TATO- & MERPOGERETAR

Издается с 1999 г.

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

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

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

Главный редактор Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора Лучинин В. В.

Редакционный совет:

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

Редакционная коллегия:

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

Отв. секретарь Лысенко А. В.

Редакция:

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

учредитель: Издательство "Новые технологии" СОДЕРЖАНИЕ ___

НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

Чернов В. А., Палагушкин А. Н., Прудников Н. В., Сергеев А. П., Сигейкин Г. И., Леонова Е. А. Изготовление и исследования свойств наноструктур для прямого преобразования ядерной энергии в электрическую с использованием эмиссии в торищных электронов	2
Герус С. В., Гуляев Ю. В., Лобанов Б. С., Митягин А. Ю., Соколовский А. А., Темирязева М. П., Фесенко М. В., Хлопов Б. В. Влияние внешних магнитных по- лей на информационную магнитную структуру современных жестких дисков Мальцев П. П., Федоров Ю. В., Галиев Г. Б., Бугаев А. С., Сеничкин А. П.,	10
Гнатюк Д. Л. Разработка сверхвысокочастотной наноэлектроники.	14
КОНСТРУИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МНСТ	
Митько В. Н., Панич А. А., Мотин Д. В., Панич А. Е., Крамаров Ю. А. Моде- лирование датчика вибраций на сдвиговом пьезоэффекте	17 20
МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ	
Еганова Е. М. Электропроводность стеклообразных пленок As ₂ Se ₃ Ануфриев Ю. В., Зенова Е. В., Кондратьев П. К., Рачников Д. А. Технологический маршрут изготовления наноразмерных ячеек энергонезависимой памяти на фазо-	23
вых переходах с применением двухлучевой установки NOVANANOLAB 600	26
ЭЛЕМЕНТЫ МНСТ	
Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. Часть VIII. Нанотранзисторы с МДП-	•••
структурой Пивоненков Б. И., Школьников В. М. Трехкомпонентный пьезорезистивный	29
M9M-акселерометр.	43
кондрашин А. А., Слещов Б. Б., Лямин А. П. OLED/PLED — передовые техно- логии освещения.	47
Белкин М. Е., Белкин Л. М. Исследование характеристики времени задержки	
включения поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором	51
Contents	55
Аннотации на русском и английском языках с 1999 г. по настоящее время находят в свободном доступе на сайтах журнала (http://novtex.ru) и научной электронной библиоте (http://elibrary.ru). Электронные версии полнотекстовых статей расположены на сайте журна с 1999 г. по 2003 г. в разделе "ПОИСК СТАТЕЙ", а с 2004 г. — в разделе "АРХИВ".	гся ки ла:
ΠΟΔΠИСКА: Адрес для переписки: • по каталогу Роспечати (индекс 79493); Адрес для переписки: • по каталогу "Пресса России" (индекс 27849) e-mail: nmst@novtex.ru	

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

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

Чанотехнологии и зондовая микроскопия

УДК 539.121.6

В. А. Чернов¹, канд. физ.-мат. наук, доц., вед. науч. сотр., е-mail: vac.Infi@ippe.ru,
А. Н. Палагушкин², нач. отдела, е-mail: iontras@yandex.ru,
Н. В. Прудников³, д-р техн. наук, проф., директор, е-mail: mzairan@ipiran.ru,
А. П. Сергеев², нач. сектора,
Г. И. Сигейкин³, д-р хим. наук, ст. науч. сотр., советник,
Е. А. Леонова³, ст. науч. сотр.
¹ ГНЦ РФ-ФЭИ, г. Обнинск, Калужская обл.
² НИИСИ РАН, г. Москва
³ МЦАИ РАН, г. Москва

ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ НАНОСТРУКТУР ДЛЯ ПРЯМОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭМИССИИ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Обоснованы требования к наноструктурам металл диэлектрик—металл (МДМ-структуры), применяемым для прямого преобразования ядерной энергии в электрическую с использованием эмиссии вторичных электронов. Описаны методы изготовления МДМ-структур — метод магнетронного ионно-плазменного распыления и метод электронно-лучевого распыления. Изложены свойства изготовленных МДМ-структур W—Al₂O₃—Al с толщиной слоев 10, 100 и 10 нм соответственно.

Ключевые слова: прямое преобразование ядерной энергии, вторичные электроны, структуры металл—диэлектрик—металл, метод магнетронного распыления, метод электронно-лучевого распыления

Введение

Важным элементом автономной микросистемной техники являются источники энергии. В качестве источников энергии, как правило, используется основной источник энергии, дополненный устройствами восполнения (энергосбережения) и накопления энергии [1]. Выбор источника энергии основывается на сопоставлении удельной энергии и удельной мощности источника, приведенной к единице массы, объема или площади источника. В качестве основного источника в настоящее время чаще всего используются ионно-литиевые перезаряжаемые батареи, т. е. химические элементы. При условии обеспечения радиационной безопасности в устройствах, применяемых в специальных или экстремальных условиях, могут использоваться источники ядерной энергии. Источники такого типа наиболее долговечны и не требуют устройств восполнения энергии.

Для существенного повышения коэффициента полезного действия (КПД) источника ядерной энергии в качестве преобразователя ядерной энергии в электрическую предложены наноструктуры металл-диэлектрик-металл (МДМ-структуры) с характерной толщиной слоев 10 нм (100 Å) [2-3]. Принцип действия источника энергии на основе МДМ-структур основан на разном выходе вторичных электронов в тяжелых и легких металлах при облучении их первичными тяжелыми заряженными частицами, выходящими из тонкого слоя альфа-активного или делящегося вещества. Металлический слой с большим выходом вторичных электронов является эмиттером, металлический слой с меньшим выходом вторичных электронов — коллектором. Между эмиттером и коллектором располагается твердый диэлектрик. Эмиттер и коллектор, подключенные к сопротивлению нагрузки, образуют замкнутую электрическую цепь [3].

Располагая на длине пробега первичной заряженной частицы несколько сотен подобных МДМ-структур, в которых эмиттеры и коллекторы соединены параллельно, получают источник энергии, обладающий следующими ожидаемыми характеристиками:

- КПД до 20...30 %;
- энергетическая емкость до 10 ГДж/кг;
- мощность до 25...30 Вт/кг;
- объем от 10⁻³...10⁻² см³.

Для периодического повышения мощности источник тока на вторичных электронах может использоваться совместно с накопителем энергии суперконденсатором, при этом образуется гибридный источник тока [3]. Задача накопителя энергии выдавать энергию потребителю в течение относительно короткого времени (от долей секунд до нескольких часов), задача источника тока — постоянная "подзарядка" накопителя энергии. В составе предлагаемого гибридного источника тока целесообразно использовать супрконденсатор с низким током утечки (доли микроампера), работающий при относительно низких температурах.

Таким образом, достоинствами предлагаемого источника тока на вторичных электронах являются:

- миниатюрность;
- большой срок службы, обусловленный большим периодом полураспада используемых источников ядерной энергии;
- высокий КПД.

Цель статьи — обоснование требований к наноструктурам для прямого преобразования ядерной энергии в электрическую с использованием эмиссии вторичных электронов, изложение методов изготовления и результатов исследований свойств наноструктур W—Al₂O₃—Al, анализ полученных результатов.

Требования к наноструктурам для прямого преобразования ядерной энергии в электрическую с использованием эмиссии вторичных электронов

Основными элементами источников тока прямого преобразования энергии на вторичных электронах являются источник первичных тяжелых заряженных частиц и МДМ-структуры. Эмиттер, диэлектрик и коллектор, входящие в состав МДМ-структур, должны удовлетворять определенным требованиям. Назначение эмиттера — генерация максимального числа вторичных электронов при минимальной толщине. Назначение коллектора — замедление вторичных электронов до энергии, при которой вторичные электроны становятся электронами проводимости, обеспечивающими ток в цепи. Выбор состава и толщины эмиттера и коллектора основан на том, что выход вторичных электронов из тонкого слоя вещества пропорционален произведению потери энергии частицей в веществе dE/dx на длину неупругого рассеяния электронов. Материалы эмиттера и коллектора должны быть такими, чтобы произведение dE/dx на длину неупругого рассеяния вторичных электронов в эмиттере значительно превышало это значение для электронов в коллекторе. На основе теоретических и экспериментальных данных по величине dE/dx и длине неупругого рассеяния электронов в веществе [4-6] можно заключить, что в качестве пары эмиттер-коллектор должны использоваться пары из тяжелого и легкого металлов, например, уран—алюминий, уран—бериллий, вольфрам алюминий и т. п. Согласно имеющимся представлениям, толщину эмиттера следует выбирать равной примерно глубине выхода вторичных электронов (для металлов ~10 нм), что обеспечивает максимальный выход электронов. Для коллектора толщина должна быть равна приблизительно 3...5 длинам неупругого взаимодействия электронов в материале коллектора, при этом достигается близкий к 100 % сбор вторичных электронов, приходящих на коллектор.

В качестве диэлектрика возможно использование вакуумного промежутка, слоев из твердого диэлектрика и промежуточные варианты, в которых слой диэлектрика выполнен в виде решетки либо в виде геля [7—9].

Нами был выбран твердый диэлектрик, имеющий следующие преимущества по сравнению с вакуумным диэлектриком:

- более простой способ изготовления источника тока, не требующий, в частности, вакуумирования источника, а также изготовления тонких пленок металла или диэлектрика, окруженных с обеих сторон вакуумными промежутками. Конструкцию сотен таких ячеек в вакууме ("вакуумных" ячеек) трудно реализовать практически;
- более высокий выход вторичных электронов из металла или полупроводника в твердый диэлектрик по сравнению с выходом вторичных электронов из металла или полупроводника в вакуум. Введение тонкого диэлектрика в ячейку рассматриваемой структуры смещает рабочее напряжение в область нескольких вольт. Форма спектра электронов, выходящих из эмиттера в диэлектрик, зависит от высоты энергетического барьера на границе металл—диэлектрик, который ниже барьера на границе металл—вакуум, что увеличивает выход вторичных электронов из металла в диэлектрик по сравнению с выходом в вакуум;
- отсутствие распыления вещества в вакуум. Для "вакуумной" ячейки серьезную проблему вызывает эффект распыления эмиттера и коллектора заряженными частицами, особенно осколками деления.

Недостатками источника тока с твердым диэлектриком по сравнению с источником тока с вакуумным промежутком являются:

- меньшее значение омического сопротивления. В связи с этим особую важность приобретают электрическая прочность диэлектрика в условиях облучения и энергетический спектр вторичных электронов, приходящих на коллектор. Верхний предел напряжения на зажимах пары тонких слоев эмиттер—коллектор определяется максимальной энергией в энергетическом спектре вторичных электронов. Напряжение на зажимах преобразователя с твердым диэлектриком не может превышать предела, обусловленного электрической прочностью диэлектрика;
- наличие выхода вторичных электронов из твердого диэлектрика. В случае ячейки со сравнимыми толщинами слоев необходимо иметь в виду, что вторичные электроны будут генерироваться также и в диэлектрике, причем в большем количестве, чем в эмиттере и коллекторе, так как энергия E_s, идущая на образование одного вторичного электрона в диэлектрике (~5...10 эВ), в несколько раз меньше, чем в металле (~25 эВ) [10].

