение граничных условий и нагрузки. В качестве граничных условий выступали закрепление по внутреннему и внешнему радиусам и граничные условия, заменяющие воздействие на четверть кольца оставшейся части. В качестве нагрузки прикладывалось давление на верхнюю поверхность модели.
- Разбиение модели на элементы и проведение расчета. При разбиении модели на элементы учитывалась толщина диафрагмы. Результатом расчета являлось смещение точек диафрагмы по оси Z (рис. 4).



Рис. 3. Диафрагма с граничными условиями

— НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 7, 2007 –



Рис. 4. Деформация диафрагмы под давлением

 Экстракция данных по смещению точек диафрагмы по оси Z в отдельный файл. Импортирование файла в Microsoft Excel и расчет емкости диафрагмы. В качестве исходных данных для расчета использовался начальный зазор между обкладками и диэлектрическая проницаемость среды. Расчет емкости преобразователя проводился по следующей формуле:

$$C = 4 \sum_{1}^{N} \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S_0}{d_0 - w_i},$$

где N — число элементов в твердотельной модели; S_0 — площадь одного элемента; d_0 — начальный зазор между обкладками; w_i — смещение по оси Z *i*-го элемента; ε — удельная диэлектрическая проницаемость среды.

После расчета емкости для данного давления давление изменялось и рассчитывался изгиб диафрагмы для нового значения. Процесс моделирования прекращался, когда максимальное смещение диафрагмы становилось больше начального зазора. Параметры диафрагмы приведены выше.

Основной интерес полученные результаты представляют с точки зрения их сравнения с результатами, полученными с помощью метода минимизации потенциальной энергии (метод Ритца). Сравнительные зависимости емкости от давления, полученные с использованием ANSYS и метода Ритца для диафрагм с внутренним радиусом 20 мкм и внешним радиусом 80 и 100 мкм, приведены на рис. 5 и 6.

Как видно на рис. 5 и 6, зависимости емкости от давления, полученные разными методами, имеют хорошее совпадение в линейной области. С точки зрения физического поведения диафрагмы в данной области доминирует изгиб, а влияние мембранных сил незначительно. Таким образом, на основании приведенных данных можно сделать вывод, что примененная функция описания изгиба диафрагмы, использованная при расчете изгиба методом Ритца, с высокой точностью описывает поведение диафрагмы в области чистого изгиба.

При увеличении смещения диафрагмы влияние мембранных сил на деформацию диафрагмы возрастает. В результате зависимость смещения от давления становится существенно нелинейной. Как можно видеть на рис. 5 и 6, зависимости емкости от давления в этой области, полученные разными методами, существенно различаются. Таким образом, в данной области точность результатов, полученных с использованием метода Ритца, невысока.

Разработка технологии изготовления преобразователя

На основе разработанной конструкции и топологии был разработан технологический маршрут изготовления преобразователя, основные этапы которого представлены на рис. 7.

Исходным материалом для изготовления емкостного датчика давления служит подложка монокристаллического кремния *n*-типа. Формирование структуры датчика начинается с формирования в подложке высоколегированного n^+ -слоя. Затем с помощью термического окисления формируют жертвенный слой SiO₂ толщиной 1 мкм (рис. 7, *a*).

На втором этапе с помощью ЖХТ проводится вскрытие окон в жертвенном слое (рис. 7, δ). Проводится термическое окисление и формируется слой SiO₂, служащий опорой для диафрагмы и обеспечивающий доступ травителя к жертвенному слою. Далее на пластину осаждается слой поликристалличе-







НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 7, 2007 -



Рис. 7. Основные этапы изготовления преобразователя давления

ского кремния, из которого впоследствии формируется диафрагма (подвижная обкладка конденсатора). Для обеспечения низкого сопротивления диафрагмы с помощью ионной имплантации легируется поликремний. С помощью ПХТ вскрываются окна к слою тонкого окисла и с помощью ЖХТ удаляется жертвенный слой. Данная операция является одной из ключевых операций технологического маршрута в силу того, что внешний радиус кольцевой диафрагмы, а следовательно, ее чувствительность, зависят от времени травления. Структура, получаемая на данном этапе, изображена на рис. 7, *в*.

Далее проводится осаждение слоя SiO₂, который запечатывает отверстия, используемые для удаления жертвенного слоя. В результате формируется анероидная коробка преобразователя (рис. 7, *г*).

С помощью фотолитографии и ЖХТ выполняется вскрытие контактных окон к верхней и нижней обкладке (рис. 7, d). Формируются контакты к обкладкам (рис. 7, e). Проводится осаждение защитного слоя и вскрытие диафрагмы и контактов (рис. 7, m). Формирование структуры преобразователя завершается разделением обкладок с помощью ПХТ (рис. 7, 3).

Изготовление и измерение характеристик преобразователя

С использованием разработанной конструкции и технологии были изготовлены экспериментальные образцы преобразователя давления.

Кристалл преобразователя имеет размер 2 × 2 мм. На кристалле расположено 16 емкостных ячеек, чув-



Рис. 8. Микрофотография емкостного преобразователя давления: *а* — общий вид кристалла; *б* — скол чувствительной ячейки



Рис. 9. Устройство калибровки емкостного преобразователя давления

ствительных к давлению, и 16 емкостных ячеек, имеющих постоянную емкость. Ячейки обоих типов соединены между собой параллельно. Для сокращения продолжительности технологического маршрута проведено совмещение ряда операций. Маршрут включает восемь операций фотолитографии.

На рис. 8 приведена микрофотография кристалла преобразователя.

Характеристики преобразователя измерялись с помощью устройства калибровки, собранного на основе программируемого конвертора "емкость напряжение" XE2004 фирмы Xemics и микроконтроллера PIC12F629 фирмы Microchip Inc (рис. 9). Для калибровки преобразователя с помощью компьютера разработана специальная программа, обеспечивающая запись и чтение параметров в регистры преобразователя XE2004, а также сохранение параметров в энергонезависимой памяти микроконтроллера; последнее позволяет восстанавливать настройки при работе в автономном режиме. Программа работает в среде MS DOS или Windows (98/ME/2K/XP), для ее работы требуется наличие свободного COM-порта.

Результаты измерения выходного напряжения от давления, полученные с использованием устройства калибровки, приведены на рис. 10. Измерения продемонстрировали работоспособность преобразователя и хорошее совпадение прямой и обратной веток — в пределах 2 мВ.

Заключение

Разработан и изготовлен интегральный емкостный преобразователь давления. Преобразователь представляет собой кольцевую поликремниевую диафрагму, жестко закрепленную по внутреннему и внешнему радиусам, и отделенную от подложки зазором.

Методом минимизации потенциальной энергии (метод Ритца) и конечно-элементным методом проведен расчет зависимости емкости преобразователя от давления. Показано, что зависимости, полученные двумя методами, имеют хорошее совпадение в рабочей области. Можно сделать вывод, что оба метода (конечно-элементный и метод Ритца) применимы для расчета зависимости емкости от давления для кольцевой диафрагмы. Конечно-элементный метод обладает высокой точностью, однако требует существенных вычислительных ресурсов и продол-



Рис. 10. Зависимость выходного напряжения от давления

жительности. Метод Ритца не является требовательным к вычислительным ресурсам, однако применим только для рабочей области зависимости. Выбор метода расчета в конкретном случае определяется назначением результатов расчета.

Разработан технологический маршрут преобразователя на основе поверхностной микрообработки. Маршрут включает восемь операций фотолитографии. За счет вытравливания жертвенного слоя от центра к периферии изготовление преобразователя существенно упрощено. В маршруте использованы стандартные процессы КМОП-технологии, что позволяет говорить о возможности интеграции преобразователя с КМОП-схемой обработки на одном кристалле.

С помощью разработанного технологического маршрута изготовлены экспериментальные образцы преобразователя со следующими размерами:

- внутренний радиус 20 мкм;
- внешний радиус 90 мкм;
- толщина диафрагмы 1 мкм;
- зазор между обкладками 1 мкм.

Проведены измерения изготовленного преобразователя с использованием конвертора "емкость напряжение" XE2004. Продемонстрирована работоспособность преобразователя и хорошее совпадение прямой и обратной веток.

Исследование выполнено при частичной поддержке РФФИ (грант № 05-02-08109 офи_n).

Список литературы

1. Ji J., Cho S. T., Zhang Y., Najafi K., Wise K. D. An ultraminiature CMOS Pressure Sensor for a multiplexed cardiovascular catheter // IEEE Transaction on Electron Devices. 1992. Vol. 39. N 10. P. 2260–2267. 2. Dudaicevs H., Kandler M., Manoli Y., Mokwa W.,

2. Dudaicevs H., Kandler M., Manoli Y., Mokwa W., Spiegel E. Surface micromachined pressure sensor with integrated CMOS read-out electronics // Sensors and Actuators. 1994. Vol. A43. P. 157–163.

3. **Rey P., Charvet P., Delaye M. T., Abou Hassan S.** A high density capacitive pressure sensor array for fingerprint sensor application // Proc. Transducers. Jun. 1997. P. 1453–1456.

4. Hierold C., Clasbrummel B., Behrend D., Scheiter T., Steger M., Oppermann K., Kapels H., Landgraf E., Wenzel D., Etzrodt D. Implantable low power integrated pressure sensor system for minimal invasive telemetric patient monitoring // Proceedings of MEMS 98. Heidelberg. 1998. P. 568–573.

5. **Тимошенко С. П.** Теория пластин и оболочек. М.: Наука, 1982.

УДК 621.363

С. П. Тимошенков, д-р техн. наук, проф., МИЭТ, А. А. Жуков, д-р техн. наук, ОАО "ЦНИИ "ЦИКЛОН", г. Москва, А. А. Захаров, МИЭТ

БИМОРФНЫЙ БАЛОЧНЫЙ АКТЮАТОР С V-ОБРАЗНЫМИ ПОЛИИМИДНЫМИ КАНАВКАМИ

Проведена расчетная оценка угла отклонения балки актюатора и времени срабатывания диморфного балочного актюатора с V-образными канавками, заполненными полиимидом. Выведены основные соотношения для расчета угла отклонения балки актюатора, связывающие угол отклонения балки с числом V-образных канавок, относительной усадкой полиимида, ТКЛР полиимида и температурой нагрева.

Введение

Работы по созданию конструкций балочного актюатора, способного обеспечить хорошую управляемость и быстродействие функциональных элементов микроэлектромеханических систем идут уже более десяти лет. За это время были изготовлены различные конструкции балочных актюаторов, действие которых основано на электростатическом, пьезоэлектрическом, магнитном и других эффектах. Анализ литературы показал, что только актюаторы, функционирующие на термостимулированном биморфном эффекте, способны обеспечивать отклонение консольной балки на угол более 15° при относительно небольших геометрических размерах [1, 2].

Одной из разновидностей конструкций биморфного балочного актюатора является конструкция актюатора с V-образными канавками, заполненными полиимидом. Данная конструкция позволяет обеспечить отклонение балки с высокой точностью [1]. Очевидно, что расширение функциональных возможностей элементов конструкции и снижение ее стоимости может быть достигнуто за счет целена-



разными канавками, заполненными полиимидом (верхний рисунок — до усадки полиимида, нижний рисунок — после усадки полиимида)

правленного выбора полиимидного материала с заданным температурным коэффициентом линейного расширения (ТКЛР) и технологии его получения и обработки [3—6]. В этой связи оценка работоспособности и характеристик биморфного балочного актюатора с V-образными канавками, заполненными полиимидом, является задачей актуальной.

Конструкция биморфного балочного актюатора с V-образными канавками, заполненными полиимидом, представлена на рис. 1. В исходном состоянии балочный актюатор представляет собой изогнутую консольную биморфную балку, выполненную в монокристаллической кремниевой пластине со сформированными V-образными канавками, заполненными полиимидом. На поверхности конструкции методами тонкопленочной технологии выполнен нагреватель в виде меандра.

Исходный контролируемый изгиб биморфной балки достигается за счет усадки полиимидного слоя в сформированных анизотропным травлением в кремниевой пластине V-образных канавках (рис. 2, a, δ), поскольку абсолютное значение усадки полиимида в широкой части V-образной канавки больше, чем в узкой части.

При подаче разности потенциалов на нагреватель за счет теплового расширения конструкционных материалов и различий в их ТКЛР биморфная балка актюатора отклоняется от исходного положения, причем угол отклонения тем больше, чем больше температура.

Оценка угла отклонения балки при различных температурах нагрева и ТКЛР полиимида

Анализ конструкции (рис. 2, a, δ) показал, что линейные размеры канавки до усадки, угол наклона и толщина кремниевой пластины h связаны следующим соотношением:

$$b = \frac{a \operatorname{tg}(57,74^\circ) - h}{\operatorname{tg}(57,74^\circ)}, \qquad (1)$$

где tg(54,74°) — тангенс угла между кристаллографическими плоскостями {100} и {111}, получаемый при анизотропном травлении кремния с ориентацией плоскости поверхности {100}; a — размер широкой части канавки; b — размер узкой части канавки.