В качестве промежуточного варианта диэлектрика (в виде геля) рассматривался аэрогель Al_2O_3 с пористостью 99,4 % [10]. Толщина слоя аэрогеля составляет 0,4 мкм, что эквивалентно по количеству материала плотной пленке Al_2O_3 толщиной 4 нм.

Вариант источника тока с твердым диэлектриком описан в работах [2, 3]. В качестве твердого диэлектрика может быть использован Al_2O_3 , в качестве материала эмиттера — вольфрам, в качестве материала коллектора алюминий. Согласно имеющимся теоретическим представлениям, оптимальная толщина эмиттера, коллектора и диэлектрика составляет 10 нм.

Изготовление наноструктур W-Al₂O₃-Al

Параметры классических металлдиэлектрик (изолятор)-металл МДМ (МИМ)-структур, полученных на основе Al₂O₃ [11, 12], достаточно хорошо изучены вследствие широкого применения их в тонкопленочных конденсаторах. Для преобразователей ядерной энергии в электрическую необходимо применять МДМструктуры со значительно более тонкими слоями и использовать один слой из тяжелого металла, например вольфрама. Это приводит к принципиальным различиям в технологии изготовления таких структур и их электрофизических свойств.

МДМ-структуры с верхним электродом в виде слоя W по своим свойствам значительно отличаются от классических структур из-за наличия присущих вольфраму эмиссионных качеств и образования углеродных проводящих наноструктур [13—17] в слое диэлектрика. С одной стороны, выраженные эмиттерные свойства W положительны для применения в данных преобразователях, с другой — образование углеродных проводящих наноструктур резко изменяет электрофизические характеристики, превращая такие структуры из конденсаторов в МДМ-диоды с N-образной вольт-амперной характеристикой, и приводит к возникновению нестабильных токов утечки.

Для экспериментального исследования характеристик преобразователей ядерной энергии, использующих эмиссию вторичных электронов, были изготовлены несколько типов МДМ-структур, показанных на рис. 1. В их конструкции применялась как прямая, так и обратная последовательность расположения слоев W и Al. Обе последовательности слоев необходимы для экспериментальных исследований анизотропии выхода вторичных электронов из эмиттера и коллектора.

Нанослои последовательно наносились на установке вакуумного напыления L-560Q (Leybold-Heraeus) с использованием комплекта апертурных масок. Вакуум в рабочей камере установки создавался турбомолекулярным насосом (поэтому остаточные газы не содержали следов масла). Нагрев подложек про-



Рис. 1. Схема МДМ-структуры W-Al₂O₃-Al

водился с использованием инфракрасного излучателя. Подложки с масками располагались в тепловом контакте с диском вращаемой карусели.

Для нанесения нанослоев применялись два метода:

- слои Al и Al₂O₃ наносились электронно-лучевым распылением в высоком вакууме;
- слои W наносились как электронно-лучевым, так и магнетронным ионно-плазменным распылением.

Нанесение покрытий электронно-лучевым распылением в вакууме. Для изготовления МДМ-структур использовались подложки из ситалла СТ32-1 размером $48 \times 60 \times 0,5$ мм, которые затем разрезались на отдельные элементы. Ситалл представляет собой керамическую подложку с покрытием рабочей поверхности тонким слоем глазури. Эта поверхность механически не обрабатывается и поэтому практически (при хорошем качестве) не имеет микроцарапин и раковин (в отличие от подложек, изготовленных полировкой). Это очень важно при изготовлении структур с тонким слоем диэлектрика, поскольку попадание даже единственного дефекта поверхности в рабочую область структуры приводит к ее короткому замыканию.

Нагрев распыляемых материалов, помещаемых в медный водоохлаждаемый тигель, осуществлялся сфокусированным (размер фокуса ~5 × 5 мм) электронным лучом при ускоряющем напряжении 12 кэВ. Контроль толщины и скорости напыления проводился кварцевым монитором "INFICON".

Известно, что для получения качественных многослойных наноструктур необходимо выбирать температуру подложки по материалу, имеющему наиболее низкую оптимальную температуру конденсации (в нашем случае это Al, $T_{\text{опт}} = 90...120$ °C, оптимальный применяемый адгезионный подслой — V толщиной 1,0...1,5 нм.). При больших температурах нагрева подложки в слое Al возникает текстура (при этом возрастает размер кристаллитов и происходит дендритообразование, что ухудшает однородность толщины и качество поверхности слоя). Поэтому, если структура содержит слои с высокой оптимальной температурой конденсации (для слоев W, Al₂O₃, Cr (V), Cu оптимальная температура конденсации составляет 250...300 °С), то обычно их наносят на подложку первыми, а затем при более низкой температуре наносят слой Al.

Свойства материалов и условия нанесения слоев электронно-лучевым распылением в вакууме приведены в табл. 1.

В случае размещения слоя Al первым температура подложки при нанесении последующих слоев не должна превышать 120 °С, что недостаточно для получения слоев Al_2O_3 и W хорошего качества. Это может приводить к недостаточной электрической прочности диэлектрика и пониженной плотности материалов покрытий.

Распыление Al (дозированные гранулы чистотой 99.9 ЕТО.021.051 ТУ) электронным лучом осуществлялось из тигля-вставки, изготовленной из нитрида бора. Эта вставка исключала контакт расплава Al с медным тиглем, при котором происходит растворение меди в расплаве Al, что может вызвать загрязнение напыляемых слоев медью.

Исходным материалом для напыления Al_2O_3 был измельченный кристалл лейкосапфира, поскольку массы стандартных таблеток Al_2O_3 ТУ 6-09-17-170—81 было недостаточно для получения требуемой толщины покрытий 100 нм.

Для напыления слоя W использовались таблетки, вырезанные из монокристалла, которые помещались в медный тигель на сетку из вольфрамовой проволоки марки ВА ГОСТ 18903—73 (тепловой экран). При разогреве таблетки до температуры 2600...3000 °С наблюдалось заметное выделение газа ($P \sim 5...7 \cdot 10^3$ Па),

происходящее в течение 30...40 мин, и только затем можно было медленно увеличить температуру до плавления W (3410 °C) и провести распыление. До этого момента распыляемый материал осаждался на защитную заслонку.

Максимальная скорость напыления слоев (при мощности луча 1,4 кВт) составляла 0,15 нм/с, ее превышение приводило к разбрызгиванию расплава металла. Наиболее вероятно, это связано с наличием примеси углерода в распыляемом материале, который испаряется при температурах, близких к температуре распыления W, возможно, он также присутствует в виде карбидов вольфрама с температурой плавления 2860 °C.

Высокая температура и продолжительность распыления W приводит к сильному тепловому и световому облучению подложек и деталей вакуумной камеры. Это вызывает, несмотря на водяное охлаждение, их поверхностный нагрев и снижение рабочего вакуума из-за десорбции остаточных, адсорбированных на поверхностях камеры газов. Эти газы могут взаимодействовать с атомарным потоком W и включаться в осаждаемый слой, загрязняя его. Кроме того, высокая тепловая энергия атомарного потока W, конденсирующегося на поверхности подложки, может приводить к сильному локальному перегреву нанесенных до этого слоев и диффузии W в поверхностный слой диэлектрика.

Поэтому электронно-лучевое напыление слоя W является наиболее критичной операцией при изготовлении MДМ-структур и ее желательно проводить другим более технологичным методом. Для этого наиболее приемлем метод магнетронного ионноплазменного распыления па постоянном токе.

Магнетронное ионно-плазменное напыление слоев W. Магнетронное распыление является вариантом катодного распыления мишени из наносимого материала в плазме инертного газа Ar. Плазменный разряд концентрируется вблизи поверхности мишени за счет скрещенных электрического и магнитного полей, образующих ловушку для электронов (рис. 2, см. четвертую сторону обложки). Высокая концентрация электронов в торообразной области плазмы повышает степень ионизации атомов Ar. Ионы Ar⁺ ускоряются в электрическом поле и бомбардируют

Таблица 1

Слой	Температура плавления, °С	Температура испарения, °С	Температура подложки, °С	Толщина слоя, нм	Скорость осаждения, нм/с	Остаточное давление, Па		
W Al ₂ O ₃ Al Cr Cu	3410 2072 660 1857 1083	3410 1600 1000 1200 1100	300 300 120 (200*) 200 200	10 100 10 20 250	0,15 0,4 0,5 0,3 0,5	$2 \cdot 10^{-3} \\ 10^{-3} \\ 4 \cdot 10^{-4} \\ 2 \cdot 10^{-4} \\ 4 \cdot 10^{-4}$		
* Темпе	 Температура подложки при последовательности слоев на рис. 1. 							

Varanua unnomen reura	MIM amprovement			
условия изготовления	і імідімі-структур с	использованием мето.	1а электронно-лучевого	распыления



Рис. 4. Зависимость скорости напыления слоя W от мощности разряда

поверхность мишени, выбивая атомы W, которые осаждаются на подложке.

Высокая плотность плазмы приводит к понижению напряжения зажигания разряда и соответственно к меньшей энергии частиц распыляемого и осаждаемого на подложку материала. Также это позволяет поддерживать разряд при более высоком вакууме и обеспечивает высокую чистоту и качество наносимых покрытий.

Применение магнетронного распыления обеспечивает значительно более мягкие условия нанесения материалов, чем электронно-лучевое напыление, что и требуется для получения слоев W при изготовлении MДМ-структур.

Для напыления использовали дисковую мишень из вольфрама марки ВА (ГОСТ 23922—79) чистотой 99,95 %, размером Ø 80 × 5 мм (производства ООО "Лигамет"). Рабочая сторона мишени защищалась химически стойким лаком ХСЛ, тыльная сторона гальванически покрывалась слоем меди, облуживалась припоем ПОС-60 и припаивалась к медному держателю мишени (рис. 3, *a*, см. четвертую сторону обложки). Магнетрон в сборе показан на рис. 3, *б*.

Давление 0,5 Па в вакуумной камере установки поддерживали при постоянной откачке турбонасосом (с пониженным на 50 % числом оборотов) и напуске Ar микронатекателем. Использовали Ar чистоты 99,998 % с максимальным содержанием остаточных примесей в количестве: $O_2 - 0,0002$ %, $CO_2 - 0,00002$ %, $H_2O - 0,0003$ %, $CH_4 - 0,0001$ %. При этом давлении напряжение на магнетроне составляло U = 330...340 В, ток разряда I = 0,14...0,15 А. Источник питания позволял стабилизировать мощность разряда с относительной точностью 0,5 %.

Толщина напыляемых слоев задавалась по времени напыления при постоянной мощности разряда, поскольку применение кварцевого монитора было нецелесообразно из-за помех от плазмы и косвенности измерений. Поэтому реальные толщины полученных слоев были измерены после серии напылений при разных мощностях разряда (рис. 4) и затем использовались в качестве калибровочных значений.

Технологические режимы изготовления МДМструктур комбинацией электронно-лучевого напыления слоев Al, Al_2O_3 , Cr, Cu и магнетронного W показаны в табл. 2.

Исследования свойств наноструктур W-Al₂O₃-Al

Электрические свойства МДМ-структур, полученных электронно-лучевым напылением. Первоначально в пробных образцах МДМ-структур нижний слой Al и адгезионный подслой из V наносились при температуре подложки 120 °С. Оценка сопротивления утечки изготовленных в таких условиях МДМструктур, проведенная с помощью электронного универсального прибора M-3860D (Metex), показала, что при первоначальном подключении прибора к

Таблица 2

Условия изготовления МДМ-структур при электронно-лучевом напылении слоев Аl и Al₂O₃ и магнетронном напылении слоя W

Слой	Температура плавления, °С	Температура испарения, °С	Температура подложки, °С	Толщина слоя, нм	Скорость осаждения, нм/с	Остаточное давление, Па
W Al ₂ O ₃ Al Cr Cu	3410 2072 660 1857 1083	1600 1000 1200 1100	250 350 150 250 250	10 100 10 20 250	0,4 (60 Bt) 0,6 0,5 0,4 1,0	$0,5 \\ 1 \cdot 10^{-3} \\ 5 \cdot 10^{-4} \\ 4 \cdot 10^{-4} \\ 4 \cdot 10^{-4}$

Таблица 3

Сопротивления утечки МДМ-структур, полученных электронно-лучевым напылением, с нижним слоем из Al

№ образца	1	2	3	4	5	6	7	8
R	1,262 кОм	62,2 Ом	155,4 Ом	86,7 Ом	6,85 кОм	61,1 Ом	62,2 Ом	41,1 Ом

структурам сопротивление составляло 1,2 МОм. Затем за несколько циклов измерений оно начинало резко уменьшаться до сотен килоом и затем до единиц килоом и десятков ом. Сопротивление окончательно стабилизировалось на разных для разных образцов уровнях, показанных в табл. 3. Электрическое напряжение, подаваемое на образец при измерении сопротивления, не превышало 1 В.

Образцы № 1 и № 2 в дальнейшем были подвергнуты электроформовке при постоянном токе и напряжениях от 1 до 10 В с ограничивающим ток резистором ~100 кОм. Напряжение на МДМ-структуре при формовке контролировалось осциллографом с входным сопротивлением 10 МОм. Наблюдались периодические пробои слоя диэлектрика, которые не приводили к уменьшению сопротивления утечки. Аналогичные результаты были получены и при формовке короткими импульсами с регулируемой скважностью и полярностью.

Увеличение температуры подложки при нанесении слоев до 200 °С также не приводило к уменьшению сопротивления утечки и не изменило общий характер электроформовки. Оптическая микроскопия поверхности структур после электроформовки показала наличие следов электрических микропробоев, сгруппированных в основном на краях нижнего Al электрода, как показано на рис. 5, *a* (см. четвертую сторону обложки). На рис. 5, *б* показан след пробоя па границе W электрода (эта граница имеет ярко синюю окраску, характерную для оксида вольфрама WO₃).

Основная причина, вызывающая подобные явления в МДМ-структурах Al—Al₂O₃—W, связана с присутствием малейших примесей углерода в диэлектрике (сорбированных из внешней среды, а в нашем случае, весьма вероятно, внесенных диффузией из слоя W, если он содержал примеси C или карбидов). На границах электродов под действием высокой напряженности поля вблизи наноострий (образование наноострий и оксидных переходных слоев характерно для слоев многих тугоплавких металлов, что определяет их широкое применение в качестве адгезионных подслоев), расположенных на поверхности слоя W, обращенной к диэлектрику, возникают углеродные проводящие каналы.

Образование таких проводящих каналов определяет наличие N-образной вольт-амперной характеристики структур, причем максимум проводимости достигается при ~4...5 В, а попытки выжечь эти каналы при большой плотности тока для структур большой площади приводят к катастрофическому пробою и выгоранию электродов.

Другая причина электропроводимости структур может быть вызвана электрохромными свойствами [18] оксида вольфрама WO₃, который может присутствовать в качестве переходною слоя на границе слоев W и Al₂O₃. В слое WO₃ наблюдается переход состояния металл—диэлектрик, при этом его проводимость возрастает от ~500 $\text{Om}^{-1} \cdot \text{сm}^{-1}$ до $10^4 \dots 10^5 \text{ Om}^{-1} \cdot \text{сm}^{-1}$, а приложение электрического поля вызывает появление центров окраски (голубая...синяя). Наличие такого переходного слоя приводит к дополнительной нестабильности параметров такого типа МДМ-структур.

При изготовлении МДМ-структуры с другой последовательностью слоев, где первым от подложки был расположен слой W, напыление слоев W и Al₂O₃ проводилось при температуре подложки 300 °C, Al — 200 °C, Cr и Cu — 200 °C, как указано в табл. 1. Все изготовленные в этих условиях образцы имели сопротивление утечки более 40 МОм (предел измерений для прибора M-3860D), без пробоев выдерживали напряжения до 20 В. Это, вероятно, связано с большей плотностью и электрической прочностью слоев Al₂O₃, полученных при температуре подложки 300 °C. Слой Al₂O₃ изолирует W от внешней среды и препятствует образованию углеродных проводящих каналов и переходных оксидных слоев, что исключает возможность появления утечки.

Расчетная электрическая емкость МДМ-структур, имеющих площадь 2,54 см², при толщине слоя Al₂O₃ 100 нм (диэлектрическая проницаемость $\varepsilon \approx 9$) составляет ~200 нФ. Емкость, измеренная стандартными приборами на переменном токе, была занижена и составляла $\sim C = 150 + 5.6 \text{ н} \Phi (+3.7 \%)$ для серии из шести образцов. Причина этого состоит в относительно большом поверхностном сопротивлении электродов, что вызвано их малой толщиной (для слоев Al ~ 1 кОм/квадрат и слоев W ~ 2 кОм/квадрат). Дополнительные сопротивления, включенные последовательно с емкостью структуры, создают интегрирующую цепочку, что вносит значительную погрешность в результаты измерений на переменном токе. При учете этих особенностей емкость МДМ-структур совпадает с расчетной.

Электрические свойства МДМ-структур, полученных с использованием комбинированного электронно-лучевого и магнетронного напыления. При изготовлении МДМ-структур с использованием комбинированной технологии напыления было изготовлено несколько партий образцов с разной последовательностью слоев. Сопротивления утечки для всех образцов с верхним слоем из W составляло сотни ом, типичные их значения приведены в табл. 4.

Таблица 4

Сопротивление утечки МДМ-структур с верхним образцом из W

№ образца	1	2	3	4	5	6	7	8
Сопротивле- ние <i>R</i> , Ом	166	150	231,7	193,4	215,2	249,3	243,7	222

Таблица 5

Сопротивление утечки МДМ-структур с верхним образцом из АІ

№ образца	1	2	3	4	5	6	7	8
R	0,8 кОм	1,6 кОм	>40 МОм	>40 МОм	>40 МОм	5,4 кОм	90 кОм	>40 МОм

В МДМ-структурах, в которых слой Al размещался сверху, около половины образцов имели сопротивление утечки более 40 Мом (табл. 5). При этом пониженное сопротивление и его разброс для остальных образ-







Рис. 7. Зарядно-разрядная характеристика МДМ-структуры



Рис. 8. SEM-микрофотографии МДМ-структур с верхним слоем из W

цов был, наиболее вероятно, связан с наличием короткого замыкания вследствие наличия дефектов подложек и их загрязнениями.

Для получения зарядно-разрядных характеристик высокоомных МДМ-структур использовался простейший стенд на основе генератора сигналов специальной формы Г6-34 и портативный регистратор диалоговых сигналов Flash-Recjrder-2-16-RTC-SD с входным сопротивлением больше 10 Мом (рис. 6).

Полученная типичная зарядно-разрядная характеристика (зависимость напряжения на МДМструктуре от времени) показана на рис. 7.

Для контроля структуры поверхности нанесенных слоев МДМ-структура с верхним слоем из W была исследована на сканирующем электронном микроскопе (SEM) ZRM-20 (Carl Zeiss) в режимах топологического контраста (TE), в отраженных (RE) и вторичных электронах (SE). Микрофотографии поверхности при различных увеличениях приведены на рис. 8. На рис. 8, *а* при увеличении × 2500 и рис. 8, *б* при увеличении × 14000 (RE) показана поверхность слоя W на Al_2O_3 , при этом характерные размеры кристаллитов составляют 300...500 нм. Также на поверхности структуры имеются крупные (*a*), мелкие (*c*) загрязнения, включения (*d*) и дефекты подложки (*e*).

Заключение

Для изготовления источника тока прямого преобразования ядерной энергии в электрическую на вторичных электронах необходимы наноструктуры металл—диэлектрик—металл (МДМ-структуры) с характерными толщинами слоев 10 нм, в которых один из металлических слоев является эмиттером, второй — коллектором. Наиболее простой с точки зрения способов изготовления и размеров является МДМ-структура с твердым диэлектриком, который имеет перед вакуумным диэлектриком и другие преимущества — более высокий выход вторичных электронов из металла в твердый диэлектрик, отсутствие распыления вещества в вакуум.

Одним из приемлемых вариантов состава МДМструктур для прямого преобразования ядерной энергии в электрическую является структура W—Al₂O₃—Al. МДМ-структуры W—Al₂O₃—Al, изготовленные методом электронно-лучевого напыления и методом магнетронного ионно-плазменного напыления, имеют практически одинаковые значения электрического сопротивления и емкости. На электрическое сопротивление МДМ-структур W—Al₂O₃—Al существенно влияют примеси углерода, которые приводят к образованию углеродных проводящих каналов, а также свойства оксида вольфрама WO₃, который может присутствовать в качестве переходного слоя на границе слоев W и Al₂O₃. При нанесении слоя вольфрама непосредственно на подложку из ситалла сопротивление МДМ-структур значительно выше по сравнению со структурами, в которых слой вольфрама наносится на слой Al₂O₃. На получение структур без электрических утечек значительно влияет качество поверхности применяемых подложек.

Задача получения слоев вольфрама толщиной порядка 10 нм на тонких слоях других материалов, что необходимо при изготовлении многослойных МДМ-структур с высоким сопротивлением для источников тока на вторичных электронах, является пока нерешенной. Необходимо совершенствование методов, позволяющих изготавливать трехслойные и многослойные МДМ-структуры с высоким электрическим сопротивлением и с требуемой последовательностью нанесения слоев, при этом кроме вольфрама могут рассматриваться и другие подходящие материалы.

Изготовленные МДМ-структуры с разными толщинами слоев из W, Al_2O_3 и Al с прямой и обратной последовательностью слоев могут использоваться для исследований тока вторичных электронов в зависимости от состава и толщины эмиттера, диэлектрика и коллектора, что необходимо дли оптимизации МДМ-структур, а также тестирования теоретических моделей и расчетных программ.

Список литературы

1. Вернер В. Д., Мальцев П. П., Резнев А. А., Сауров А. Н., Чаплыгин Ю. А. Современные тенденции развития микросистемной техники // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 8. С. 2—6.

2. Ануфриенко В. Б., Ковалев В. П., Куликов А. В., Чернов В. А. Преобразователи ядерной энергии в электрическую на вторичных электронах // Российский химический журнал. Т. L. Вып. 5. С. 120—125.

3. Ануфриенко В. Б., Крыжановский Б. В., Михайлова А. М., Палагушкин А. В., Сигейкин Г. И., Сомов И. Е., Чернов В. А. Использование сверхмногослойных (СМС) наноструктур для

прямого преобразования ядерной энергии в электрическую // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 8. С. 30—38.