Рис. 2. Фрагмент узла биморфного балочного актюатора с V-образными канавками, заполненными полиимидом: *а* — до усадки полиимида; *б* — после усадки полиимида

Изменение линейных размеров V-образной канавки, заполненной полиимидом, после усадки определяется выражениями

$$a_1 = a(1 - \varepsilon)$$
 и $b_1 = b(1 - \varepsilon)$, (2)

а при нагреве конструкции

$$a_1 = a(1 - \varepsilon + \alpha_T \Delta T)$$

$$\mu \ b_1 = b(1 - \varepsilon + \alpha_T \Delta T), \qquad (3)$$

где a_1 — размер широкой части канавки после усадки; b_1 — размер узкой части канавки после усадки; ε — коэффициент усадки полиимида; α_T — ТКЛР полиимида; ΔT — изменение температуры.

Поскольку линейные размеры в широкой и узкой частях V-образной канавки различны (a > b), при нагреве балочная структура будет деформироваться на угол α (рис. 2, δ).

Относительную усадку є в общем случае можно определить из соотношения

$$\varepsilon = \frac{l_2 - l_1}{l_2},\tag{4}$$

где l_1 — длина полиимидного участка после усадки; l_2 — длина полиимидного участка до усадки.

Если предположить, что относительная усадка ε однородна по всему объему V-образной канавки, и пренебречь эффектами усадки в вертикальном направлении, то выражение для угла отклонения балки актюатора будет иметь вид

$$\gamma = 35,26^{\circ} - \arcsin(\cos 54,74^{\circ}(1 - \varepsilon + \alpha_T \Delta T)). \quad (5)$$

При закреплении части конструкции с одной стороны V-образной канавки, балка с другой стороны V-образной канавки будет подниматься на угол $\alpha = 2\gamma$.

Большие углы отклонения балки актюатора при использовании конструкции с V-образными полиимидными канавками можно получить, если применять в конструкции серии V-образных канавок [1, 2, 7]. При нагреве такой структуры угол отклонения балки будет прямо пропорционален числу Vобразных полиимидных канавок в актюаторе:

 $\alpha = 2N (35,26^{\circ} - \arcsin(0,58(1 - \varepsilon + \alpha_T \Delta T))), \quad (6)$

где *N* — число V-образных канавок.

В исходном состоянии, при температуре 298 К, выражение (6) упростится и будет иметь вид

$$\alpha = 2N(90^{\circ} - 54,74^{\circ} - \arcsin(0,58(1-\varepsilon))), \quad (7)$$

где α — угол отклонения балки; ε — относительная усадка полиимида.

Таким образом, очевидно, что угол отклонения балки актюатора не зависит от толщины кремниевой пластины, и толщина пластины может быть выбрана исходя из конструкции актюатора и размеров микроэлектромеханической системы. Более толстая структура потребует более глубокой и широкой сверху V-образной канавки, что приведет к большему радиусу изгиба балки актюатора [1].

При расчетах углов отклонения балки актюатора на основе полиимида в зависимости от числа V-образных канавок, температуры и ТКЛР полиимида принимались следующие условия: усадка полиамидного материала — 25 %, нагрев — в диапазоне тем-

ператур 298...623 К, значение ТКЛР полиимида — $(2...15)10^{-5}$ К⁻¹ (ТКЛР материалов принимался постоянным и не зависящим от температуры) [5, 8].

Зависимость угла отклонения консольной балки актюатора от разности температур для актюаторов с различным числом V-образных канавок представлена на рис. 3.

Как видно из графика, зависимость носит линейный характер, с увеличением температуры нагрева и числа V-образных канавок происходит большее отклонение балки актюатора и увеличивается разница в углах отклонения балки между ее положениями в исходном и деформированном состояниях.

Для полиимидов с ТКЛР, равным $5 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ при нагреве на 100 градусов в зависимости от числа V-образных канавок (1...10), угол отклонения балки будет меняться от 0,3 до 3°. А при нагреве структуры на 350 градусов консольная балка актюатора будет отклоняться на углы в диапазоне 1,2...12°. Таким образом, максимальный угол отклонения балки актюатора между ее положениями в исходном и деформированном состояниях будет достигнут при использовании 10 V-образных канавок и составит 12°.

Зависимость угла отклонения консольной балки привода от температуры для конструкции актюатора с девятью V-образными канавками, заполненными полиимидами с различным ТКЛР, представлена на рис. 4.

График на рис. 4 и расчеты показывают значительное увеличение угла отклонения консольной балки привода α с ростом температуры *T* и ТКЛР. Все зависимости носят линейный характер, что свидетельствует о возможности управления степенью отклонения консольной балки актюатора и ее положением в пространстве путем изменения температуры нагрева, а также применения полиимида определенного состава с заранее известными свойствами. Таким образом, варьируя температуру нагрева, структуру и свойства полиимида, можно получать актюаторы с заранее известными характеристиками.

На рис. 4 представлены зависимости угла отклонения α балки биморфного балочного актюатора с







Рис. 4. Расчетные зависимости угла α отклонения балки биморфного балочного актюатора с девятью V-образными канавками для полиимидов с различными ТКЛР ((2...15) \cdot 10⁻⁵ K⁻¹) от изменения температуры ΔT

девятью V-образными канавками для полиимидов с различными ТКЛР ((2...15)10⁻⁵ K⁻¹) от изменения температуры ΔT . Из представленных данных видно, что при нагреве на 350 градусов в зависимости от значения ТКЛР угол отклонения консольной балки может составлять 4,3...35°. При использовании по-лиимида с ТКЛР = $15 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ и нагреве актюатора от комнатной температуры до 350 К угол отклонения балки изменяется в диапазоне 0,2...35°.

Оценка времени срабатывания биморфного балочного актюатора

Для оценки времени срабатывания биморфного балочного актюатора принимались следующие параметры: толщина нагревателя (материал — алюминий) $\delta_{Al} = 2$ мкм, ширина полоски нагревателя $h_{Al} =$ = 200 мкм, длина нагревателя l_{Al} = 20 мм, ρ_{Al} = = 0,0265 мкОм·м, площадь сечения нагревателя $S_{cev} = 4 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2$, расстояние между полосками нагревателя m = 440 мкм, ширина конструкции H = 3 мм, длина конструкции l = 5 мм, число V-образных канавок n = 3 (рис. 5).

Сопротивление нагревателя определяется по формуле

$$R = \rho \frac{l_{\text{Al}}}{S_{\text{ceq}}} = 1,3 \text{ Om.}$$



имидными канавками (нагреватель выполнен в виде меандра)

Оценка тепловых потерь с внешней поверхности нагревателя [9, 10]:

$$Q = q_1 S_1, \tag{8}$$

где q_1 — теплота, уходящяя с поверхности меандра во внешнюю среду; S_1 — площадь поверхности нагревателя.

Количество теплоты, уходящее с поверхности нагревателя во внешнюю среду,

$$q_1 = \frac{\Delta T_1}{\frac{1}{\alpha} + \frac{\delta'_{AI}}{\lambda_{AI}}},$$
(9)

где ΔT_1 — разность температур между T_{\max} нагревателя и *Т*_{окр.ср}; а — коэффициент теплоотдачи с поверхности, определяемый условиями естественной конвекции; λ_{Al} — теплопроводность алюминия; δ'_{Al} – толщина слоя алюминия, участвующего во внешнем теплообмене, эту толщину можно принять равной 0,58_{А1}.

Коэффициент теплоотдачи α с поверхности определяется числом Нуссельта Nu:

$$Nu = \frac{\alpha l_{xap}}{\lambda_{BO3Д}},$$
 (10)

где а — коэффициент теплоотдачи с поверхности; l_{хар} — характерный размер (в нашем случае характерный размер можно принять $l_{xap} = 0,5h_{Al}$); λ_{BO3J} — теплопроводность воздуха, $\lambda_{\text{возд}} = 2,6 \cdot 10^{-2} \text{ Bt/(M} \cdot \text{K})$ [11].

С учетом имеющихся и рассчитанных значений коэффициент теплоотдачи с поверхности нагревателя составляет $\alpha_{Al} = 52,3 \text{ BT}/(\text{M}^2 \cdot \text{K}).$

Вследствие очень малой толщины слоя алюминия, величиной б'_{Al}/λ_{Al} можно пренебречь. Тогда выражение (9) можно переписать в виде

$$q_1 = \Delta T_1 \alpha = 14379,5 \text{ BT/m}^2.$$

С учетом того, что площадь поверхности нагревателя, выполненного в виде меандра, для рассматриваемой конструкции

$$S_1 = l_{\rm Al} h_{\rm Al} = 4 \cdot 10^{-6} \,\,{\rm m}^2,$$

потери теплоты с верхней поверхности нагревателя составляют

$$Q_1 = q_1 S_1 = 57,5 \cdot 10^{-3} \text{ Bt.}$$

Потери теплоты с поверхности актюатора, не покрытой нагревателем, будут определяться средней по времени температурой этой поверхности. При нагреве от комнатной температуры до 573 К и средней температуре, свободной от нагревателя поверхности, 423 К коэффициент теплоотдачи с поверхности, не покрытой нагревателем, составляет

$$\alpha_{\rm CBO\bar{0}} = A \left(\frac{g\beta}{v^2} \operatorname{Pr}\right)^{\frac{1}{4}} \lambda_{\rm BO3J} \left(\frac{\Delta T_{\rm CP}}{l'_{\rm xap}}\right)^{\frac{1}{4}} = 35,3 \text{ BT}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}).$$

где A — константа (A = 0,5); Pr — число Прандтля (для воздуха при комнатной температуре Pr = 0,7);

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 7, 2007 -

g — ускорение свободного падения (*g* = 9,8 м/с²); β — термический коэффициент плотности (для воздуха β ≈ 1/*T* = 1/300), ΔT_{cp} — разность температур между поверхностью и средой, K; v — вязкость воздуха (при комнатной температуре v = 15,5 · 10⁻⁶ м²/с).

Конструкция актюатора и расположение меандра нагревателя таковы, что площадь свободной поверхности больше площади нагревателя примерно в 3 раза. Таким образом, для свободной поверхности количество теплоты определяется по формуле

$$q_{\rm cB,\Pi OB} = \frac{\Delta T_{\rm cp}}{\frac{1}{\alpha_{\rm cB}}} = \alpha_{\rm cB} \Delta T_{\rm cp}; \qquad (11)$$

$$q_{\rm CB,\Pi OB} = 4406,6 \text{ BT/M}^2.$$

Площадь поверхности, не покрытая нагревателем, равна $S_{\rm CB} = 3S_1 = 12 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$; потери теплоты с поверхности, не покрытой нагревателем, составляют $Q_{\rm CB} = q_{\rm CB}S_{\rm CB} = 52.9 \cdot 10^{-3}$ Вт.

Суммарное значение потерь теплоты в актюаторе, т. е. общая мощность потерь, определяется выражением

$$Q_{\text{IIOT}} = Q_1 + Q_{\text{CB}} = 110.4 \cdot 10^{-3} \text{ BT}.$$

Таким образом, потеря энергии за длительность импульса τ составит

$$\overline{Q}_{\Pi OT} = Q_{\Pi OT} \tau = 110.4 \tau \cdot 10^{-3} \, \mathrm{Дж.}$$
 (12)

Количество энергии (теплоты), которое расходуется на прогрев структуры за время импульса т

$$\overline{Q}_{\rm c} = \overline{Q}_{\rm Si} + \overline{Q}_{\rm пол} = (c_{\rm Si} m_{\rm Si} + c_{\rm пол} m_{\rm пол}) \Delta T, \quad (13)$$

где c_{Si} , $c_{пол}$ — удельная теплоемкость кремния и полиамида; *m* — масса материала.

С учетом того, что нагреватель покрывает три канавки и три кремниевых участка

$$\overline{Q}_{c} = \overline{Q}_{Si} + \overline{Q}_{\Pi O \Pi} = (c_{Si} 3 m_{Si} + c_{\Pi O \Pi} 3 m_{\Pi O \Pi}) \Delta T = 685 \cdot 10^{-3} \, \text{Дж.}$$

Уравнение теплового баланса системы при нагреве определяется по формуле

$$\overline{Q}_{\Pi OT} + \overline{Q}_{c} = P_{Harp}\tau, \qquad (14)$$

т. е. теплота, пришедшая в систему, расходуется на потери $\overline{Q}_{\text{пот}}$ ("бесполезная теплота") и на нагрев структуры \overline{Q}_{c} ("полезная теплота");

$$P_{\text{Harp}} = \frac{\overline{Q}_{\text{flot}}}{\tau} + \frac{\overline{Q}_{\text{c}}}{\tau} = Q_{\text{flot}} + \frac{\overline{Q}_{\text{c}}}{\tau} = \frac{U^2}{R}, \quad (15)$$

где $P_{\text{нагр}}$ — мощность нагревателя; U — напряжение питания нагревателя; R — сопротивление нагревателя.

Из уравнения теплового баланса следует соотношение, связывающее длительность импульса и подаваемое на нагреватель напряжение питания:

$$Q_{\text{пот}} + \frac{\overline{Q}_{c}}{\tau} = \frac{U^{2}}{R}$$
или 110,4 · 10⁻³ + $\frac{685 \cdot 10^{-3}}{\tau} = \frac{U^{2}}{1,3}$.

На рис. 6, *a*, *б* представлены графики, показывающие зависимость времени отклонения балки актюатора от подаваемого напряжения при нагреве. Как видно из графиков, это время очень мало и, например, при напряжении 100 В составляет всего $9 \cdot 10^{-5}$ с.