4. Батракин Е. Н., Залюбовский И. И., Карась В. И. и др. Исследования вторичной электронной эмиссии из тонких пленок Al, Cu, Be, индуцированной пучком протонов 1 МэВ // Поверхность. 1985. № 3 (9). С. 848—850.

5. Батракин Е. Н., Залюбовский И. И., Карась В. И. и др. Экспериментальные исследования вторичной электронной эмиссии из тонких пленок, индуцированной альфа-частицами // Поверхность. 1986. № 12. С. 82—86.

6. **Ковалев В. П.** Вторичные электроны. М.: Энергоатомиздат, 1987. 177 с.

7. Балебанов В. М., Карась В. И., Кононенко С. И. и др. Многослойный эмиттер для вторично-эмиссионного радиоизотопного источника тока. Патент РФ № 2050626, 1995.

8. Балебанов В. М., Карась В. И., Кононенко С. И. и др. Вторично-эмиссионный радиоизотопный источник тока. Патент РФ № 2050625, 1995.

9. Ануфриенко В. Б., Казанцев Г. Н., Ковалев В. П. и др. "Холодный" ядерный реактор с прямым преобразованием ядерной энергии в электрическую на вторичных электронах в рамках проблемы нераспространения ядерных материалов // Изв. вузов. Ядерная энергетика. 2001. № 2. С. 22–29.

10. Саркисов А. Д., Якимов В. А., Каплар Е. П. Термоэлектрические генераторы с ядерными источниками теплоты. М.: Энергоатомиздат, 1977. 206 с.

11. Шнаревич Е. И., Рыбинский О. А., Злобин В. А. Диэлектрики интегральных схем. М.: Энергия, 1975.

12. Воробьев Г. А., Мухачев В. А. Пробой тонких диэлектрических пленок. М.: Сов. радио, 1977.

13. Мордвинцев В. М., Кудрявцев С. Е., Левин В. Л. Особенности процесса самоорганизации углеродистых проводящих наноструктур при электроформовке открытой "Сандвич"-структуры металл—изолятор—металл с нанометровой изолирующей щелью // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 11. С. 85—93.

14. **Мордвинцев В. М., Кудрявцев С. Е.** Условия формирования единичной проводящей наноструктуры при электроформовке // ЖТФ. 2002. Т. 72. № 4. С. 53–59.

15. Мордвинцев В. М., Кудрявцев С. Е., Левин В. Л. Качественное различие механизмов процесса электроформовки в структурах Si—SiO₂—W для Si *n*- и *p*-типов проводимости // Физика и техника полупроводников. 2005. Т. 39. Вып. 2. С. 222—229.

16. **Pagnia H., Sotnik N.** Bistable switching in electroformed metal—insulator—metal devices // Physica Status Solidi (a). 1988. Vol. 108, Issue. P. 11–65.

17. Валиев К. А., Левин В. Л., Мордвинцев В. М. Электроформовка как процесс самоорганизации нанометрового зазора в углеродистой среде // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 11. С. 39—44.

18. **Гуртов В. А., Райерус П. А., Малиненко В. П.** Физика окисных пленок. Петрозаводск: Изд-во НГУ, 1988.

УДК 621.318.12

С. В. Герус¹, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., Ю. В. Гуляев¹, акад., директор, Б. С. Лобанов², канд. техн. наук, проф., ген. директор, **А. Ю. Митягин**¹, проф., д-р. физ.-мат. наук, гл. науч. сотр.,

А. А. Соколовский¹, д-р. техн. наук, вед. науч. сотр., **М. П. Темирязева**^I, канд. физ.-мат. наук,

ст. науч. сотр., М. В. Фесенко², канд. техн. наук, зам. нач. отд., **Б. В. Хлопов**², канд. техн. наук, нач. отд.,

Институт радиотехники и электроники РАН, г. Москва, e-mail: alexandr-mityagin@yandex.ru,

ФГУП "ЦНИРТИ им. академика А. И. Берга",

г. Москва, e-mail: 208_otd@mail.ru

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ИНФОРМАЦИОННУЮ МАГНИТНУЮ СТРУКТУРУ СОВРЕМЕННЫХ ЖЕСТКИХ ДИСКОВ

Рассмотрены экспериментальные исследования магнитной структуры фрагментов записи на накопителе на жестких магнитных дисках (НЖМД) различной емкости и изучена ее устойчивость к воздействию магнитного поля различной напряженности и ориентации. Условиями, определяющими устойчивость жестких дисков к внешним магнитным полям, являются коэрцитивная сила применяемых магнитных материалов и степень экранирования импульсного магнитного поля корпусом и конструктивными элементами жесткого диска.

Ключевые слова: электромагнитные поля, сканирующая зондовая микроскопия, накопитель на жестком магнитном диске, уничтожитель информации

Введение

Исследование устойчивости современных накопителей на жестких дисках (НЖМД) к внешним импульсным магнитным полям имеет важное значение как для определения условий надежного хранения записанной информации, так и для определения параметров магнитных импульсов, при которых осуществляется гарантированное уничтожение информании.

В настоящей работе методами сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) была экспериментально исследована магнитная структура фрагментов записи НЖМД различной емкости и изучена ее устойчивость к воздействию магнитного поля различной напряженности и ориентации. Исследовались современные жесткие диски с перпендикулярной записью производства Seagate и Hitachi, которые являются лидерами в разработке и внедрению наиболее передовых технологий магнитной записи.

Условиями, определяющими устойчивость жестких дисков к внешним магнитным полям, являются коэрцитивная сила применяемых магнитных материалов и степень экранирования импульсного магнитного поля корпусом и конструктивными элементами жесткого диска.

Исследование воздействия магнитного поля на НЖМД методом силовой зондовой микроскопии

Измерения с применением СЗМ проводили с использованием двухпроходной методики. На первом проходе определялся рельеф с использованием контактного или прерывисто-контатного методов [1, 2]. На втором проходе каждой линии сканирования зонд поднимался на заданную высоту, и сканирование осуществлялось в соответствии с рельефом поверхности, сохраненным в памяти устройства. В результате на втором проходе расстояние зонд-поверхность поддерживалось постоянным и выбиралось достаточно малым, чтобы обеспечить пространственное разрешение в нанометровом диапазоне, необходимое для регистрации магнитной записи. Вследствие малого зазора между иглой кантилевера и поверхностью затруднительно обеспечить достаточную амплитуду колебаний кантилевера, что обусловливало малое значение полезного сигнала.

В процессе измерений записывалась как амплитуда колебаний кантилевера, так и фазовый сдвиг между колебаниями кантилевера и пьезопривода. По результатам измерения этих сигналов восстанавливалась исходная картина магнитного рельефа.

На каждый НЖМД записывалась информация в виде регулярного чередования логических нулей и единиц. Время записи НЖМД емкостью 2 Тбайт составило около 100 ч. После полного заполнения НЖМД он разбирался и из него извлекались магнитные диски с записью. НЖМД Hitachi емкостью 2 Тбайт содержал пять дисков, а НЖМД Seagate емкостью 1,5 Тбайт — четыре диска. Из дисков вырезались образцы размером 8 × 8 мм, при этом предпринимались меры для защиты поверхности от технологических загрязнений, которые могли бы ухудшить качество считывания магнитного рельефа. На рис. 1 приведены измеренные силовым микроскопом фрагменты исходного магнитного рельефа исследуемых НЖМД. Из приведенных рисунков видно,



a — Seagate 1,5 Тбайт и б — Hitachi 2 Тбайт



Рис. 3. Магнитный рельеф поверхности диска (НЖМД 1,5 Тбайт фирмы Seagate) после воздействия ортогонального к плоскости диска магнитного поля величиной 360 кА/м (*a*) и 520 кА/м (*б*)

что магнитная запись на современных НЖМД имеет характерный период 140...150 нм. При регистрации данного рельефа выбирали оптимальные режимы получения сигнала, которые использовали в дальнейшем для измерения экспонированных в магнитном поле образцов. Образцы экспонировались в магнитном поле в диапазоне 80...800 кА/м с шагом 40 кА/м при ориентации поля как параллельно, так и перпендикулярно поверхности образцов. Измерение магнитного поля осуществляли измерителем магнитной индукции (Ш1-8), щуп которого помещался в зазор между полюсами электромагнита в непосредственной близости от исследуемого образца.

После экспонирования в магнитном поле образцы исследовали с помощью зондового микроскопа. Указанные измерения повторялись для разных напряженностей и ориентаций поля. На рис. 2—5 приведены фрагменты изображений магнитного рельефа для характерных значений напряженности магнитного поля при различной его ориентации относительно плоскости образца для НЖМД Seagate (1,5 Тбайт) и Hitachi (2 Тбайт).

Было обнаружено, что диски рассмотренных производителей реагируют на приложенное магнитное поле схожим образом. При воздействии на диск касательного поля напряженностью до 440 кА/м (рис. 2 и 4) на нем могут оставаться следы записанной информации при том, что нормальное поле 360 кА/м (рис. 3 и 5) значительно повреждает магнитный рельеф, что объясняется типом применяе-



Рис. 4. Магнитный рельеф поверхности диска (НЖМД 2 Тбайт фирмы Hitachi) после воздействия касательного к плоскости диска магнитного поля величиной 440 кА/м (*a*) и 520 кА/м (*б*)



Рис. 5. Магнитный рельеф поверхности диска (НЖМД 2 Тбайт фирмы Hitachi) после воздействия ортогонального к плоскости диска магнитного поля величиной 360 кА/м (a) и 520 кА/м (δ)

мой для данного вида записи магнитной анизотропии — нормальной к плоскости диска. Сравнение фрагментов магнитного рельефа, представленных на рис. 5, показывает, что увеличение напряженности магнитного поля выше 520 кА/м принципиально не изменяет хаотичный рельеф поверхности, на которой уничтожены следы записанной информации. Из приведенных рисунков также видно, что магнитная запись полностью уничтожается (т. е. в настоящее время не существует возможности ее восстановления) полем напряженностью более 520 кА/м независимо от его ориентации к плоскости диска. Следует отметить, что при воздействии полей, обусловливающих начальное повреждение информации (до 150...200 кА/м), она может не считываться штатным приводом НЖМД, однако она на диске присутствует и методами силовой зондовой микроскопии может быть восстановлена. Следует, однако, отметить, что это дорогая и трудоемкая задача.

На основании проведенных исследований можно сделать вывод, что поле напряженностью более 520 кА/м независимо от его ориентации гарантированно уничтожает записанную информацию.

Влияние экранирования корпуса НЖМД на напряженность стирающего магнитного поля

Представленные выше исследования проводились в постоянном магнитном поле, тогда как в устройствах для уничтожения информации с магнитных носителей применяются импульсные магнитные поля [3, 4]. Импульсный характер стирающего поля обусловливает его экранирование металлическими элементами НЖМД и может приводить к уменьшению эффективности уничтожения информации. Такими элементами в НЖМД являются диски (до 4...5 дисков), выполненные из алюминиевого сплава, которые служат подложкой для магнитного материала, дополнительные металлические элементы, разделяющие диски и корпус. Ослабление импульсного магнитного поля элементами НЖМД зависит от многих факторов:

- формы и длительности импульса;
- геометрических параметров полеобразующей системы;
- формы, толщины и материала экранирующих элементов.