При охлаждении потери теплоты с поверхности рассчитываются несколько иначе, чем при нагреве. В этом случае необходимо исходить из того, что по поверхности нет резких перепадов температуры, и поток охлаждающей среды формируется одинаково по всей площади поверхности структуры. При охлаждении учитывается средний теплообмен по всей поверхности конструкции балки как с верхней, так и с нижней стороны (коэффициент теплоотдачи α принимаем одинаковым для верхней и нижней поверхностей) при характерном размере l'_{xap} , равном 0.5*H*, и средней температуре *T*_{cp} = 398 K:

$$\alpha'_{\Pi OT} = A \left(\frac{g\beta}{v^2} \Pr \right)^{\frac{1}{4}} \lambda_{\text{BO3H}} \left(\frac{\Delta T_{\text{cp}}}{l'_{\text{xap}}} \right)^{\frac{1}{4}} = 20,6 \text{ BT}/(\text{M}^2 \cdot \text{K}).$$

Значение потерь теплоты с поверхности составит

$$Q'_{\text{пот}} = \alpha'_{\text{пот}} (T_{\text{cp}} - T_{\text{воз}}) 2S = 61.9 \cdot 10^{-3} \text{ Br}.$$

Далее оценим утечки теплоты по основанию балки за счет продольного распространения теплоты. Средний по времени поток теплоты за счет продольной теплопроводности по балке можно оценить по формуле

$$q = \frac{\Delta T(l_{6a\pi})}{\sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}} = 0,0437 \text{ Br/m}^2,$$





НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 7, 2007 –

где $\Delta T(l_{\text{бал}})$ — средний по времени температурный напор по длине балки.

Потеря теплоты за счет продольной теплопроводности по балке, усредненная за весь интервал времени охлаждения, равна

$$\overline{Q}_{\Pi POJ} = qF_{cey} = qHh = 31.5 \cdot 10^{-3} \text{ Bt},$$

где F_{ceq} — площадь поперечного сечения балки; H — ширина балки; h — толщина балки.

Как видно, продольные потери теплоты в принимаемой конструкции невелики по сравнению с потерями за счет теплообмена. Это связано с тем, что продольное распространение теплоты по балочному элементу затруднено тем, что слои полиимида, имеющего значительно меньшую теплопроводность в сравнении с кремнием, будут создавать в этом направлении большое термическое сопротивление.

Далее из уравнения теплового баланса системы при охлаждении можно получить время охлаждения:

$$\overline{Q}'_{\Pi OT} + \overline{Q}_{\Pi POJ} = \overline{Q}_{c},$$

или

$$Q'_{\text{пот}} + Q_{\text{прод}} = \frac{\overline{Q}_{c}}{\tau}$$
, откуда
 $\tau = \frac{\overline{Q}_{c}}{Q'_{\text{пот}} + Q_{\text{прод}}} \approx 6.8 \text{ c.}$

Как можно видеть, при полном цикле работы данной конструкции актюатора основное время затрачивается на охлаждение структуры и возвращение балки актюатора в исходное положение.

Заключение

Таким образом, проведена расчетная оценка угла отклонения балки актюатора и времени срабатывания биморфного балочного актюатора с V-образными канавками, заполненными полиимидом. Выведены основные соотношения для расчета угла отклонения балки актюатора, связывающие угол отклонения балки с числом V-образных канавок, относительной усадкой полиимида, ТКЛР полиимида и температурой нагрева.

Показано, что при нагреве на 100 градусов угол отклонения балки составляет $0,3...3^{\circ}$, а при нагреве на 350 градусов он равен $1,2...12^{\circ}$ в зависимости от числа V-образных канавок (1...10). Для актюатора с девятью канавками при нагреве на 350 градусов при использовании полиимида с ТКЛР, равным (2...15) $\cdot 10^{-5}$ K⁻¹, угол отклонения балки может изменяться в диапазоне $4,3...35^{\circ}$. При использовании

полиимида с ТКЛР, равным $15 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, и нагреве актюатора от комнатной температуры до 350 К угол отклонения балки изменяется в диапазоне 0,2...35°. При этом время срабатывания при нагреве актюатора составляет 10 мкс, а при охлаждении — 6,8 с.

Угол отклонения балки не зависит от толщины кремниевой пластины и толщина пластины может быть выбрана исходя из конструкции привода и габаритных размеров микроэлектромеханической системы.

Представленные расчеты могут быть использованы для обоснованного выбора конструктивно-технологического варианта биморфного балочного актюатора с V-образными канавками, заполненными полиимидом.

Список литературы

1. **Thorbjörn Ebefors.** Polyimide V-groove joints for three — dimensional silicon transducers // Thesis for the degree of Doctor of Philosophy at the Royal Institute of Technology. Stockholm, 2000.

2. Захаров А. А. Разработка методики изготовления и расчет модели биморфного микроэлектромеханического балочного актюатора // Тезисы докладов 12-ой Всероссийской межвузовской научно-технической конференции студентов и аспирантов. "Микроэлектроника и информатика – 2005". М.: Изд. МИЭТ, 2005.

3. **Merck.** Merck application booklet for HTR-3 polyimides. Product description of the Selectilux HTR Program, 1989.

4. Жуков А. А. Физико-химические и технологические основы получения полиимидных структур для микроэлектронных устройств, устройств микромеханики и микросенсорики // Диссертация на соискание научной степени доктора технических наук, "МАТИ" — РГТУ им. К. Э. Циолковского, ОАО ЦНИИ "ЦИКЛОН", Москва, 2003.

5. Бессонов М. И., Котон М. М., Кудрявцев В. В. Лайус Л. А. Полиимиды — класс термостойких полимеров. Л.: Наука, 1983. 328 с.

6. Becker G. W., Braun D., Bottenbruch L. Hochleistungskunststoffe Polyarylate, Thermotrope, Polyester, Polyimide, Polyetherimide, Polyamidimide, Polyarylensulfide, Polysulfone, Polyetheretherketone. Kunststoffhandbuch Band 3/3. Technische Thermoplaste. Band-Herausgeber: Dr. Ludwig Bottenbruch, Krefeld, 1993. 427 s.

7. Захаров А. А., Симонов Б. М., Жуков А. А. Расчет конструкций балочных микроэлектромеханических актюаторов с различными типами активации движения // Материалы V международной научно-технической конференции. "Электроника и информатика — 2005". Часть 1. М.: Изд. МИЭТ, 2005. С. 71.

8. Malay K. Ghosh, Mittal K. L. Polyimides: fundamentals and applications. New York: Marcel Dekker, Inc., 1996. 891 p.

9. **Кутателадзе С. С.** Основы теории теплообмена. Изд. 5-е, перераб. и доп. М.: Атомиздат, 1979. 416 с.

10. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача: Учебник для ВУЗов. 4-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоиздат, 1981. 416 с.

11. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963. 708 с.

Ю. В. Соловьев¹, канд. техн. наук, **В. В. Волков**¹, **С. Е. Александров**², д-р хим. наук, **А. Б. Спешилова**² ¹ ЗАО "Светлана-Электронприбор", г. Санкт-Петербург, ² ГНЦ ЦНИИ "Робототехники и технической кибернетики", г. Санкт-Петербург

МЭМС-ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ РЕЗИСТИВНО-ЕМКОСТНОГО ТИПА

С помощью планарной технологии микроэлектроники изготовлен МЭМС переключатель резистивно-емкостного типа. На основании экспериментальных исследований разработана конструкция и технология изготовления планарной, металлической мембраны с применением фоторезиста в качестве "жертвенного" слоя. Проведены измерения электрофизических параметров переключателя на низкой частоте. Разработанный переключатель резистивно-емкостного типа может быть использован в качестве элементной базы для ВЧ и СВЧ диапазона длин волн.

Постоянное повышение требований к гибкости и сложности беспроводных ВЧ и СВЧ систем при одновременном уменьшении их массы, габаритных размеров и потребляемой мощности стимулирует разработку новых технологий, одной из которых является технология микроэлектромеханических систем (МЭМС).

Механические микропереключатели представляют интерес ввиду незначительного потребления энергии, хорошей развязки по входам/выходам линий передачи высокочастотного сигнала, малых резистивных потерь и большой коммутируемой мощности в ВЧ и СВЧ трактах. МЭМС-переключатели различаются по конструкции (с кантиливером, мембраной, биметаллическим сплавом, многополюсные) [1, 2], по принципу действия исполнительного механизма (электростатические, пьезоэлектрические, магнитные) [3-5], а также по типу используемого контакта (резистивные и с емкостной связью) [6, 7].

Особый интерес представляют электростатические МЭМС-переключатели, которые освоены лучше других в области ВЧ и СВЧ техники [8—11], а применение традиционной технологии изготовления полупроводниковых приборов позволяет обеспечить их серийное производство.

В представленной работе рассматриваются вопросы конструкции, технологии изготовления и измерения электрофизических параметров электростатических МЭМСпереключателей резистивно-емкостного типа.

Конструкция и технология изготовления МЭМС-переключателя резистивно-емкостного типа

Конструкция МЭМС-переключателя резистивно-емкостного типа представлена на рис. 1.

Основой прибора является металлическая мембрана, расположенная над центральными коммутируемыми и управляющими электродами с диэлектрическим слоем.

Принцип действия переключателя состоит в следующем: при прикладывании постоянного напряжения между мембраной и управляющими электродами, мембрана притягивается к электродам за счет электростатических сил, замыкая при этом центральные электроды. После отключения напряжения мембрана возвращается в исходное положение.

На первой стадии изготовления переключателя осуществлялось формирование электродов и оснований мембраны на диэлектрической подложке с применением вакуумно-термического напыления (BTH) металлов Cr/Au, толщиной 0,3 мкм и технологии "взрывной" фотолитографии. В качестве подложек применяли полуизолирующий арсенид галлия и ситалл. Диэлектрический слой двуокиси кремния толщиной 0,15 мкм формировался плазмохимическим осаждением из газовой фазы. Заданный топологический рисунок на управляющих электродах создавался с применением жидкостного травления. С помощью "жертвенного" фоторезистивного слоя, технологических процессов ВТН и гальванического осаждения Аи на высоте 1 мкм над электродами формировался основной элемент конструкции переключателя металлическая двухслойная мембрана толщиной 1 мкм. Ширина мембраны была выбрана таким образом, чтобы обеспечить перекрытие зазора между коммутируемыми электродами. По всей площади мембраны были сформированы сквозные отверстия диаметром 5 мкм, что позволило существенно упростить удаление "жертвенного" фоторезистивного слоя.

Одна из основных технологических операций изготовления МЭМС-переключателя — удале-



Рис. 1. Конструкция МЭМС-переключателя резистивно-емкостного типа

Таблица 1

ние "жертвенного" слоя. В ходе проведения технологических исследований было установлено, что при удалении "жертвенного" слоя в жидкостных растворах (диметилформамид, ацетон, смесь диметилформамида и моноэтанола) мембрана за счет действия капиллярных сил притягивается к электродам, в результате чего возникает эффект залипания. Принимая это во внимание, был разработан технологический процесс удаления "жертвенного" фоторезистивного слоя плазмохимическим травлением в среде кислорода. После удаления фоторезиста мембрана становилась свободной и способной двигаться вверх и вниз к электродам под воздействием приложенного постоянного напряжения.

На рис. 2 и 3 приведены фотографии фрагмента мембраны и переключателя, изготовленных по разработанной технологии.

Основным рабочим элементом приборов является тонкая металлическая мембрана, расположенная на определенной высоте над поверхностью электродов. Для ее изготовления применяется технология так называемого "жертвенного" слоя. Параметры этого слоя, а именно, шероховатость, планар-



Рис. 2. Фрагмент мембраны МЭМС-переключателя



Рис. 3. МЭМС-переключатель резистивно-емкостного типа

Режимы процесса термообработки фоторезистивных слоев, применявшиеся
в ходе работы

Обозначе- ние режима	Первая ступень		Вторая ступень		Третья ступень	
	<i>T</i> , °C	Время, мин	<i>T</i> , °C	Время, мин	<i>T</i> , °C	Время, мин
I II III	90 90 90	30 30 30	 120 120		 145	 20

ность и высота, влияют на рабочие характеристики формируемой на нем мембраны, и, соответственно, и всего прибора в целом. Одним из нежелательных эффектов, возникающих при работе переключателя, является эффект залипания возникновение нежелательного контакта мембраны с электродами. Этот эффект в значительной степени зависит от шероховатости соприкасающихся плоских поверхностей мембраны и электродов. Наличие большой шероховатости также вызывает сильное ухудшение рабочих характеристик прибора. В работе [9] показано, что при размере шероховатости более 10 нм происходит уменьшение емкости в нижнем положении мембраны более чем на 65 %, а для получения оптимального соотношения рабочих характеристик шероховатость поверхностей не должна превышать 4 нм. Таким образом, задача формирования элементов, имеющих минимальные неровности соприкасающихся поверхностей, играет одну из решающих ролей в технологии такого рода приборов.

Исследование морфологии поверхности пленок проводили методами сканирующей зондовой микроскопии с помощью СЗМ Solver P 47-PRO (НТ-МДТ, Зеленоград, Россия). Изучение морфологии поверхности электродов показало, что их шероховатость находится в пределах 0,5 нм. А планарность и шероховатость нижней поверхности мембраны определяется морфологией поверхности жертвенного слоя, на котором она формируется.

В качестве жертвенных слоев в работе использовались позитивные отечественные фоторезисты ФП 91-20 и ФП 4-04В. Помимо того, что фоторезисты хорошо вписываются в существующую планарную технологию, использование их в качестве жертвенных слоев, в отличие от часто применяемых полиимидных [12], позволило значительно снизить температуру и время проведения процессов формирования и удаления жертвенного слоя.

В представленной работе исследовалось влияние режимов термообработки и плазмохимического травления на шероховатость поверхности фоторезистивных пленок.

Формирование пленок фоторезистов осуществляли методом центрифугирования. Далее их подвергали предварительной сушке. После чего осуществляли процессы экспонирования и проявления. Конечную термообработку пленок проводили при различных температурах. Режимы термообработки приведены в табл. 1.

Шероховатость поверхности определялась на основании автоматического статистического анализа СЗМ-изображений поверхности полимерных пленок в пяти точках. В табл. 2 приведены значения средней шероховатости поверхности пленок после различных режимов задубливания.

Высокая температура термообработки (режим III) по-видимому ведет к появлению дополнительных механических напряжений в пленках фоторезистов, что, в свою очередь, может вызвать появление дефектов в углах и на краях участков фоторезиста, поэтому для даль-

Таблица 2

Средняя шероховатость поверхности пленок фоторезистов после различных режимов задубливания

Режим	Средняя шероховатость, нм		
обра-	Пленки	Пленки	
ботки	ФП 4-04В	ФП 91-20	
I	1	1	
II	1	1,1	
III	1,1	1,2	

Таблица 3

нейших исследований были выбраны низкотемпературные режимы (I, II) задубливания фоторезистов.

Используемый метод нанесения пленок позволяет получать пленки с погрешностью ± 10 % по высоте, чего явно недостаточно при создании ВЧ МЭМС-переключателей резистивно-емкостного типа. Поэтому для формирования структур прецизионной толщины проводили плазмохимическую обработку фоторезистивных слоев. Процесс осуществляли в установке ФР 08 ПХО 100Т-004 в плазме кислорода (5,24 МГц, рабочее давление 50 Па).

С увеличением времени травления значение шероховатости поверхности пленок фоторезистов увеличивалось от 1 до 16 нм. На рис. 4 показана тенденция изменения шероховатости поверхности от времени плазмохимической обработки. Из рисунка видно, что средняя шероховатость пленок ФП 91-20 с увеличением времени травления увеличивается быстрее, это вероятно связано с некоторыми различиями в составе полимерных композиций фоторезистов.

Для фоторезистов, подвергшихся термообработке при 90 °С, шероховатость поверхности при одном и том же времени травления имеет большее значение, чем для пленок, подвергавшихся двухступенчатой термообработке. Для



Параметры	Диод Шоттки на основе GaAs	PIN диод на основе InP	МЭМС-электро- статический пере- ключатель
Напряжение, В Ток, мА Сопротивление, Ом Время переключения, с Коэффициент перекрытия (C ₀ /C _{max})	13 510 510 3.10-91.10-8 -	$13 510 36 (68) \cdot 10^{-7}$	$27301 \cdot 10^{-5}13< 30056$

получения поверхности с шероховатостью не более 4 нм для исследованных фоторезистивных составов при этих режимах термообработки время травления в общем случае не должно превышать 30...40 с. В ходе исследований были выработаны оптимальные условия получения жертвенных слоев прецизионной толщины с минимально возможной шероховатостью.

Исследование электрофизических параметров МЭМС-экспериментальных образцов

Для проведения измерений электрофизических характеристик МЭМС-переключателя на низкой частоте применялось следующее измерительное оборудование: источник питания постоянного тока ИП 47В; зондовая установка "Резеда"; измеритель универсальный ППП Л2-56; измеритель L, C, R



Рис. 4. Тенденция изменения шероховатости поверхности пленок фоторезисторов от времени плазмохимического травления

цифровой Е7-12; вольтметр универсальный В5-47; низкочастотный генератор импульсов Г5-54.

Постоянное напряжение смещения, при котором происходило замыкание мембраны на коммутируемые электроды, находилось в интервале 27...30 В, а достигаемое контактное сопротивление составило 1...3 Ом. Измерение емкости проводилось между электродами смещения и мембраной. При отсутствии напряжения смещения емкость имела значения в интервале 0,05...0,055 пФ, при замыкании мембраны — 0,28...0,3 пФ. Отношение значений емкости до полачи напряжения смешения и после замыкания мембраны на управляющий электрод (коэффициент перекрытия) составило 5-6. Полученные в ходе измерений значения коэффициента перекрытия позволяют разработать конструкцию и технологию изготовления электростатического МЭМС-переключателя емкостного типа и применить данный микромеханический элемент в качестве альтернативы полупроводниковым варакторам в ВЧ и СВЧ тракте.

С помощью низкочастотного генератора импульсов Г5-54 была проведена оценка времени срабатывания МЭМС-переключателя резистивно-емкостного типа, это время составило менее 3 мс.

Полученные значения контактного сопротивления коммутируемых электродов в замкнутом состоянии и коэффициент перекрытия по емкости на электродах управления имеют согласование по электрофизическим параметрам с полупроводниковыми ограничительными диодами [13, 14]. В табл. 3 приведены сравнительные характеристики разработанного МЭМС-переключателя и ограничительных полупроводниковых диодов.

Заключение

С применением планарной технологии изготовления полупроводниковых приборов разработан и изготовлен МЭМС-переключатель резистивно-емкостного типа. На основании экспериментальных данных разработан технологический режим формирования "жертвенного" фоторезистивного слоя заданной толщины, обеспечивающий планаризацию основного элемента конструкции прибора — мембраны. Полученные в ходе проведения измерений электрофизические параметры МЭМСпереключателя на низкой частоте позволяют надеяться на возможность применения электростатических МЭМС-переключателей в качестве альтернативной элементной базы в ВЧ и СВЧ устройствах.

Список литературы

1. Campbell T. MEMS switch technology approaches the ideal switch // Journal of Applied microwave and Wireless. 2001. Vol. 13. № 5. P. 100–107.

2. Chang C., Chang P. Innovative micromachined microwave switch with very low insertion loss // Sensors and Actuators. 2000. Vol. 79. P. 71–75. 3. Taylor W. P., Brand O., Allen M. G.

3. Taylor W. P., Brand O., Allen M. G. Fully integrated magnetically actuated micromachined relays // Journal of Microelectromechanical systems. 1998. Vol. 7. \mathbb{N} 2. P. 181–191.

4. Sadler D. J., Liakopoulos T. M., Ahn C. H. A universal electromagnetic micromotor using magnetic interconnection concepts // Journal of Micromechanical Systems. Vol. 9. № 4. P. 460–468.

 Drake J., Jerman H., Lutze B., Stuber M. An electrostatically actuated micro-relay // Proc. of transducers'95 Erosensors IX, IEEE, Piscataway. 1995.
 NJ (USA). P. 380–383.
 6. Pacheco S., Nguyen C. T.-C.,

6. Pacheco S., Nguyen C. T.-C., Katehi L. P. B. Micromechanical electrostatic K-band switch // Proc. of IEEE MMT-S, IEEE Piscataway. 1998. NJ (USA). P. 1569–1572.

7. Poltz F., Michaelis S., Aigner R. A low voltage torsional actuator for application in RF microswithes // Sensors and Actuators. 2001. Vol. 92. \mathbb{N}_{2} (1–3). P. 312–317.

8. Zavracky P. M., Majumdar S., McGruer N. E. Micromechanical switches fabricated using nickel surface micromachining // Journal of Microelectromechanical Systems. 1997. Vol. 6. № 1. P. 3–9.

9. Варадан В., Виной К., Джозе К. ВЧ МЭМС и их применение // М.: Техносфера, 2004. № 1. 207 с.

10. Randall J. N., Goldsmith C., Denniston D., Lin T.-H. Fabrication of micromechanical switches for routing radio frequency signals // Journal of Vacuum Science Technology. 1996. Vol. 16. \mathbb{N}_{2} 6. P. 3692-3696.

11. Goldsmith C., Lin H. T., Powers B., Wu W. R., Norvell B. Micromachined membrane switches for microwave applications // Proc. of IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium 1995. IEEE Piscataway, 1995. NJ (USA). P. 91–94.

12. Жуков А. А., Здобников А. Е., Тарасов В. В. и др. Микромашинная технология формирования мостиковых структур микроболометрической матрицы формата 64 × 64 // Прикладная физика. 2003. № 3. С. 48—51.

13. Pavlidis D., Alekseev E., Hong K., Cui D. InP-based millimeter-wave PIN diodes for switching and phase-shifting applications // Solid-State Electronics. 1997. V. 41. № 10. P. 1635–1639.

14. **Тихонюк В., Бражник В.** Быстродействующие бескорпусные диоды // Электроника: Наука, технология, бизнес. 1997. № 1. С. 25–27.

УДК 681.587

Ю. А. Мефедова, **В. В. Власов**, д-р техн. наук, проф., **А. В. Власов**, канд. техн. наук, Балаковский институт техники, технологии и управления

Саратовского государственного технического университета

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В ОСНОВЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЕКТРОГИДРАВЛИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

Описана возможность использования магнитных жидкостей для построения чувствительных элементов электрогидравлических устройств. Для этого магнитная жидкость помещается в упругую эластичную оболочку, которая деформируется под действием внешнего магнитного поля, синтезируемого в соответствующей конфигурации. При этом изменяются гидравлическое сопротивление проточных частей и выходные расходы устройств.

Наиболее известными и распространенными способами преобразования электрического сигнала в гидравлический является механизм, использующий промежуточное механическое звено. Типичными представителями устройств данного класса являются золотниковые элементы, устройства типа "сопло—заслонка" и многие другие. Механическое звено в целом малонадежно и недолговечно, так как вследствие сухого трения и зазоров появляются зоны нечувствительности, инерционность и колебательность, заклинивание в результате деформаций.

Новый этап в разработке электрогидравлических элементов произошел с развитием отрасли автоматики — электрогидродинамики. Использование основ гидродинамики с наложением эффектов электрических сил и основ электродинамики с учетом влияния движущихся сред на электрические поля позволило непосредственно преобразовывать электрические сигналы в гидравлические или пневматические, и, наоборот, без применения подвижных механических и электромеханических элементов. Разработан целый класс устройств, использующих в качестве принципа электрогидродинамического управления взаимодействие механических (пондеромоторных) сил, возникающих в сильных электрических полях заряженных или поляризованных жидкостей и газов, с соизмеримыми с ними гидро- и газодинамическими силами [1]. К ним относятся струйные электрогидравлические элементы с отклонением или соударением струй, с изменением режима течения или профиля скорости струи, с изменением параметров закрученного потока и с изменением точки отрыва пограничного слоя. Данные элементы более надежные ввиду отсутствия механических подвижных частей и простые в изготовлении. Недостаток данного класса устройств — необходимость использования высоких напряжений ~10...30 кВ.

Определенную нишу между двумя описанными механизмами занимают устройства, в которых используется механизм преобразования электрического сигнала в изменение размеров упругих эластичных элементов, изменяющих гидравлическое сопротивление устройства. Так, известен регулятор, в котором используется кольцевая мембрана из эластичного непроницаемого материала. Эта мембрана прилегает к соплу, и ее размеры изменяются источником сжатого воздуха [2]. Использование дополнительного источника воздуха экономически неэффективно при построении САУ.

В другом устройстве используется заслонка, которая представляет собой выпуклую (вогнутую) термоупругую мембрану, закрепленную в корпусе по периметру [3]. Зазор между мембраной, являющейся термочувствительным элементом, и выходным отверстием камеры регулируется внешним нагревателем. Описанное устройство для регулирования расхода предложено авторами для создания миниатюрных устройств, работающих в системах управления микропотоками (до 50 мм/ч). Внешние тепловые воздействия могут носить случайный характер достаточно высокой степени, что ограничивает область использования. Сенсор, основой которого является магнитная жидкость, представляет иной, более перспективный, способ построения регулирующих элементов.

Особенности использования описываемого способа заключаются в свойствах магнитной жидкости, представляющей собой жидкую основу с твердой магнитной фазой. Магнитная объемная сила $F_{\rm M}$ определяет степень воздействия стационарного неоднородного магнитного поля на магнитную жидкость, которое прежде всего заключается в перемещении объема магнитной жидкости в область более сильного поля [4]:

$$F_{\rm M} = \mu_0 M \nabla H$$
,

где ∇H — градиент напряженности магнитного поля, А/м²; μ_0 — магнитная постоянная, $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м;

М — намагниченность магнитной жидкости, А/м.

Это обстоятельство позволяет перемещать магнитную жидкость с помощью магнитного поля соответствующей конфигурации. Если поместить магнитную жидкость в упругую эластичную оболочку, образуется так называемый магнитожидкостный сенсор, управляемый внешним электромагнитным полем.

Использование чувствительных элементов на основе магнитных жидкостей реализовано авторами при разработке описанных ниже устройств.