Строгий расчет ослабления поля с учетом всех перечисленных факторов является достаточно сложной задачей, поэтому в настоящей работе экспериментально исследовалось ослабление магнитного поля, создаваемого полеобразующими системами, близкими по характеристикам к системам, применяемым в устройствах уничтожения информации, экранами с проводимостью, характерной для элементов НЖМД.

Исследовалось два типа полеобразующих систем, создающих импульсные магнитные поля в устройствах уничтожения информации на жестких магнитных дисках. Магнитная система *первого типа* выполнена в виде соленоида прямоугольного сечения, генерирующего магнитный импульс длительностью около 1,5 мс по уровню половинной интенсивности и напряженностью 680 кА/м. Длина соленоида составляла 110 мм, причем полость соленоида соответствовала поперечным размерам стандартных жестких дисков формата 3,5". Магнитная система *второго типа* состояла из катушек Гельмгольца, в зазор между которыми помещался исследуемый макет жесткого диска, и генерировала импульс магнитного поля длительностью около 5,5 мс и напряженностью 600 кА/м. Наружный диаметр катушек составлял 120 мм, внутренний — 70 мм, расстояние между катушками — 35 мм. Осциллограммы создаваемых магнитных импульсов приведены на рис. 6.

Влияние экранирующего действия элементов НЖМД исследовали с помощью набора пластин из алюминиевого сплава АМцМ с удельным сопротивлением $\rho = 3,45 \cdot 10^{-8}$ Ом · м. Толщина набора варьировалась в пределах 1...10 мм. Следует отметить, что данный набор достаточно хорошо соответствует реальным экранирующим элементам типичного НЖМД, включающего несколько алюминиевых пластин толщиной 1,3 мм, являющихся подложками магнитного носителя, и элементов корпуса толщиной 3...6 мм (основание) и 1 мм (крышка). При из-



Рис. 6. Осциллограммы магнитных импульсов, создаваемых магнитными системами первого и второго типов соответственно



Рис. 7. Зависимость амплитуды импульсного магнитного поля от толщины экрана: сплошная линия — расчет, звездочки — эксперимент для магнитной системы первого типа, штриховая линия — расчет, кружочки — эксперимент для магнитной системы второго типа

мерениях плоскость пластин была ортогональна силовым линиям магнитного поля.

Для магнитной системы первого типа экранирующие пластины располагались в центральной части соленоида, причем зазор между торцами пластин и каркасом соленоида не превышал 0,5 мм. Экспериментальная зависимость напряженности магнитного поля от толщины экрана приведена на рис. 7. На этом же рисунке приведена теоретическая зависимость ослабления магнитного поля от толщины экрана, рассчитанная в соответствии с подходом, приведенным в работе [2]. Особенности экспериментальных условий учитывались путем подбора двух эмпирических коэффициентов *а* и *b*, связанных с неоднородностью магнитного поля, обусловленной конечными размерами экрана.

Расчетное значение поля в точке измерений определялось по формуле

$$H(d) = aH_c(0) + bH_c(d),$$

где $H_c(d)$ — решение уравнения

$$\frac{\partial^2 H_c}{\partial z^2} = \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial H}{\partial t}$$
(1)

с соответствующими граничными условиями и начальными условиями, определяющими форму стирающего импульса [2] (μ_0 — магнитная проницаемость; d — толщина экрана; ρ — удельное сопротивление материала экрана). Наилучшее соответствие расчетных кривых и экспериментальных данных, как для изменения амплитуды магнитного поля, так и длительности импульса наблюдаются при a = 0,59и b = 0,43 — для магнитной системы первого типа и a = 0,11 и b = 0,96 — для магнитной системы второго типа.

Применимость рассматриваемой модели для расчета изменения длительности импульса ограничена максимальной толщиной экрана 7...8 мм, что охватывает круг наиболее распространенных практических ситуаций.

Инженерные расчеты изменения длительности импульса и ослабления магнитного поля экраном толщиной d для полеобразующей системы первого типа можно проводить с помощью простых формул, которые являются аналитической аппроксимацией экспериментальных зависимостей, представленных на рис. 7 и 8:

$$\tau(d) = \tau(0)(0,11d^{0,72} + 0,98);$$

H(d) = H(0)(0,38exp(-0,17d) + 0,63).



Рис. 8. Зависимость длительности импульса от толщины экрана для магнитной системы первого (a) и второго (δ) типов. Сплошные линии —расчет, точки — эксперимент

Для магнитной системы второго типа аналогичные формулы имеют вид

$$\tau(d) = \tau(0)(0,074d + 1);$$

$$H(d) = H(0)(1 - 0,05d).$$

Заключение

На основе исследований, выполненных в настоящей работе, можно сделать следующие выводы.

Магнитная запись гарантированно уничтожается при воздействии магнитных полей напряженностью более 520 кА/м независимо от их ориентации к плоскости дисков НЖМД.

Корпуса и конструктивные элементы НЖМД при суммарной толщине металлических элементов до 10 мм ослабляют напряженность касательного импульсного магнитного поля с длительностью импульса 1,5 мс в 1,4...1,5 раза. В случае нормального импульсного магнитного поля с длительностью импульса 5,6 мс ослабление составит 1,6...1,7 раза.

Для гарантированного уничтожения информации полеобразующие системы стирающих устройств должны обеспечивать напряженность касательного магнитного поля более чем 750 кА/м при длительности импульса 1,5 мс и более чем 830 кА/м при длительности импульса 5,6 мс в случае нормального магнитного поля.

Список литературы

1. Герус С. В., Митягин А. Ю., Соколовский А. А., Темирязев А. Г., Крутов М. М., Хлопов Б. В. Экспериментальное исследование качества и полноты уничтожения информации с жестких магнитных дисков // Междунар. научно-техн. конф. "Информационные технологии и моделирование приборов и техпроцессов в целях обеспечения качества и надежности". Сусс, Тунис. 2006. Т. 1. С. 38–43.

2. Герус С. В., Митягин А. Ю., Соколовский А. А., Темирязева М. П., Хлопов Б. В. Особенности стирания информации с многодисковых винчестеров импульсным магнитным полем // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2010. № 1 (85). С. 14—17.

3. Гуляев Ю. В., Герус С. В., Житковский В. Д., Казанцев Г. В., Митягин Ал. Ю., Митягин Ан. Ю., Муравьев Э. Н., Романьков А. С., Соколовский А. А., Хлопов Б. В. Уничтожение информации с накопителей на жестких магнитных дисках // Инженерная физика. 2004. № 2. С. 2—12.

4. Герус С. В., Соколовский А. А., Гуляев Ю. В., Митягин Ал. Ю., Митягин Ан. Ю., Хлопов Б. В. Устройство для стирания записи с носителей на жестких магнитных дисках // Патент № 35919 от 10.02.2004 г.

УДК 621.38

П. П. Мальцев, д-р техн. наук, проф., директор,

Ю. В. Федоров, нач. лаб.,

Г. Б. Галиев, д-р физ.-мат. наук, нач. лаб.,

А. С. Бугаев, нач. лаб.,

А. П. Сеничкин, канд. техн. наук, зам. директора, **Д. Л. Гнатюк**, мл. науч. сотр.,

Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН, г. Москва

E-mail: isvch@isvch.ru

РАЗРАБОТКА СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

Рассматриваются вопросы создания транзисторов и монолитных интегральных схем сверхвысокочастотного диапазона на основе наногетероструктур.

Ключевые слова: сверхвысокочастотная наноэлектроника, наногетероструктуры, нанотехнология

В последние годы за рубежом наблюдается быстрое развитие разработок и производства монолитных интегральных схем (МИС) миллиметрового диапазона длин волн с использованием нанотехнологии и наногетероструктур для обеспечения развития телекоммуникационных технологий, систем радиолокации высокого разрешения, спутниковой связи, мониторинга окружающей среды, антитеррористических систем и др.

Основой МИС диапазона частот 30...38 и 56...64 ГГц традиционно являются НЕМТ и псевдоморфные РНЕМТ на подложках GaAs (30...38 ГГц) и InP (56...64 ГГц и более). Причем в последние годы гетероструктуры на InP в данных диапазонах частот вытесняются более дешевыми и технологичными метаморфными гетероструктурами (МНЕМТ) на GaAs, которые позволяют создавать приборы практически с такими же шумовыми и усилительными параметрами, но с более высокой (в 1,5-2 раза) выходной мощностью. Уменьшение длины затворов транзисторов до 0,15 мкм, а затем до 0,1 мкм позволило увеличить частоту отсечки по току (F_t) до 150...200 ГГц. В результате были улучшены все основные параметры МИС, например, коэффициент шума снижен с 3,5... 4 дБ до 2,2...3 дБ на частоте 60 ГГц, удельная выходная мощность (МНЕМТ) достигла 360 мВт/мм на частоте 100 ГГц.

В Институте сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники (ИСВЧПЭ) РАН, созданном чл.-корр. РАН В. Г. Мокеровым в 2002 г., в результате многолетних научных и технологических исследований, а также модернизации технологического и измерительного оборудования, разработаны физические основы сверхвысокочастотной (СВЧ) наноэлектроники и технологии изготовления МИС малошумящих и мощных усилителей для диапазонов частот 30...38 ГГц и 56...64 ГГц. Перечислим кратко основные достижения и результаты [1].

Молекулярно-лучевая эпитаксия

В ИСВЧПЭ РАН в результате проведения комплекса исследований физических основ и технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) наногетероструктур на основе соединений A_3B_5 были освоены все типы гетероструктур с двумерным электронным газом для изготовления СВЧ и КВЧ приборов на подложках GaAs и InP. Были разработаны технологии выращивания и оптимизированы наногетероструктуры следующих разновидностей:

1) псевдоморфные HEMT (PHEMT) наногетероструктуры типа AlGaAs/InGaAs/GaAs с односторонним δ —Si легированием для малошумящих усилителей (МШУ);

2) наногетероструктуры PHEMT с двухсторонним δ—Si легированием (*dd*-PHEMT) типа AlGaAs/InGaAs/AlGaAs/GaAs для мощных транзисторов и усилителей;

3) наногетероструктуры HEMT с большим содержанием индия в канале на основе использования метаморфного буфера (MHEMT) на подложках GaAs;

4) наногетероструктуры HEMT типа InAlAs/ InGaAs/InAlAs/InP на подложках InP для малошумящих транзисторов субмиллиметрового диапазона длин волн.

В таблице представлены типичные значения подвижностей двумерного электронного газа μ_{2DEG} и концентрации n_S , измеренные с помощью эффекта Холла для указанных выше типов наногетероструктур при T = 300 К и 77 К, используемых нами для изготовления СВЧ и КВЧ приборов. Полученные параметры гетероструктур соответствуют лучшим мировым образцам.

СВЧ измерения и проектирование

В ИСВЧПЭ РАН в последние годы был обновлен весь парк необходимого измерительного оборудования для исследования параметров транзисторов и



Рис. 1. Фотография грибообразного затвора с $L_g = 50$ нм (ИСВЧПЭ РАН, нанолитограф RAITH150-TWO, 2010 г.)