На рис. 1 представлен электрогидравлический регулятор потока с магнитожидкостным сенсором [5]. Рабочий поток жидкости подается в устройство по входному патрубку 3 и далее в проточную часть 4 устройства. От источника управляющего напряжения подается сигнал на управляющую катушку 1. Под действием внешнего электромагнитного поля магнитожидкостный сенсор 6 изменяет свою форму. В связи с этим происходит деформация пространства проточной части, что приводит к изменению расхода рабочей жидкости на выходе регулятора потока 5.

На рис. 2 представлен электрогидравлический вихревой регулирующий элемент, в котором также использована магнитная жидкость для преобразования электрического сигнала в гидравлический [6]. Для изменения гидравлического сопротивления вихревой камеры 4



Рис. 1. Электрогидравлический регулятор потока:

1 — управляющая катушка; 2 — корпус; 3 — входной канал; 4 — проточная часть; 5 — выходной канал; 6 — магнитожидкостный сенсор



Рис. 2. Электрогидравлический вихревой регулирующий элемент: 1 — канал управления; 2 — канал питания; 3 — обтекатель с магнитной жидкостью;

I — канал управления; 2 — канал питания; 3 — обтекатель с магнитной жидкостью; 4 — вихревая камера; 5 — металлический корпус; 6 — катушка; 7 — полый сердечник (выходной канал)

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 7, 2007 -

на торцевой крышке, расположенной напротив выходного отверстия 7, выполненного в виде полого сердечника катушки 6, расположен цилиндрический обтекатель З. В обтекателе размещена магнитная жидкость, изолированная от рабочего потока вихревой камеры гибкой упругой полусферической оболочкой. Основание сенсора и выходной штуцер являются торцами магнитной системы, образованной металлическим корпусом устройства 5. При подаче управляющего сигнала на катушку в вихревой камере, являющейся зазором магнитной воздушным системы, синтезируется неоднородное магнитное поле. В результате этого в области выходного отверстия камеры формируется более сильное поле, куда перемещается магнитная жидкость, деформируя упругую оболочку. Изменение размеров обтекателя приводит к росту гидравлического сопротивления камеры и выходного закрученного потока устройства.

Описанные устройства реализованы в виде макетных образцов, проведены экспериментальные исследования на "сухой" и "мокрой" камерах при отсутствии и наличии рабочих потоков соответственно, подтверждающие возможность использования магнитных жидкостей для синтеза чувствительных элементов.

Список литературы

1. Денисов А. А., Нагорный В. С. Электрогидро- и электрогазодинамические устройства автоматики. Л.: Машиностроение, 1979. 288 с. 2. А. с. 220629 СССР, М. Кл. F15 С1/04/ В. М. Дворецкий (СССР). Способ управления струйными элементами.

3. А. с. 1401443 СССР, М. Кл. F15 С4/00 Устройство для регулирования расхода/ Г. В. Любимова, Б. А. Мартынова, В. Ю. Рыжнева (СССР).

4. Фертман В. Е. Магнитные жидкости: Справочное пособие. Минск: Выш. шк., 1988. 184 с.

5. Власов А. В., Косырев С. П. Электрогидравлический регулятор потока с упругооболочечным магнитожидкостным сенсором // Современные проблемы электрофизики и электродинамики жидкостей: Сб. докл. VII Междунар. науч. конф. / СПбГУ, Ин-т механики МГУ. СПб, 2003. С. 66—69.

6. **Мефедова Ю. А.** Магнитожидкостный сенсор электрогидравлического вихревого регулирующего элемента // Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей: Сб. докл. VIII Междунар. науч. конф. / СПбГУ, Ин-т механики МГУ. СПб, 2006. С. 259—262.

УДК 620.18

А. В. Пурий, А. С. Батурин, канд. физ.-мат. наук, **Е. П. Шешин**, д-р физ.-мат. наук, **П. В. Шерстнев**, Московский Физико-технический институт (государственный

университет)

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ КАЛИБРОВКА КАНТИЛЕВЕРА МАГНИТНО-СИЛОВОГО МИКРОСКОПА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОВОДОВ С ТОКОМ

Представлен принципиально новый метод калибровки зонда магнитно-силового микроскопа, с помощью которого описывается взаимодействие зонда и исследуемых магнитных структур.

Представленный метод применим для исследования любых образцов и не зависит от параметров сканирования.

Основная идея состоит в определении удельной намагниченности покрытия зонда и проведении расчета силы и градиента силы, вызванной взаимодействием между тестовым образцом и магнитным покрытием зонда.

Магнитно-силовая микроскопия (МСМ) является одним из методов сканирующей зондовой микроскопии. Для исследования магнитных свойств поверхности образца применяется острый зонд с магнитным покрытием, расположенный на конце кремниевой балки (кантилевер). Зонд располагают вблизи от поверхности исследуемого образца и приводят в колебательное движение. Силовое взаимодействие зонда с магнитным полем образца вызывает изменение резонансной частоты или фазовый сдвиг колебаний. Детектируя такие изменения, можно получить картину распределения магнитных полей по поверхности образца [1, 2].

Магнитно-силовая микроскопия широко применяется при изучении доменов магнитных носителей информации [3], магнитных бактерий [4], различных наномагнитных структур [5, 6] и их поведения в присутствии магнитных полей [7]. МСМ стала простым и мощным способом получения качественных изображений субмикронных магнитных структур. Тем не менее, важна количественная интерпретация результатов, позволяющая давать точную оценку напряженностей магнитных полей, создаваемых исследуемым образцом. Для такой интерпретации необходимо знать, как зонд взаимодействует с магнитным полем образца, т. е. иметь представление о магнитных свойствах зонда.

Эту информацию позволяет получить калибровка зондов, для проведения которой применяются тестовые структуры с известными напряженностью и распределением магнитного поля. Такие тестовые структуры представляют собой проводящие кольца или провода с характерными размерами порядка нескольких микрометров, по которым течет ток. Магнитный зонд располагается вблизи проводов или над центром кольца. В зависимости от того, в каком направлении протекает ток, на зонд действует притягивающая или отталкивающая сила, пропорциональная силе тока.

В последнее время распространены методы калибровки, основанные на предположении, что зонд

магнитно-силового микроскопа можно представить как эффективный точечный магнитный диполь или магнитный монополь. Калибровка состоит в измерении силы взаимодействия магнитного зонда с тестовой структурой, с последующим подбором значения диполя (монополя) для наилучшего согласования экспериментальных данных с результатами расчета [8, 9, 10]. Недостаток такого метода состоит в том, что расположение диполя и его значение зависят от параметров сканирования (расположения зонда относительно источника магнитного поля и характерного масштаба спадания магнитного поля). В связи с этим для различных образцов требуется пересчет параметров приближения зонда (монопольного и дипольного моментов, их расположения относительно нижней части зонда), заключающийся в построении емких таблиц и графиков, уникальных для каждой отдельной тестовой структуры.

В данной работе описывается другой метод калибровки, применимый для исследования любых образцов и не зависящий от параметров сканирования. Основная идея состоит в определении удельной намагниченности покрытия зонда. Зонд представляется в виде однородно намагниченного объекта по всему объему магнитного покрытия. Проводится расчет силы и градиента силы, вызванной взаимодействием между тестовым образцом и магнитным покрытием зонда. В рамках данной статьи при расчете взаимодействия с магнитным полем образца геометрия зонда представлена в виде приближения конусом.

При данной калибровке также рассчитывается взаимодействие зонда с магнитным полем описанной выше тестовой структуры. На первом этапе вычисляется магнитное поле от провода с током в каждой точке пространства. На втором этапе проводится расчет силы и градиента силы взаимодействия элементарных объемов покрытия зонда с полем образца, которые затем суммируются по всему объему покрытия. Зная градиент силы взаимодействия, мы можем вычислить изменение фазы колебаний зонда при проведении МСМ измерения.

Первый этап

Рассмотрим распределение магнитного поля в пространстве, создаваемое прямоугольным проводником с плотностью тока *j*, длиной *L*, шириной *w* и толщиной *h*. Поперечное сечение разбивается на бесконечное число нитей сечением dS = dx dz (рис. 1). Тогда магнитное поле, создаваемое каждой элементарной нитью в точке $A(x_0, z_0)$, в соответствии с за-

коном Био-Саварра ($B = \frac{2I}{cR}$, где R — расстояние от

нити; *I* — ток, протекающий по нити; *с* — скорость света) определяется выражениями (п. 1.1, см. Приложение).

Суммарное магнитное поле в точке $A(x_0, z_0)$ вычисляется путем интегрирования выражения (п. 1.1) по всему поперечному сечению проводника.

Магнитное поле, его первая и вторая производные вдоль осей X и Z определяются выражениями (п. 1.2, см. Приложение).



Рис. 1. Поперечное сечение прямоугольного проводника

Сила, действующая на магнитный кантилевер, и ее производная вычисляются путем интегрирования силы, действующей на элементарный объем, по всему объему магнитного покрытия зонда. Выражения силы и ее производной, действующей в направлении *z*, будут иметь вид

$$F = \int_{V_c} \left(M_x \frac{\partial H_x}{\partial z} + M_y \frac{\partial H_y}{\partial z} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right) dV;$$

$$\frac{\partial F}{\partial z} = \int_{V_c} \left(M_x \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + M_y \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + M_z \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \right) dV, \quad (1)$$

где H_x , H_y , H_z — компоненты вектора магнитного поля исследуемого образца; M_x , M_y , M_z — компоненты вектора намагниченности покрытия зонда; V_c — объем магнитной пленки [8, 10].

Второй этап

В нашей модели зонд имеет радиус R, длину L, угол раствора θ и покрыт ферромагнитной пленкой с толщиной H_{film} и намагниченностью M (рис. 2). Вначале вычисляется сила и ее производная, действующая на сферическую часть зонда. Затем вычисляется сила, действующая на остальную часть зонда, геометрия которой упрощена до усеченного конуса.



Рис. 2. Сечение конического зонда, покрытого ферромагнитной пленкой. Вектор r_0 имеет координаты (x_0, y_0, z_0)

Для сферической части зонда сила и производная силы вдоль оси *z* вычисляются в соответствии с формулами (1), а результат расчета представлен формулами (п. 3, см. Приложение).

Для вычисления силы и ее производной, действующей на магнитную пленку, покрывающую верхнюю часть конуса, вычислим силу, действующую на весь конус, предполагая, что весь объем конуса представляет собой магнитный материал, из которого сделано покрытие, и его вектор намагниченности совпадает с вектором намагниченности пленки. Далее вычисляется сила и ее производная, действующая на немагнитный внутренний конус, в таком же предположении, но вектор намагниченности направлен в другую сторону. Затем полученные результаты вычитаются, и мы получаем силу и ее производную, действующие на магнитное покрытие (п. 4, см. Приложение).

Общая сила и ее производная, действующая на зонд данного типа, определяются выражениями (п. 5, см. Приложение).

По найденному значению производной силы определяют изменение фазы колебаний зонда за счет его взаимодействия с магнитным полем

$$\Delta \Phi = -\frac{Q}{k} \left(\frac{\partial F}{\partial z} \right) \tag{2},$$

где Q — добротность зонда; k — жесткость балки зонда.

Для проверки соответствия теоретических результатов модели и экспериментальных данных были использованы экспериментальные результаты взаимодействия зондов с проводниками, полученные исследовательской группой Дуйсбургского университета [3]. В работе [8] эти результаты были использованы для калибровки зонда с помощью модели приближения диполем и монополем. В нашей работе мы используем экспериментальные данные для проверки точности новой модели. Зная параметры эксперимента, мы можем вычислить предполагаемое взаимодействие зонда и тестовой структуры, а затем проверить соответствие экспериментальных и расчетных данных.

В работе [8] дано описание калибровки зонда приближением диполя и монополя, расположенных на некотором расстоянии от кончика зонда. Калибровка проходит следующим образом. Кантилевер расположен между двух проводов, по которым течет ток в противоположных направлениях, как показано на рис. 3.

При одной и той же силе тока и высоте расположения зонда в зависимости от расстояния b между проводами и их ширины w изменяется фаза колебаний. Таким образом, для теоретического расчета изменения фазы подбираются соответствующие монопольный q и дипольный M_z моменты для зонда и их расположение относительно кончика зонда δ_{M_z} и δ_q .

Имеется зависимость значений этих моментов и $\delta_{M_{\star}}$

и δ_q от ширины проводов и расстояния между ними. Но эти зависимости являются сложными для вычислений, и для измеряемых образцов с определенными








размерами необходимо подбирать свои параметры зонда. Это неудобный и негибкий способ калибровки. В новой же модели используется только один параметр — намагниченность зонда.

В работе [8] были проведены измерения зависимости фазы колебаний зонда на различных высотах при различных фиксированных параметрах проводов. Данные, полученные в результате этих измерений, были использованы для сравнения с описанной выше моделью. В формулы были подставлены привеленные в статье значения жесткости. добротности и намагниченности (жесткость 3.07 Н/м. толщина магнитного покрытия 50 нм, намагниченность $7.57 \cdot 10^{5}$ А/м, добротность 222). На приведенных графиках (рис. 4) в виде погрешностей представлены экспериментальные значения, а сплошная линия показывает расчетные данные.

Результаты расчетов и их сравнение с экспериментальными данными подтвердили, что модель может быть использована для расчета характеристик серийно выпускаемых кантилеверов. В модели проводился расчет для конусоподобных зондов, но, задав соответствующие формулы, описывающие геометрию зонда, можно рассчитать характеристики пирамидоподобных кантилеверов, также выпускающихся в серийном производстве.

При разработке количественной модели зонда учитывалось, что намагниченность сферической части направлена вниз, что на самом деле не так. Для того, чтобы выяснить, какую поправку дает данная часть к взаимодействию всего зонда с магнитным полем провода и насколько велика ее часть, был проведен ряд расчетов фазового сдвига для кантилевера с определенными параметрами при разных размерах провода и расстояния, на котором находится от него кантилевер. Для расчета были использованы следующие параметры кантилевера: жесткость 3,07 Н/м, толщина магнитного покрытия 50 нм, намагниченность $7,57 \cdot 10^5$ А/м, добротность 222. Сила тока, протекающего по проводу, равна 0,01 А. Данные представлены на рис. 5.





Из приведенных графиков видно, что сферическая часть дает существенный вклад лишь при взаимодействии с объектами малого размера (1...50 нм) на близком расстоянии (1...400 нм). Если же размеры объекта 500 нм и более, то при стандартных расстояниях в 100 нм и более нижняя часть зонда дает поправку менее 10 %. А объекты таких размеров как раз и были использованы в экспериментах. Таким образом, неточность расчетов модели, связанная с неидеальной намагниченностью кончика зонда, является несущественной для рассматриваемого случая.

Выводы

Разработана принципиально новая модель, количественно описывающая взаимодействие зонда магнитно-силового микроскопа и исследуемых магнитных структур. Основная идея модели состоит в определении удельной намагниченности покрытия зонда.

Результаты расчетов, проведенных на основе данной модели, были сопоставлены с экспериментальными данными, полученными при исследовании тестовых магнитных структур. Расчетные данные согласуются с экспериментальными в пределах погрешности эксперимента.

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Магнитное поле, создаваемое каждой элементарной нитью в точке $A(x_0, z_0)$:

$$dH_{x}(x_{0}, z_{0}) = \frac{2j\sin\alpha}{cr} dx dz; dH_{y}(x_{0}, z_{0}) = 0;$$
(II. 1.1)
$$dH_{z}(x_{0}, z_{0}) = \frac{-2j\cos\alpha}{cr} dx dz,$$

где *j* — плотность тока, $r = \sqrt{(x_0 - x)^2 + (z_0 + z)^2}$ — наикратчайшее расстояние от элементарной нити до точки *A*; *а* — угол между вектором r и осью x, причем

$$\sin \alpha = \frac{z_0 + z}{\sqrt{(x_0 - x)^2 + (z_0 + z)^2}}, \quad \cos \alpha = \frac{x_0 - x}{\sqrt{(x_0 - x)^2 + (z_0 + z)^2}}.$$

2. Магнитное поле, его первая и вторая производные вдоль осей Хи Z

$$\begin{split} H_{x} &= B_{x} \Big(\frac{w}{2} + x_{0}, z_{0} \Big) - \overline{H}_{x} \left(x_{0} - \frac{w}{2}, z_{0} \right); \\ H_{z} &= B_{z} \Big(\frac{w}{2} + x_{0}, z_{0} \Big) - \overline{H}_{z} \left(x_{0} - \frac{w}{2}, z_{0} \right); \\ \frac{dH_{x}}{dz_{0}} &= \frac{dB_{x}}{dz_{0}} \left(\frac{w}{2} + x_{0}, z_{0} \right) - \frac{dB_{x}}{dz_{0}} \left(x_{0} - \frac{w}{2}, z_{0} \right); \\ \frac{dH_{z}}{dz_{0}} &= \frac{dB_{z}}{dz_{0}} \left(\frac{w}{2} + x_{0}, z_{0} \right) - \frac{dB_{z}}{dz_{0}} \left(x_{0} - \frac{w}{2}, z_{0} \right); \\ \frac{d^{2}H_{x}}{dz_{0}^{2}} &= \frac{d^{2}B_{x}}{dz_{0}^{2}} \left(\frac{w}{2} + x_{0}, z_{0} \right) - \frac{d^{2}B_{x}}{dz_{0}^{2}} \left(x_{0} - \frac{w}{2}, z_{0} \right); \\ \frac{d^{2}H_{z}}{dz_{0}^{2}} &= \frac{d^{2}B_{z}}{dz_{0}^{2}} \left(\frac{w}{2} + x_{0}, z_{0} \right) - \frac{d^{2}B_{z}}{dz_{0}^{2}} \left(x_{0} - \frac{w}{2}, z_{0} \right); \end{split}$$

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 7, 2007 -

à

где

$$\begin{split} B_{x}(p_{0}, z_{0}) &= \frac{j}{c} \left[p_{0} \ln \left(1 + \frac{h^{2} + 2z_{0}h}{p_{0}^{2} + z_{0}^{2}} \right) + 2(z_{0} + h) \arctan \left(\frac{p_{0}}{z_{0} + h} \right) - \\ &- 2z_{0} \arctan \left(\frac{p_{0}}{z_{0}} \right) \right]; \\ B_{z}(p_{0}, z_{0}) &= \frac{j}{c} \left[z_{0} \ln \left(1 + \frac{p_{0}^{2}}{z_{0}^{2}} \right) - (z_{0} + h) \ln \left(1 + \frac{p_{0}^{2}}{(z_{0} + h)^{2}} \right) - \\ &- 2p_{0} \left(\arctan \left(\frac{z_{0} + h}{p_{0}} \right) - \arctan \left(\frac{z_{0}}{p_{0}} \right) \right) \right]; \\ \frac{dB_{x}(p_{0}, z_{0})}{dz_{0}} &= \frac{2j}{c} \left[\arctan \left(\frac{p_{0}}{h + z_{0}} \right) - \arctan \left(\frac{p_{0}}{z_{0}} \right) \right]; \\ \frac{dB_{z}(p_{0}, z_{0})}{dz_{0}} &= \frac{j}{c} \left[\ln \left(1 + \frac{p_{0}^{2}}{z_{0}^{2}} \right) - \ln \left(1 + \frac{p_{0}^{2}}{(z_{0} + h)^{2}} \right) \right]; \\ \frac{d^{2}B_{x}(p_{0}, z_{0})}{dz_{0}^{2}} &= \frac{2j}{c} p_{0} \left[\frac{1}{z_{0}^{2} + p_{0}^{2}} - \frac{1}{(h + z_{0})^{2} + p_{0}^{2}} \right]; \\ \frac{d^{2}B_{z}(p_{0}, z_{0})}{dz_{0}^{2}} &= \frac{2j}{c} p_{0}^{2} \left[\frac{1}{(z_{0} + h)(p_{0}^{2} + (z_{0} + h)^{2})} - \frac{1}{z_{0}(z_{0}^{2} + p_{0}^{2})} \right]. \end{split}$$

3. Сила и производная силы вдоль оси *z* для сферической части зонда:

$$\begin{split} F_1(x_0, z_0) &= -2 \int_0^{H_{film}} dz \times \\ &\times \int_{-a(z)}^{a(z)} \frac{(M_x dH_x(x_0 + x, z_0 + z) + M_z dH_z(x_0 + x, z_0 + z))}{dz_0} \times \\ &\times \sqrt{(a(z))^2 - x^2} \, dx; \\ &\frac{dF_1(x_0, y_0)}{dz_0} = -2 \int_0^{H_{film}} dz \times \\ &\times \int_{-a(z)}^{a(z)} \frac{(M_x d^2 H_x(x_0 + x, z_0 + z) + M_z d^2 H_z(x_0 + x, z_0 + z))}{dz_0^2} \times \\ &\times \sqrt{(a(z))^2 - x^2} \, dx, \end{split}$$

где $a(z) = \sqrt{(R + H_{film})^2 - (z - R - H_{film})^2}$

 Сила и ее производная, действующая на магнитную пленку, покрывающую верхнюю часть конусоподобного зонда:

$$F_{2}(x_{0}, z_{0}) = -2 \int_{H_{film}}^{L} dz \times$$

$$\times \int_{-b(z)}^{b(z)} \frac{(M_{x}dH_{x}(x_{0} + x, z_{0} + z) + M_{z}dH_{z}(x_{0} + x, z_{0} + z))}{dz_{0}} \times$$

$$\times \sqrt{(b(z))^{2} - x^{2}} dx;$$

$$\frac{dF_{2}(x_{0}, y_{0})}{dz_{0}} = -2 \int_{H_{film}}^{L} dz \times$$

$$\times \int_{-b(z)}^{b(z)} \frac{(M_{x}d^{2}H_{x}(x_{0} + x, z_{0} + z) + M_{z}d^{2}H_{z}(x_{0} + x, z_{0} + z))}{dz_{0}^{2}} \times$$

$$\times \sqrt{(b(z))^{2} - x^{2}} dx,$$

где
$$b(z) = \frac{z - H_{film} - R\left(1 - \frac{1}{\cos\varphi}\right)}{\mathrm{tg}\varphi}$$
 и $\varphi = \frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2}$;
 $F_3(x_0, z_0) = -2 \int_{H_{film}}^{L} dz \times$
 $\times \int_{-b(z) - H_{film}}^{b(z) + H_{film}} \frac{(M_x dH_x(x_0 + x, z_0 + z) + M_z dH_z(x_0 + x, z_0 + z))}{dz_0} \times \sqrt{(b(z) + H_{film})^2 - x^2} dx;$
 $\frac{dF_3(x_0, z_0)}{dz_0} = -2 \int_{H_{film}}^{L} dz \times$
 $\times \int_{-b(z) - H_{film}}^{b(z) + H_{film}} \frac{(M_x d^2 H_x(x_0 + x, z_0 + z) + M_z d^2 H_z(x_0 + x, z_0 + z))}{dz_0^2} \times \sqrt{(b(z) + H_{film})^2 - x^2} dx.$

5. Общая сила и ее производная, действующая на зонд, $F(x_0, z_0) = F_1(x_0, z_0) - F_2(x_0, z_0) + F_3(x_0, z_0);$

$$\frac{dF(x_0, z_0)}{dz_0} = \frac{dF_1(x_0, z_0)}{dz_0} - \frac{dF_2(x_0, z_0)}{dz_0} + \frac{dF_3(x_0, z_0)}{dz_0}.$$

Список литературы

1. Grutter P., Mamin H. J., Rugar D. Magnetic Force Microscopy (MFM) // Springer Series in Surface Science. 1992. 28. P. 151–207.

2. Schlonenberger C., Alvarado S. F. Understanding magnetic force microscopy // Phys. B. 1990. 80. P. 373-383.

3. Teschke P., Kleinke M. U., Potto M. E. R., Soares P. M., Knobel M., de Souza E. F. Magnetic force images of nanomagnetic domains taken with platinum-coated tips // Journal of Applied Physics. 2003. 94. N 3.

4. Pan Dahlberg E., Proksch R. B., Moskowitz B. M., Bazylinski D. A., Frankel R. B. Microbes, magnetism, and microscopy // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1995. N 140–144. P. 1459–1461.

5. Castrucci P., Gunnella R., Bernardini R., Falcioni P., De Crescenzi M. Magnetic force microscopy study of perpendicular magnetization reorientation for Fe grown on Cu/Si (111) // Physical Review B. 2002. 65.

6. Folks L., Woodward R. C. The use of MFM for investigating domain structures in modern permanent magnet materials // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1998. **190**. P. 28–41.

7. Gao L., Liou S. H., Zheng M., Skomski R., Yan M. L, Sellmyer D. J., Polushkin N. I. Magnetic force microscopy observations of the magnetic behavior in Co–C nanodot arrays // Journal of Applied Physics. 2002. 91. N 10. P. 7311–7313.

8. **Kebe Th., Carl A.** Calibration of magnetic force microscopy tips by using nanoscale current-carrying parallel wires // Journal of Applied Physics. 2004. **95**. P. 775–792.

9. Wasserman E. F., Burgel Chr., Carl A., Lohau J. Magnetization measurements on the nanometer-scale // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2002. 239. P. 220–223.

10. Lohau J., Kirsch S., Carl A., Dumpich G., Wasserman E. F. Quantitative determination of effective dipole and monopole moments of magnetic force microscopy tips // Journal of Applied Physics. 1999. **86**. P. 3410–3417.

11. Leinenbach P., Memmert U., Schelten J., Hartmann U. Fabrication and characterization of advanced probes for magnetic force microscopy // Applied Surface Science. 1999. 44–145. P. 492–496.

12. Memmert U., Muller A. N., Hartmann U. Probes for magnetic force microscopy imaging of soft magnetic samples // Meas. Sci. Technol. 2000. **11**. P. 1342–1347.

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 7, 2007 -

74

Фююсти нанотехнологий

Новый наносенсор для ДНК

Исследователи из нанотехнологического центра *Purdue's Birck Nanotechnology Center* показали, что каналы нанопор могут быть использованы для быстрого и точного определения характерных последовательностей в ДНК для генных приложений в медицине, мониторинге окружающей среды и обеспечения безопасности.