МИС непосредственно на пластине. В частности, полностью укомплектованы измерительные стенды:

- на основе векторного анализатора Agilent E8361A (S-параметры в диапазоне частот 0,01...67 ГГц);
- на основе измерителя коэффициента усиления и шума Agilent N8975A (0,01...80 ГГц с дополнительными блоками);
- на основе измерителя мощности Agilent E4417A (до 40 ГГц).

Разработаны принципы проектирования и созданы библиотеки пассивных и активных элементов СВЧ и КВЧ МИС для перечисленных типов гетероструктур на подложках GaAs и InP, а также широкозонных полупроводников AlGaN/GaN на подложках из сапфира и SiC.

Электронно-лучевая литография

Создана технология изготовления грибообразных затворов транзисторов и МИС, базирующаяся на современной электронно-лучевой литографии (нанолитограф RAITH150-TWO), позволяющей изготавливать полевые транзисторы с длиной затворов до 50 нм

T C	Содержание In	T =	300 K	T = 77 K		
Тип ооразца	в канале, %	n_s , 10^{12} cm^{-2}	$\mu_{2DEG}, cm^2/(B \cdot c)$	n_s , 10^{12} cm^{-2}	$\mu_{2DEG}, c M^2/(B \cdot c)$	
РНЕМТ на GaAs	21	1,68	7690	2,1	27 100	
dd-PHEMT на GaAs	21	2,3	7500	2,5	20 900	
М НЕМТ на GaAs	34	2,6	10 390	2,42	41 300	
	53	3,2	12 176	3,15	32 853	
НЕМТ на InP	53	3,3	12 350	3,3	43 343	
	60	3,46	13 680	3,3	41 100	



с $F_t = 152$ ГГц и $F_{max} = 323$ ГГц (ИСВЧПЭ РАН, литограф ЕВМF-2, 2000 г.)

(рис. 1) и рабочими частотами до 100 ГГц на подложках GaAs (PHEMT) и 320 ГГц (HEMT на подложках InP, рис. 2).

Технология изготовления транзисторов и МИС

Проведено частичное обновление и модернизация парка технологического оборудования производства транзисторов и МИС (фотолитографические установки Suss MJB4, установки плазмохимического низкоэнергетичного травления Sentech SI500 и низкотемпературного нанесения диэлектриков Oxford PlasmaLabSystem 100 и др.).

Тщательная отработка технологического процесса на всех стадиях изготовления приборов, применение селективных травителей, согласованных с составом слоев гетероструктур, позволили довести коэффициент выхода годных (КВГ) приборов до 90 % по транзисторам и свыше 70 % по МИС (по результатам измерений ВАХ и СВЧ параметров на пластине, в определении КВГ учитывались только приборы с изготовленными затворами). Разброс параметров определяется неоднородностью гетероструктур (в основном это характерно для AlGaN/GaN/Caпфир).

Приборы КВЧ диапазона

1. Малошумящие приборы:

- РНЕМТ и МНЕМТ на GaAs и InP с разнообразной периферией с F_t = 50...150 ГГц и F_{max} = 100...320 ГГц;
- МИС МШУ диапазона частот 30...45 ГГц (PHEMT на GaAs), с K_p > 20 дБ и K_Ш = 2,5...3,5 дБ (рис. 3, см. вторую сторону обложки);
- комплект МИС для приемного модуля диапазона частот 30...40 ГГц, включая МШУ (МНЕМТ на гетероструктурах на GaAs), смеситель с подавлением зеркального канала, генератор, управляемый напряжением (ГУН) и МШУ ПЧ (рис. 4, см. вторую сторону обложки).

2. Мощные приборы:

- НЕМТ на гетероструктурах AlGaN/GaN/Canфир с F_t = 60 ГГц и F_{max} = 150 ГГц с удельной выходной мощностью более 2 Вт/мм в диапазоне частот 30...40 ГГц;
- усилители мощности диапазона частот 30...40 ГГц с P_{вых} > 300 мВт на базе МНЕМТ на GaAs (совместно с ТУСУР, г. Томск) (рис. 5, см. вторую сторону обложки);
- усилители мощности диапазона частот 30...40 ГГц с P_{вых} > 1 Вт на основе MHEMT AlGaN/AlN/ GaN/Canфир (SiC);
- комплект МИС диапазона частот 56...64 ГГц, включающих МШУ на основе РНЕМТ на подложках InP и усилитель мощности (МНЕМТ на GaAs).

Основные работы выполняются по заказу РАН и Минобрнауки. Развитие научно-исследовательских и технологических работ ИСВЧПЭ РАН будет связано с дальнейшим освоением миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, в ближайшей перспективе — созданием приборов и систем с рабочими частотами диапазонов 56...64 ГГц, 84...96 ГГц и 115...130 ГГц, максимально использующих заложенные природой возможности полупроводниковых наногетероструктур АЗВ5.

Литература

1. Наногетероструктуры в СВЧ полупроводниковой электронике. М.: Техносфера, 2010. 434 с.

Конструирование и моделирование МНСТ

УДК 621.319.1

В. Н. Митько, вед. программист, А. А. Панич, канд. техн. наук, доц., зав. лаб., Д. В. Мотин*, исполнит. директор, А. Е. Панич, д-р техн. наук, проф., директор гл. констр., Ю. А. Крамаров, канд. физ.-мат. наук, гл. специалист, e-mail: kram@rsu.ru

Научное конструкторско-технологическое бюро "Пьезоприбор", Южный Федеральный университет, г. Ростов-на-Лону.

г. Ростов-на-Дону, * ОАО НПП "Квант", г. Ростов-на-Дону

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДАТЧИКА ВИБРАЦИЙ НА СДВИГОВОМ ПЬЕЗОЭФФЕКТЕ

Рассматривается датчик вибраций на сдвиговом пьезоэффекте. В качестве чувствительных элементов датчика используется Y-срез пьезокристаллов лангатата. Методом конечных элементов рассчитывается виброчувствительность датчика.

Ключевые слова: пьезоэлектрик, сдвиговый пьезоэффект, кристалл лангатата, датчик вибраций, метод конечных элементов, виброчувствительность

Датчики вибраций используются во многих областях техники. В зависимости от условий применения они отличаются по конструкции и принципу работы, а также по предъявляемым к ним требованиям. Широкое распространение получили пьезоэлектрические датчики вибраций. Видов конструкций таких датчиков очень много. Однако в общих чертах датчики имеют три основные составляющие: основание, которое закрепляется на контролируемом механизме и на котором располагается чувствительный элемент, пьезоэлектрический чувствительный элемент и инерционный элемент. Пьезоэлектрический элемент может быть выполнен из пьезокерамики того или иного состава, или из пьезоэлектрического кристалла. Выбор материала элемента определяется требованиями к датчику по чувствительности, по условиям эксплуатации, стабильности свойств к внешним воздействиям и во времени и многими другими факторами. Для регистрации виброускорения могут использоваться различные составляющие пьезоэффекта: продольный (d_{33}) , поперечный (d_{31}) ,

сдвиговый (d_{15}) . Кроме того, датчики могут различаться по числу регистрируемых компонент вектора виброускорения: однокоординатные, двухкоординатные и трехкоординатные.

В отличие от многих устройств пьезотехники датчики виброускорения являются нерезонансными устройствами. Более того, стандартный диапазон работы датчика охватывает частоты от самых низких до верхней частоты, равной примерно одной пятой части от первой характерной для данной конструкции резонансной частоты. Таким образом, большинство датчиков работает в квазистатическом режиме. Этот факт позволяет в некоторых случаях оценить виброчувствительность и некоторые другие характеристики датчиков без проведения сложных расчетов, исходя из уравнений пьезоэффекта и уравнений динамики системы со сосредоточенными параметрами. Однако с усложнением конструкции усложняется напряженно-деформированное состояние устройства, и такие оценки становятся неправомочны. Общепринятым подходом для расчета характеристик сложных устройств является конечно-элементное моделирование. Существует множество программ, реализующих метод конечных элементов. Нами используется программа ANSYS Multiphysics [1].

В настоящей работе рассматривается датчик вибраций на сдвиговом пьезоэффекте.

Детали конструкции датчика показаны на рис. 1. Пьезоэлементы приклеиваются к основанию и сверху плотно стягиваются кольцом, которое одновременно играет роль инерционного элемента. На нижней грани основания задаются кинематические граничные условия: $u_x = u_y = 0$, $u_z = u_0$.

В качестве пьезоэлементов используются элементы, представляющие собой Y-срез пьезокристаллов лангатата.

Применение пьезокристаллов вызвано особыми рабочими условиями датчика.

Лантан галлиевый танталат (ЛГТ) — лангатат представляет собой пьезоэлектрический кристалл, который обладает уникальным сочетанием физических свойств, обеспечивающим применение его в пьезотехнике. По сравнению с традиционными материалами (пьезокерамикой и кварцем), применяемыми в датчиках физических величин, лангатат имеет ряд преимуществ:

 отсутствие у кристаллов ЛГТ фазовых переходов вплоть до температуры плавления 1450 °С;



- отсутствие у кристаллов ЛГТ пироэлектрического эффекта;
- отсутствие у кристаллов ЛГТ гистерезиса физических свойств;
- коэффициент электромеханической связи у кристаллов ЛГТ в 2 раза больше чем у кварца;
- постоянный пьезоэлектрический модуль d_{11} в диапазоне температур от 25 до 600 °C (изменение d_{11} до температуры 450 °C не превышает 5 %);
- высокое удельное сопротивление (не менее 1 · 10⁷ Ом · м при температуре 540 °C).

Кристаллы лангатата, имеющие группу симметрии кварца (группа симметрии D_3 или 32), имеют следующие константы:

$$c^{E} = \begin{pmatrix} c_{11} c_{12} c_{13} c_{14} & 0 & 0 \\ c_{11} c_{13} - c_{14} & 0 & 0 \\ c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ c_{44} & 0 & 0 \\ c_{44} & 2c_{14} \\ c_{66} \end{pmatrix},$$

$$e = \begin{pmatrix} e_{11} & 0 & 0 \\ -e_{11} & 0 & 0 \\ 0 & -e_{14} & 0 \\ 0 & -e_{14} & 0 \\ 0 & -2e_{11} & 0 \end{pmatrix}, \ \varepsilon^{S} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ \varepsilon_{11} & 0 \\ \varepsilon_{33} \end{pmatrix},$$
where $c = (c_{11} - c_{11} - c_{14} - c_{14})$

причем $c_{66} = (c_{11} - c_{12})/2.$

Этот класс характеризуется одной осью третьего порядка, направленной по оси Z, и тремя перпендикулярными ей осями второго порядка, одну из которых выбирают в качестве оси X.

Класс имеет два независимых пьезомодуля. Один из них (d_{14}) описывает связь между полем, перпендикулярным оси третьего порядка, но образующим произвольные углы с остальными осями, и деформацией сдвига в плоскости, нормальной к направлению поля. Другой независимый пьезомодуль (d_{11}) связывает поле, параллельное оси второго порядка (X), с деформацией вдоль этого же направления. При этом по оси Y имеет место равная, но противоположная по знаку деформация ($d_{12} = -d_{11}$). Кроме того, поле, параллельное оси Y, вызывает сдвиг в плоскости XY ($d_{26} = -2d_{11}$).

Приведем константы используемых материалов. Параметры лангатата:

плотность $\rho = 5,750 \text{ кг/м}^3;$

упругие модули при постоянной напряженности электрического поля

$$c_{11} = 20, 2 \cdot 10^{10}$$
 Па,
 $c_{12} = 12, 0 \cdot 10^{10}$ Па,
 $c_{13} = 12, 5 \cdot 10^{10}$ Па,
 $c_{14} = 1, 33 \cdot 10^{10}$ Па,
 $c_{33} = 28, 8 \cdot 10^{10}$ Па,
 $c_{44} = 4,97 \cdot 10^{10}$ Па,
 $c_{66} = 4,07 \cdot 10^{10}$ Па,
пьезоэлектрические константы:
 $e_{11} = -0,468$ Кл/м²,

$$e_{14} = 0,0632 \text{ Kл/м}^2,$$

относительные диэлектрические проницаемости при постоянной деформации:

 $\epsilon_{11} = 19,3,$ $\epsilon_{33} = 80,3,$

механическая добротность q = 5000.

Основание датчика выполнено из титана. Параметры титана:

плотность $\rho = 4500 \text{ кг/м}^3$,

модуль Юнга $E = 115 \cdot 10^9$ Па,

коэффициент Пуассона $\mu = 0,3,$

механическая добротность q = 1000.

Инерционное кольцо изготовлено из вольфрама или из стали.

Параметры вольфрама:

плотность $\rho = 19000 \text{ кг/м}^3$,

модуль Юнга $E = 350 \cdot 10^9$ Па,

коэффициент Пуассона $\mu = 0,3,$

механическая добротность q = 500.



Рис. 2. Конечно-элементная модель датчика вибраций

Параметры стали:

плотность $\rho = 7700 \text{ кг/м}^3$,

модуль Юнга $E = 210 \cdot 10^9 \, \Pi a$,

коэффициент Пуассона $\mu = 0,28$,

механическая добротность q = 1000.

Конечно-элементная модель датчика представлена на рис. 2.

Методом модального анализа ANSYS были найдены резонансные частоты продольных и поперечных колебаний конструкции, а также методом гармонического анализа — чувствительности датчика по напряжению к продольным и поперечным вибрациям для двух вариантов исполнения инерционного элемента. Приведем сводку результатов расчетов.

1. Кольцо из стали.

Продольный резонанс 132 кГц, поперечный резонанс 65 кГц. Чувствительность датчика к поперечным вибрациям на поперечном резонансе $16 \text{ мкB}/(\text{м/c}^2)$.

Чувствительность датчика к продольным вибрациям в частотном диапазоне до 32 кГц показана на рис. 3.

Чувствительность к поперечным вибрациям в этом диапазоне частот меньше 1 мкВ/(м/с²).



Рис. 3. Чувствительность датчика к продольным вибрациям (инерционный элемент — кольцо из стали)



Рис. 4. Чувствительность датчика к продольным вибрациям (инерционный элемент — кольцо из вольфрама)

2. Кольцо из вольфрама.

Продольный резонанс 92,5 кГц, поперечный резонанс 45 кГц.

Чувствительность датчика к поперечным вибрациям на поперечном резонансе 48 мк $B/(m/c^2)$.

Чувствительность датчика к продольным вибрациям в частотном диапазоне до 32 кГц показана на рис. 4.

Чувствительность к поперечным вибрациям в этом диапазоне частот меньше 1 мкВ/(м/c²).

Литература

1. ANSYS 11.0. Help System.

Т. Б. Теплова*, д-р техн. наук, проф.,
О. М. Гридин*, д-р техн. наук, проф.,
В. Соловьев*, соискатель,
Е. Е. Ашкинази**, канд. техн. наук, ст. науч. сотр.,
В. Г. Ральченко**, канд. физ.-мат. наук, зав. лаб.,
* Московский государственный горный университет, е-mail: teplova_t@mail.ru
** Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА КВАЗИПЛАСТИЧНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ОБРАБОТКИ ТВЕРДЫХ ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

В настоящее время проявляется значительный интерес к использованию в микроэлектронике очень твердых кристаллических материалов, таких как сапфир или алмаз. Для их применения требуется высококачественная обработанная поверхность с минимальной дефектностью подповерхностного слоя. Квазипластичное послойное разрушение сверхтонких слоев в твердых материалах при их обработке было исследовано в наших экспериментах.

Ключевые слова: лейкосапфир, микроэлектроника, квазипластичная поверхностная обработка, подложки, шероховатость

Твердые материалы, в том числе кристаллы, находят все большее применение в различных отраслях промышленности, в частности, при реализации нанотехнологии в микроэлектронике. Для нанесения структурно совершенных эпитаксиальных слоев на подложки поверхность должна иметь нанометровую шероховатость и минимальную дефектность.

К структурно совершенным материалам подложек относятся монокристаллический лейкосапфир (α-Al₂O₃) и поликристаллический алмаз, синтезированный из газовой фазы. Метод газофазного синтеза CVD алмаза позволяет выращивать поликристаллические пленки и пластины толшиной более 2 мм и диаметром более 150 мм [1, 2] со свойствами, близкими к свойствам совершенных монокристаллов алмаза. Применению поликристаллических алмазных пластин в качестве подложек непосредственно после синтеза препятствует наличие на ростовой поверхности поля хаотически ориентированных кристаллитов, приводящих к шероховатости до нескольких десятков микрометров. Ввиду исключительно высокой твердости, больших размеров и разориентации зерен (отсутствуют "мягкие направления" полирования) проблема обработки CVD-алмаза является весьма актуальной.

Традиционными способами обработки этих материалов является шлифование свободным и связан-

ным абразивом и полирование. При такой обработке после этапа алмазного шлифования получают заготовки с шероховатостью от 150 до 300 нм и нарушенным приповерхностным слоем. До необходимой шероховатости заготовки доводят полированием в агрессивных средах, но и тогда не всегда удается получить ненарушенный приповерхностный слой. Практикой установлено, что чем выше требования к размерной и геометрической точности обработки, тем ниже процент выхода годных полупроводниковых приборов.

Одним из перспективных способов механической обработки твердых хрупких минералов и кристаллов является поверхностная обработка в режиме квазипластичности [3].

Квазипластичность — проявление пластичных свойств поверхностным слоем твердых хрупких материалов при обработке. Теоретическими и экспериментальными исследованиями было установлено, что в определенных условиях при механическом воздействии хрупкие твердые материалы проявляют пластичные свойства [4]. Режим квазипластической поверхностной обработки можно обеспечить при специальном подборе режимных параметров [5]. Лимитирующим фактором хрупкого разрушения кристаллов является нерегламентированный интервал энергетического воздействия в диапазоне квазипластического разрушения. Задачей настоящего этапа работы является экспериментальное подтверждение теоретических исследований процесса квазипластичного удаления поверхностного слоя при динамическом воздействии упругой обрабатывающей системы (УОС) инструмента на кристалл.

Опираясь на теоретические положения физической мезомеханики и ранее проводимые исследования, создана модель квазипластичного удаления поверхностного слоя, суть которой состоит в следующем. При внешнем упорядоченном воздействии ритмичного поля в виде периодических касательных напряжений со стороны режущих зерен вращающегося инструмента суммарно охватывается обрабатываемая поверхность (ОП) на площади макромасштабного уровня. От возвратно-поворотных мод деформации материала в нем синхронно накапливается усталость и формируется однослойная ячеистая структура в виде множества трехмерных мезообъемов. Эти мезообъемы движутся в релаксационном режиме по схеме "сдвиг + материальный поворот". В конце периода синхронного накопления усталости исходная монокристаллическая структура трансформируется в поликристаллическую структуру, одновременно срезаемую со всей указанной площади в виде множества единичных пластически деформированных частичек основного кристалла с формированием на обработанной поверхности структуры приповерхностного слоя без дефектов, внесенных процессом обработки.

Тепловой фактор имеет существенное влияние при обработке в режиме квазипластичности [6], но

особенно важно учитывать его влияние на заключительном этапе обработки. Разогрев обрабатываемой поверхности создает необходимость снижения усилия прижима на значение, пропорциональное температурному расширению образца, для уменьшения термических напряжений и связанной с ними закритической подвижности дефектов в энергетической области квазипластичности.

Метод обработки и исследований, опытные образцы

Экспериментальные исследования поверхностной обработки в режиме квазипластичности были проведены на станочном модуле АН15Ф4 с ЧПУ [7]. Аналитические исследования образцов до и после экспериментов проводились на оптическом интерферометре белого света Zygo (New Vew 5000).

Использовались опытные образцы лейкосапфира и поликристаллического алмаза.

Образец синтетического лейкосапфира желтого цвета, в виде цилиндра диаметром 30 мм и высотой 11 мм. Обработка проводилась алмазным шлифовальным кругом диаметром 250 мм (на связке из костной муки) с зернистостью 2—3 мкм. Съем припуска осуществлялся по управляющей программе № 0000 в системе ЧПУ станка АН15Ф4 с периодической остановкой процесса микрошлифования для охлаждения кристалла.

Образцы поликристаллического алмаза получены методом газофазного синтеза CVD (*chemical vapor deposition*) в ЦЕНИ ИОФ РАН путем лазерной резки синтезированного диска диаметром 57 мм. Из этого диска получены пластины размером 8 × 8 мм и толщиной 0,42 мм и диаметром 18 мм. Обработка пластин 8 × 8 мм проводилась алмазным шлифовальным кругом диаметром 250 мм (на керамической связке) с зернистостью 20...14 мкм. Съем припуска осуществлялся по управляющим программам № 0006, 0002, 0000 в системе ЧПУ станка АН15Ф4. В процессе обработки образец базировался на пред-

	Табли	ица 1
Белый поликристаллический квадратный алмаз размер	ом 8 × 8	8 мм.
Шлифовальный круг лиаметром 250 мм. зернистост	гь 20/14	мки

№ п/п	Съем, ед.	Программа		
1	450	0006		
2	80	0002		
3	180	0002		
4	230	0002		
5	Нет	0000		
6	150	0002		
7	Нет	0000		
8	200	0002		
9	200	0002		
10	300	0002		
Итого	1790 = 0,0895 мм			
Примечание: 1 мм = 20 000 ед.				

	гаолица 2
Черный поликристаллический квадратный алмаз	диаметром 18 мм.
Шлифовальный круг диаметром 200 мм, зерни	стость 20/14 мкм

№ п/п	Съем, ед.	Программа			
1	200	0002			
2	200	0002			
3	Нет	0000			
4	200	0002			
5	200	0002			
6	200	0002			
7	140	0002			
8	Нет	0000			
9	150	0002			
10	200	0002			
11	Нет	0000			
12	200	0002			
13	200	0002			
14	Нет	0000			
Итого	1890 ед. = 0,0945 мм				
Примечание: 1 мм = 20 000 ед.					

варительно обработанной на станочном модуле АН-15ф4 плоской поверхности лейкосапфира и закреплялся на ней с помощью нанесенного вокруг изделия слоя асбестового клея.