Тонкие каналы, имеющие размер от 10 до 20 нм в диаметре и несколько сотен нанометров в длину, были созданы в кремнии, затем каждый канал был модифицирован "зондами" из колец-заколок, построенных из ДНК, которые закреплялись внутри канала. Измерение подаваемого электрического импульса позволяет определить наличие в исследуемом растворе даже единственной молекулы односпиральной ДНК (ssDNA), комплементарной "зонду".

"Другие исследователи в прошлом уже создавали такие поры, но данная группа впервые закрепила зонд из односпиральной ДНК внутри таких кремниевых каналов и затем использовала эти каналы для определения характерных молекул ДНК, содержащихся в жидкости", — сказал Рашид Башир (*Rashid Bashir*), профессор School of Electrical and Computer Engineering и Weldon School of Biomedical Engineering.

Исследования детально изложены в журнале Nature Nanotechnology. Авторы: Самир Икбал (Samir Iqbal), Демир Акин (Demir Akin) и Рашид Башир (Rashid Bashir).

Тонкую мембрану с каналами помещают в жидкость, содержащую ДНК. Так как ДНК отрицательно заряжена, приложенное напряжение поперек мембраны заставляет молекулы ДНК из раствора двигаться через каналы. Как говорят, ДНК "перемещается" через нанопоры.

Исследователи обнаружили, что отдельные нити полностью комплементарной ДНК — нити, соответствующие зондам внутри каждого канала, — передвигались быстрее и в большем количестве сквозь поры, по сравнению с нитями, которые им не соответствовали (рис. 1, см. четвертую сторону обложки).

"Мы можем определить передвижение определенного типа нити ДНК измерением электрического тока поперек канала" — сказал Башир. "По существу, мы можем измерить характерный идентификационный пульс, означающий, что передвигается определенная молекула ДНК".

"Когда молекула ДНК в растворе точно комплементарна таковой в каналах, импульс тока будет короче, по сравнению с тем, когда даже один из нуклеотидов не совпадает" — говорит Икбал.

Возможность детектировать ДНК молекулы быстро и в малом количестве без необходимости присоединения к ним меток предоставляет потенциальный механизм для широкого спектра применений, где необходимо определение ДНК.

Источник: Purdue University: Purdue researchers use 'nanopore channels' to precisely detect DNA (<u>http://news.uns.purdue.edu/</u>x/2007a/070405BashirNanopores.html)

Наносервис: доставка лекарства прямо в клетку

Создать лекарство просто, труднее — доставить его по назначению. Крошечные, разлагаемые микроорганизмами частицы, наполненные лекарством, могут также стать решением некоторых больших проблем человеческого здоровья, включая рак и туберкулез. Их секрет — в размере упаковки.

Исследователи из Принстонского Университета (*Princeton University*) создали частицы, которые могут доставлять лекарство глубоко в раковые клетки или больные клетки легких и не затрагивать здоровые клетки. Только частицы от 100 до 300 нм шириной (более чем в 100 раз тоньше, чем человеческий волос) могут быть загружены лекарством или меткой, например золотом или магнетитом, для усиления возможностей компьютерной томографии и магнитного резонанса.

"Стык материаловедения и химии позволяет продвинуться так, как никогда не было возможным", сказал Роберт Прадхомм (*Robert Prud homme*), профессор университета города Принстон (*Princeton University*) и директор Национального Научного Общества США (*National Science Foundation*). "Ни у кого еще не было хорошего способа встроить лекарства или метки в наночастицы".

Прадхомм представил доклад с названием "Как влияет размер на задержание наноматериалов в ткани" на встрече Национальной Академии Наук по наноматериалам в биологии и медицине в Вашингтоне 11 апреля.

Новый метод, названный "Мгновенное наноосаждение", позволяет исследователям смешивать лекарства и материалы, которые инкапсулируют их. Подобные методы смешивания использовались и раньше, чтобы создать новые выгодные фармацевтические продукты. Команда из Принстонского Университета, которая включает профессоров Янниса Кеврекидиса (*Yannis Kevrekidis*) и Атанасиоса Панагиотопулоса (*Athanassios Panagiotopoulos*), является первой, которая применила данную технологию к созданию наночастиц, частиц размером в несколько нанометров.

"Наночастицы являются слишком большими, чтобы пройти через мембрану нормальных клеток, но они легко пройдут через большие дефекты в капиллярах, возникающих при быстром росте опухолей", — сказал Прадхомм.

"Частицы такого размера также могли бы улучшить доставку вдыхаемых лекарств, потому что они являются достаточно большими, чтобы остаться в легких, но слишком маленькими, чтобы выводиться системой очищения легких". Это свойство могло бы увеличить эффективность ингаляционных систем прививок "без иглы".

Исследовательская группа Прадхомма является частью *Grand Challenges* в исследовательском проек-

те Global Health, возглавляемом Дэвидом Эдвардсом (David Edwards) из Гарвардского Университета (Harvard University) и основанным Биллом Гейтсом и его женой Фондом Bill & Melinda Gates Foundation для развития аэрозольных вакцин против туберкулеза и дифтерии, использующих наночастицы.

Успех наноосаждения зависит в значительной степени от факта, что некоторые молекулы являются гидрофобными, в то время как другие — гидрофильными. Гидрофобные вещества, типа масла, плохо смешиваются с водой. Много фармацевтических препаратов, включая современные препараты от рака, являются гидрофобными, что мешает доставлять лекарства через кровь, которая состоит в основном из воды.

В методе наноосаждения два потока жидкости направляются друг к другу в ограниченной области. Первый поток состоит из органического растворителя, который содержит лекарства и метки, а также молекулы полимеров. Цепь полимера походит на ожерелье жемчуга, половина из которого гидрофобна, а другая гидрофильна. Второй поток жидкости содержит чистую воду. Когда потоки сталкиваются, гидрофобные лекарства, металлические метки и полимеры осаждаются из раствора, так как нерастворимы в воде. Полимеры немедленно самособираются вокруг лекарства или метки, образуя покрытие с внешней растянутой гидрофильной частью и внутренней гидрофобной частью, куда попадает и лекарство. Тщательно регулируя концентрации веществ и скорость смешения, исследователи могут контролировать размер наночастиц.

Растянутый гидрофильный слой полимера препятствует коагуляции частиц и предотвращает распознавание иммунной системой, давая возможность им циркулировать вместе с кровотоком. Гидрофобная внутренняя часть частиц гарантирует, что они не будут разрушены окружающей водой, хотя молекулы воды с течением времени разрушат наночастицы, уничтожая лекарство (рис. 2, см. четвертую сторону обложки).

В идеале частицы должны сохраняться хотя бы от 6 до 16 ч после того, как они введены внутривенно, Прадхомм предполагает, что этого будет достаточно, чтобы они достигли клеток опухоли, путешествуя по телу.

В лаборатории точно определено время, которое требуется для разрушения наночастиц водой. Ученые сделали частицы еще более стойкими к ранней деградации, добавляя гидрофобные вещества, включая витамин Е, к лекарствам и меткам перед заключением их в частицы. Дальнейшее улучшение метода идет полным ходом.

Метод Прадхомма по существу является противоположностью предыдущих методов, направленных на улучшение доставки препарата, в которых гидрофильные молекулы добавлялись к лекарствам, чтобы сделать их более растворимыми в воде. "В дальнейшем нужно улучшать наш метод так, чтобы лекарства пребывали в наших наночастицах, столько, сколько мы хотим", — сказал он.

Кроме работы над размером, который определяет доступ только к раковым клеткам, в команде профессор механики и космической технологии Воль Собоежо (*Wole Soboyejo*) работает над созданием наночастиц, которые имеют определенные активные молекулы на своих поверхностях. Такие частицы будут связываться с веществами, которых в раковых клетках больше, по сравнению со здоровыми. Над проблемой также работают исследователи Кристофер Макоско (*Christopher Macosko*), профессор химической технологии и материаловедения университета штата Миннесота, Родни Фокс (*Rodney Fox*) и Гленн Мэрфи (*Glenn Murphy*), профессора химической и биологической технологии государственного университета Айовы.

Источник: Princenton University: Little lifesavers: Nanoparticles improve delivery of medicines and diagnostics (<u>http://</u> www.princeton.edu/main/news/archive/S17/62/23M21/index.xml?section=topstories)

Опасность наноразмерных аэрочастиц: новые подробности

Как недавно установили ученые, для измерения степени загрязнения воздуха искусственно произведенными наноматериалами потребуются новые методы и средства измерения.

По данным журнала *Nanotoxicology* (http://www.nanotoxicology.net) к 2014 г. число людей, занятых в сфере производства наноматериалов, будет более 10 млн, поэтому риск, исходящий от наноразмерных структур, следует учитывать уже сегодня.

Ученые Эндрю Мэйнард (*Andrew Maynard*) и Роберт Эйткен (*Robert Aitken*) из различных исследовательских центров Соединенного Королевства недавно опубликовали статью, в которой они раскрывают некоторые риски, связанные с производством наноструктур. Одним из таких рисков является появление воздушных взвесей наночастиц, как побочный продукт производства. В большинстве своем они токсичны для человека и могут вызывать ряд заболеваний.

Мэйнард и Эйткен даже разделили все возможные типы искусственно созданных наночастиц на девять категорий — от простых сферических частиц до сложных супрамолекулярных комплексов. Были исследованы эффекты, которые различные наночастицы вызывают в организме. В результате, исследователями получена система, показывающая, какие типы наночастиц и их комбинаций наиболее опасны для здоровья.

Этот анализ показал, что для определения степени опасности того или иного атмосферного окружения на предприятии будет недостаточно какого-либо одного теста для того, чтобы узнать, насколько рискованно находиться в нем.

Инструменты для проведения подобного анализа будут довольно сложными и многофункциональными, так как им нужно будет распознать несколько типов наночастиц сразу и определить их концентрацию в окружающей среде. Сейчас ученые заняты разработкой подобного инструмента — его предварительно назвали "универсальный аэрозольный мониторинг". Эта система будет способна детально анализировать воздух и делать заключение о том, насколько опасно находиться в этой среде людям. Источник: EurekAlert: New methods and tools needed to measure exposure to airborne nanomaterials (<u>http://www.eu-rekalert.org/pub releases/2007-04/poen-nm041707.php</u>)

Медицинская визуализация: в погоне за золотом

Исследователи из США совершили важный прорыв в разработке техники визуализации раковых клеток в коже с использованием золотых наностержней в качестве контрастного агента. Адела Бен-Йакар (*Adela Ben-Yakar*) со своими коллегами из Texacского Университета в Остине (*University of Texas, Austin*) продемонстрировали, что наностержни золота идеальны для использования в технике двухфотонной люминесценции, дающей более контрастное изображение по сравнению с обычными методами флуоресцентной микроскопии (рис. 3, см. четвертую сторону обложки).

В более чем 85 % случаев раковые заболевания у человека начинаются в эпителии. Двухфотонная флуоресцентная микроскопия представляет собой очень перспективный метод для ранней диагностики эпителиальных раков, так как позволяет неинвазивно исследовать объекты субклеточного размера на глубине в сотни микрометров в живых тканях. Для дальнейшего усовершенствования этих методов с недавних пор начались исследования новых контрастных агентов, таких как квантовые точки и наночастицы металлов. Однако большинство квантовых точек содержат вредные для клеток тяжелые металлы, что мешает использовать их для клинических приложений. Вместе с тем, наночастицы золота не только биосовместимы, но и позволяют получать изображения почти в 60 раз более яркие, чем при использовании обычных флуоресцентных маркеров.

Исследователи использовали изготовленные ими наночастицы золота длиной 50 нм и шириной 15 нм для маркировки клеток рака слизистой оболочки рта, помещенных в коллагеновую матрицу для имитации человеческой кожи. Затем клетки изучались с использованием многофотонного микроскопа при облучении светом с длиной волны 760 нм. Люминесценция от меченых клеток была более, чем в 4000 раз ярче, чем от немеченых. Более того, исследователям удалось разглядеть клетки на глубине до 75 мкм.

В настоящее время исследователи конструируют новый микроскоп, который позволит им заглянуть на всю глубину эпителия, т. е. до 500 нм. Это может позволить обнаруживать рак на очень ранней стадии. По словам исследователей, ни одна другая техника визуализации в настоящее время не способна обеспечить такую глубину проникания при микронном разрешении.

Помимо этого, в планы исследователей входит использование наностержней золота для борьбы с раковыми клетками. Используя плазмонную лазерную абляцию, можно нагревать область вокруг наностержней, уничтожая раковые клетки с куда более высокой точностью, чем достижимо для современных методов термотерапии.

Источник: Nanotechweb: Medical imaging goes for gold (http://nanotechweb.org/articles/news/6/4/14/1)

Успехи микрожидкостной техники увеличивают возможности электронных устройств

Исследования профессора Эндрю Стекла (Andrew Steckl) из Университета Цинциннати (University of Cincinnati) обещают большие успехи в таких областях как создание "лабораторий на одном чипе". Жидкофазные полевые транзисторы (LiquiFET), которые он изучает, могут быть введены в кровь для мониторинга ее химического состава. Сам Стекл называет это "жидкой логикой", т. е. использование для создания электронных приборов жидкостей вместо обычных твердых материалов.

Одним из ограничений обычных медицинских сенсоров является то, что информация, содержащаяся в жидкости, должна быть превращена в электрический сигнал, который может быть обработан в измерительном устройстве. Классические методы такого "перевода" основывались, например, на световых и калориметрических измерениях, на прямом оптическом детектировании, или на флуоресцентных красителях. Стекл и его аспирант Дук Юн Ким разработали устройство, основанное на эффекте электросмачивания (зависимость краевого угла жидкости на гидрофобной поверхности от внешнего электрического поля). Это устройство может работать в жидкой фазе и напрямую трансформировать информацию об электрическом заряде в жидкости в измеримые электрические сигналы.

Подобные устройства могли бы работать, например, в человеческом теле, которое в основном состоит из воды. Область возможного применения таких технологий широка — биология, медицина и многие другие отрасли. Стекл ожидает, что такое устройство может быть использовано одновременно и для аналитических, и для терапевтических нужд (доставка лекарств), поскольку оно позволит в реальном времени оценивать эффект от лечения и подстраивать дозировку — а чем раньше врач узнает о последствиях лечения, тем лучше.

Источник: EurekAlert: Research on microfluidics widens the possibilities for electronic devices (<u>http://www.eurekalert.org/</u> vub releases/2007-04/uoc-rom040207.php)

Наноэлектронный лазер: одна квантовая точка имеет значение

Физикам из Национального Института Стандартов и Технологии (*NIST*) и Стенфордского и Северо-Западного университетов удалось создать твердотельный лазер микрометрового размера, в котором одна квантовая точка может играть ключевую роль в работе всего устройства. При правильной настройке такие микролазеры могут работать в субмикроваттном диапазоне энергий, что позволит использовать их в телекоммуникациях, оптических вычислительных схемах и измерительных устройствах. Около 10 лет назад исследователи впервые сумели изготовить лазер на квантовых точках — наноразмерных областях в кристалле, способных захватывать электроны и дырки. Когда пара электрон—дырка рекомбинирует, излучается свет строго определенной длины волны. Такие лазеры замечательны не только тем, что имеют очень малые размеры, но и тем, что могут включаться уже при очень низкой мощности.

В недавнем эксперименте группа изготовила микродисковый лазер из слоя арсенида индия на поверхности арсенида галлия. Различие кристаллической структуры двух веществ приводит к образованию островков арсенида индия размером около 25 нм, которые и служат квантовыми точками. Затем с помощью травления ученые получили диски диаметром 1,8 мкм на колоннах из арсенида галлия, содержащие около 130 квантовых точек.

Размер диска выбирали таким образом, чтобы создать эффект "шепчущей галереи", когда инфракрасный свет с длиной волны около 900 нм распространяется вдоль края диска. В этой резонансной области содержится около 60 квантовых точек, которые и образуют лазер. Испускание света вызывается освещением на другой, нерезонансной, длине волны (рис. 4).



Рис. 4. Нанолазер

Однако микроскопические различия размеров квантовых точек и их изменение с температурой приводит к тому, что их резонансные частоты слегка различаются и зависят от температуры. Таким образом, в каждый момент времени максимум лишь одна квантовая точка имеет характеристическую длину волны, совпадающую с резонансной.

При изменении температуры между 10 и 50 К исследователи неизменно наблюдали лазерное излучение, хотя для включения лазера могла требоваться разная мощность. При любой температуре найдутся квантовые точки, характеристические частоты которых близки к резонансной, ну а при некоторых значениях температуры частота одной точки точно совпадает с резонансной, что вызывает лазерное излучение уже при минимальном внешнем воздействии. Не то, чтобы это был лазер на единичной квантовой точке — но в таком устройстве именно одна квантовая точка ответственна за весь эффект.

EurekAlert: Quantum dot lasers — 1 dot makes all the difference (http://www.eurekalert.org/pub_releases/2007-04/nios-qdl041207.php)

Наномотор, подражающий природе

Физики из университета Джорджии (University of Georgia) разработали простой метод производства каталитических наномоторов, работающих по принципу биологических молекулярных машин.



Рис. 5. Схема работы наномотора

Такие моторы, использующие химическое топливо, превосходят более ранние разработки, в которых двигатель питался от внешних электромагнитных полей.

Биологические наномоторы (например жгутики бактерий) используют каталитические химические реакции в качестве источника энергии для работы. Этим они отличаются от традиционных искусственных двигателей, которые обычно питаются от внешних полей. Однако, используя каталитические реакции в органических наносистемах, можно построить мотор на тех же принципах. В таком двигателе химическая энергия реагентов будет превращаться в кинетическую энергию наностержней или какихлибо других наночастиц (рис. 5).

Исследователи из Джорджии (Yuping He, Jinsong Wu and Yiping Zhao) разработали простой метод изготовления таких наномоторов. Их процедура основана на напылении под переменным углом, так что на подложке можно создавать различные структуры. Такой метод хорошо совместим с крупномасштабным производством, что до сих пор являлось трудноразрешимой задачей. Сначала кремниевые наностержни напыляются на кремниевую подложку под большим углом падения. Затем на боковые поверхности стержней под малым углом падения наносится каталитический материал — платина или серебро (рис. 6). После этого подложку поворачивают на 90 или 180°, и напыление проводят повторно. В результате получаются наномоторы различной формы: стержни, *L*-образные и спиральные.

Полученные устройства отделялись от подложки ультразвуковой обработкой и диспергировались в растворе перекиси водорода. На рис. 6 показаны снимки, сделанные в оптическом микроскопе, на которых видно, что наностержни вращаются вокруг фиксированных точек возле одного из концов. По оценкам исследователей, каталитическое разложение перекиси водорода асимметричным слоем катализатора создает силу порядка 10⁻¹⁴—10⁻¹³ H, которая и вращает наностержни.



Рис. 6. Диаграмма вращения наностержней

Источник: Nanotechweb: Nanomotors move on (<u>http://na-notechweb.org/articles/news/6/4/15/l</u>)

Исследователи создали "нанолампочку"

С каждым днем ученые не перестают удивлять нас все новыми и новыми открытиями, однако наибольшее восхищение у большинства обывателей и даже специалистов вызывают разработки и достижения именно в области нанотехнологий, так как "наномир" еще досконально не изучен, и каждый раз приходится удивляться снова.

Сегодня исследователи Университета *Cornell* готовы порадовать нас очередным открытием — им удалось создать так называемую "нанолампу" — микроскопическое скопление волокон размером с бактерию, способное излучать свет (рис. 7, см. четвертую сторону обложки).

Согласно данным статьи, опубликованной на страницах *Nano Letters*, ученым удалось создать один из самых миниатюрных рукотворных источников света, который когда-либо видел мир. Рутениевые волокна, из которых состоит субстанция, имеют ширину всего лишь 200 нм. Основой для создания такого эффекта служит довольно сложная технология, именуемая "электроспиннинг". По словам исследователей, эти "лампы" излучают оранжевый свет во время прохождения через волоконную структуру микроразрядов электричества. Во всяком случае, разработке сулят светлое будущее, и ученые останавливаться на достигнутом не собираются.

Источник: Nanotechweb: Nanolamp lights up (http://nanotechweb.org/articles/news/6/4/11/1)

Составил Свидиненко Ю. Г., главный аналитик компании Nanotechnology News Network



ОТЧЕТ О ПРЕСС-КОНФЕРЕНЦИИ

18 апреля 2007 года в центральном офисе агентства "Интерфакс" (1-я Тверская-Ямская ул., 2) состоялась пресс-конференция "Нанотехнология основа индустрии 21-го века".

Организаторы — Наноцентр Московского энергетического института, Оргкомитет VI Всероссийской (Федеральной) промышленной ярмарки и Всероссийского конгресса "Промышленная политика Российской Федерации".

В зале собрались свыше 50 руководителей и ведущих специалистов предприятий и научных учреждений, высших учебных заведений, инвестиционных компаний, представителей средств массовой информации, теле- и радиоканалов.

В президиум пресс-конференции были приглашены:

— Аслаханов Асламбек Ахметович — Советник Президента Российской Федерации

— Алексенко Андрей Геннадьевич — Руководитель Наноцентра МЭИ, Герой Социалистического Труда

- Серебряников Сергей Владимирович - Ректор Московского энергетического института

— Вернер Олег Эдуардович — Первый заместитель генерального директора Объединения выставочных компаний "БИЗОН".

Ведущий пресс-конференции — представитель "Интерфакса" Руденко Валентин Владимирович в начале предоставил слово Алексенко А. Г. и попросил рассказать его об основных понятиях (что такое нанотехнологии?), о положении дел в российской наноиндустрии, о передовых разработках, о проблемах, которые стоят перед учеными и разработчиками. Профессор Алексенко А.Г. пояснил, что нанотехнология — область прикладной науки и техники, занимающаяся изучением свойств объектов и разработкой устройств размеров порядка нанометра (по системе единиц СИ 10⁻⁹ метра). Далее он рассказал о развитии нанотехнологии в России и привел конкретные примеры ее использования в практических целях.

Ректор МЭИ Серебряников С. В. рассказал, что начата подготовка студентов самого молодого направления — нанотехнологии (сейчас это третий курс обучения) — для отечественной науки и промышленности и главным вопросом является, куда выпускники этой специальности придут работать.

Советник Президента Российской Федерации Аслаханов А. А. в своем выступлении особо отметил, что во исполнение поручения Президента России В. В. Путина подписано специальное распоряжение Правительства Российской Федерации по вопросам координации работ в области нанотехнологий и наноиндустрии. Главная задача — рационально использовать финансовые средства, предусмотренные на эти цели, наш богатейший научный потенциал, преодолеть отставание от Запада в этом направлении.

Первый заместитель генерального директора ОВК "БИЗОН" Вернер О. Э. подробно рассказал о подготовке Всероссийской (Федеральной) промышленной ярмарки и Конгресса "Промышленная политика Российской Федерации", которые состоятся на площадях Всероссийского выставочного центра с 23 по 26 октября 2007 года. Далее он пояснил, что ближайшие десятилетия должны стать расцветом высоких технологий, поэтому в тематические разделы промышленной ярмарки впервые будет включено самостоятельное направление — выставка по нанотехнологиям "НАНОТЕХЭКСПО — 2007". От имени Оргкомитета Ярмарки Вернер О. Э. пригласил предприятия, научные организации, средства массовой информации, занимающиеся проблемами нанотехнологий, принять активное участие в работе выставочно-конгрессного мероприятия.

Затем члены Президиума (Аслаханов А. А., Алексенко А. Г., Серебряников С. В., Вернер О. Э.) и присутствующие в зале специалисты (заместитель директора ФГУП СНПО "Элерон" Долгополов Н. В., председатель Совета директоров НПО "Синтетика-Строй" Мороз В. В., генеральный директор "НТЦ Прикладных нанотехнологий" Пономарев А. Н. и другие) ответили на многочисленные вопросы журналистов.

http://www.b95.ru/

CONTENTS

Adamov Yu. F., Gorshkova N. M., Matveenko O. S. Silicon Heterostructure for Nanoscale Transistors
Abramov I. I. Problems and Principles of Physics and Simulation of Micro- and Nanoelectronics Devices.VI. Single-Electron Structures
Samoylovich M. I., Belyanin A. F., Ilyushechkin A. Yu. Properties and Structure Peculiarities of High-Temperature Superconducting Films
Pecherskaya E. A. Metrological Aspects of an Active Dielectrics' for Micro- and Nanoindustry
Kosushkin V. G., Adarchin S. A., Maximova E. A. Description of Stress Effect on Charge Carrier Concentration by Microthermo-EMF Measuring Procedure
Lubimsky V. M. Comparison of Deflections of the Centers of a Circle and of a Square Diaphragms, Calculated in Nonlinear Approach by Various Methods and Specification of Criterion of Applicability of the Linear Theory at Accounts of Deflections and Deformations of a Square Diaphragms
Raspopov V. Ya., Ivanov Yu. V., Orlov V. A. Analysis of Noise into Micromechanical Gyroscopes
Godoviztin I. V., Fedorov R. A., Chaplygin Yu. A. Capacitive Pressure Transducer by Surface Micromachining54
Timoshenkov S. P., Zhukov A. A., Zakharov A. A. Bimorph Actuator Based on a Polyimide V-Groove Joints
Solov'ev Yu. V., Yolkov V. V., Aleksandrov S. E., Speshilova A. B. Electrostatically Ohmic-Capacitive MEMS Switch
Mefedova Yu. A., Vlasov V. V., Vlasov A. V. Use of Magnetic Fluids in a Basis of Sensing Devices of Electrohydraulic Devices
Puriy A. V., Baturin A. S., Sheshin E. P., Sherstnev P. V. Quantitative Calibration of Magnetic Force Microscopy Tips by Using Current-Carrying Wires

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(495) 269-5510. E-mail: nmst@zknet.ru; http://www.microsystems.ru

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский пер., 4/1. Телефон редакции журнала (495) 269-5510. E-mail: nmst@zknet.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 И. С. Павлова. Корректор Е. В. Комиссарова

Сдано в набор 18.05.2007. Подписано в печать 22.06.2007. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 9,8. Уч.-изд. л. 11,92. Заказ 901. Цена договорная

Отпечатано в Подольской типографии — филиал ОАО "ЧПК", 142110, г. Подольск, ул. Кирова, 15