Обработка пластин диаметром 18 мм проводилась алмазным шлифовальным кругом диаметром 250 мм (на керамической связке) с зернистостью 20...14 мкм. Съем припуска осуществлялся по управляющим программам № 0006, 0002, 0000 в системе ЧПУ станка АН15Ф4. В процессе обработки образец базировался на предварительно обработанной на станочном модуле АН15ф4 плоской поверхности лейкосапфира без закрепления. Поэтапное снятие припуска



Рис. 1. Изображения нуклеативной поверхности алмазного образца d = 18 мм, обработанной в алгоритме программ (табл. 2): a — исходная шероховатость Ra = 0,180 мкм; δ — п/п 5 съем 1000 ед., (табл. 2), шероховатость Ra = 0,090 мкм; e — п/п 10 съем 1490 ед., (табл. 2), шероховатость Ra = 0,0360 мкм; e п/п 10, съем 1890 ед. (табл. 2), шероховатость Ra = 0,0024 мкм



Рис. 2. Трехмерное изображение и профиллограмма среза поверхности опытного образца лейкосапфира до обработки. Шероховатость Ra = 325 нм, размер кадра 443 × 333 мкм

при обработке кристаллов поликристаллических алмазов приведено в табл. 1, 2.

Последовательность съема поликристаллической алмазной пленки (ПАП) иллюстрируется изображениями нуклеативной поверхности образца после завершения последовательных этапов программы его обработки (рис. 1).

Реализация разработанной программы обработки, учитывающей тепловое расширение конкретного образца, позволило сформировать поверхностные структуры с нанометровой шероховатостью без макроскопических дефектов. Это наглядно иллюстрируется трехмерными изображениями в системе 3D и профилограммами образца лейкосапфира до и после обработки (рис. 2 и 3).

При несоблюдении программы обработки (несвоевременное снижение усилия прижима, отсутствие учета теплового расширения) в образце возникают макродефекты (трещины). Особенно интересны случаи, когда трещины в образце возникают спустя некоторое время после обработки. При этом качество поверхности (за исключением трещины) остается удовлетворительным. Для отмеченных случаев развитие настоящей работы направлено на создание



гис. 3. грехмерное изображение и профиллограмма среза поверхности опытного образца лейкосапфира после обработки. Шероховатость Ra = 1,946 нм, размер кадра 443 × 333 мкм

адаптивных методов контроля и управления процессом микрошлифования в упругой обрабатывающей системе, учитывающих интегральную температуру образца, критические усилия прижима и т. д.

Заключение

Способ поверхностной обработки твердых хрупких материалов в режиме квазипластичности путем квазипластичного удаления поверхностного слоя позволяет получить обработанные поверхности с шероховатостью 2...10 нм. Это делает перспективным его применение в микроэлектронике для поверхностной обработки подложек из твердых материалов (например лейкосапфира), так как сокращает время полирования в агрессивных средах, а инопозволяет вообще отказаться гла OT этапа полирования. Актуальным является выбор таких режимов обработки, при которых в процессе обработки не вносятся дополнительные дефекты как в поверхностный, так и в приповерхностный слои, так как любые дополнительные нарушения сказываются на качестве изготовленных подложек и могут привести к отказам приборов, изготовленных на их основе. Возможность осуществления технологической

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 11, 2010 -

диагностики различными аппаратными средствами и групповой обработки изделий из твердых хрупких материалов для микроэлектроники позволяет автоматизировать процесс поверхностной обработки.

Список литературы

1. Low-Pressure Synthetic Diamond: manufacturing and applications / Ed. by B. Dischler, C. Wild. Berlin: Springer, 1998. 2. Ральченко В. Г., Конов В. И., Леонтьев И. А. Свойства и применения поликристаллических алмазных пластин // Сб. трудов 7-й Международной научно-технической конференции "Высокие технологии в промышленности России", 29—30 июня 2001, Москва, МГУ. С. 246—253.

3. Теплова Т. Б. Перспективы технологии размерно-регулируемого шлифования твердых высокопрочных материалов // ГИАБ. 2005. № 1. С. 90—94. 4. Теплова Т. Б. Исследование возможности обработки хрупких твердых кристаллических материалов электронной техники в режиме квазипластичности для совершенствования качества обрабатываемой поверхности // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 2. С. 45–47.

5. Теплова Т. Б., Коньшин А. С., Соловьев В. В., Ашкинази Е. Е. О выборе рациональных режимов процесса обработки монокристалла лейкосапфира // Горный информационно-аналитический бюллетень. 2005. № 9. С. 76—83.

6. Теплова Т. Б., Коньшин А. С., Гридин О. М., Плотников С. А. Влияние теплового расширения на качество плоских поверхностей монокристалла лейкосапфира // Горный информационно-аналитический бюллетень. 2006. № 11. С. 345—350.

7. Теплова Т. Б., Коньшин А. С., Сильченко О. Б. Обработка твердоструктурных минералов резанием на шлифовальных станочных модулях с ЧПУ с применением новой технологии // Горные машины и автоматика. 2001. № 11. С. 31—33.

Материаловедческие и технологические основы МНСТ

УДК 621.382

Е. М. Еганова, магистр, мл. науч. сотр., Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, E-mail: eganovaem@mail.ru

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПЛЕНОК As₂Se₃

Представлены результаты наблюдения микроплазм в пленках As₂Se₃, одного из широкозонных халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП), и исследования их свойств. Некоторые свойства микроплазм в аморфных пленках аналогичны свойствам микроплазм в p—nпереходах, однако имеются и отличия, которые не наблюдались в кристаллических материалах.

Ключевые слова: ХСП, микроплазма, электропроводность, пробой, высокие поля

Введение

В имеющих неоднородности монокристаллических *p*—*n*-переходах, смещенных в обратном направлении, при высоких напряжениях может возникнуть сильно локализованный пробой. Геометрические размеры этих областей (названных микроплазмами) могут быть порядка нанометров, при этом напряжения пробоя в них значительно ниже, чем пробивное напряжение однородных областей. В работе [1] было высказано предположение, что канал микроплазменного пробоя обусловлен микровключениями, нарушающими однородность поля. Несмотря на значительное число работ, посвященных экспериментальному и теоретическому изучению микроплазм, до настоящего времени не удалось разработать методы направленного управления их свойствами и, соответственно, применения их в полупроводниковых устройствах. В связи с этим в приборах, работающих при высоких внутренних полях, принимаются все меры для исключения пробоя.

В пленках аморфных полупроводников микроплазмы не наблюдались (во всяком случае, подобные публикации автору не известны), что, по-видимому, объясняется как особенностями электрического пробоя этих материалов [2], так и высокой однородностью пленок (отсутствие дислокаций, микровключений и пр.).

В данной статье представлены результаты наблюдения микроплазм в пленках As₂Se₃, одного из широкодонных халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП), и исследования их свойств. Несмотря на то, что некоторые свойства микроплазм в аморфных пленках аналогичны свойствам микроплазм в *p*—*n*-переходах, имеются и отличия, которые не наблюдались в кристаллических материалах.

Образцы и методика их измерения

Образцы из пленок As_2Se_3 толщиной до 1 мкм получали термическим нанесением в вакууме на холодные стеклянные подложки с металлическими электродами. Ширина электродов составляла 1 мм, расстояние между ними 100 мкм. На одной подложке размещалось несколько структур. Как правило, характеристики структур, расположенных на одной подложке, были аналогичны. Измерялись зависимости тока от напряжения при постоянной температуре и зависимости тока от температуры, по которым рассчитывались зависимости электропроводности от температуры.

Измерения электрических характеристик выполнялись как в вакууме, так и на воздухе с помощью пикоамперметра Keithley 6485 в автоматическом режиме, контролируемом управляющей платой NI 8014 и программой, созданной в среде NI LabView.

Сопротивление образцов в вакууме было на 10...20 % выше, чем на воздухе, однако общий характер зависимостей тока от напряжения был аналогичным. Все температурные измерения выполнялись в откачиваемом криостате.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Прежде чем выполнять измерения в диапазоне температур, измерялась их вольт-амперная характеристика (BAX) при фиксированной температуре (25 °C). Затем при фиксированном напряжении измерялась зависимость тока от температуры, по которой рассчитывалась температурная характеристика электропроводности.

Пример типичной ВАХ представлен на рис. 1, а, а на рис. 1, б показана зависимость силы тока, протекающего через образец, от температуры. Приведенные характеристики получены при первом измерении образца. Пунктирная линия в нижней части рис. 1, а характеризует линейную зависимость силы тока от напряжения. Характер зависимостей был аналогичен при измерениях на разных образцах, взятых из одной пленки. Однако после измерений в высоких полях (напряженность электрического поля $E > 10^4$ B/м) вид кривых изменялся. Изменения проявлялись в том, что несколько изменялась сила тока через образец и уменьшалась степень нелинейности, вплоть до того, что характеристика становилась линейной. Пример такой характеристики после измерений в полях до 10⁵ В/см показан на рис. 2. В качестве условной границы, разделяющей режимы низкого и высокого поля, можно принять значение $E \approx 10^3$ B/см.

Отметим некоторые особенности, которые демонстрируют рис. 1 и 2. В исходных образцах (*virgin*), не прошедших какой-либо обработки, нелинейность ВАХ возникает при сравнительно низких напряжениях. При полях $\geq 10^3$ В/см на зависимости тока от напряжения возникают локальные неустойчивости тока, амплитуда которых нарастает по мере увеличения поля. Эти же неустойчивости проявляются на температурной зависимости тока, причем при определенных температурах на кривой возникают участки неустойчивости тока.

Следует отметить, что температура, при которой возникает неустойчивость, приблизительно соответствует той температуре, при которой сила тока достигает значений, соответствующих возникновению неустойчивости при комнатной температуре (см. рис. 1, *a*). Неустойчивость проявляется в виде хаотических импульсов.

С ростом напряжения хаотические осцилляции прекращаются, и через образец начинает протекать дополнительный постоянный ток, так что в месте возникновения колебаний происходит излом ВАХ. При повышении напряжения возникают новые участки, ведущие себя аналогичным образом. Наблюдаемый эффект можно объяснить возникновением локальных микроплазменных пробоев пленки ХСП. Действительно, вид наблюдаемых характеристик и характер неустойчивостей соответствуют микроплазменному пробою кристаллических p—n-переходов, смещенных в обратном направлении [3].

На рис. 3 приведена зависимость электропроводности пленки As_2Se_3 от температуры, рассчитанная по температурной зависимости тока, при напряжении, соответствующем участку перехода от низкого к



Рис. 1. Типичные характеристики экспериментального образца: a—зависимость силы тока I от напряжения U при температуре 25 °C; δ — зависимость силы тока I от температуры при напряжении U на образце 10 В



Рис. 2. Зависимость силы тока *I* от напряжения *U* после модификации образца (толщина образца 2 мкм) высоким полем — кривая *I*, линия 2 — линейная экстраполяция начального участка характеристики



Рис. 3. Температурная зависимость электропроводности σ пленки As₂Se₃ ($E = 10^3$ B/см)

высокому полю (нижняя граница возникновения микроплазм). Энергия активации электропроводности, рассчитанная по наклону характеристики (пунктир на рис. 3) составила 0,75 эВ, что несколько меньше половины ширины щели подвижности As_2Se_3 (~1,9 эВ). Следует обратить внимание на то, что при промежуточных полях наблюдались отдельные броски тока (рис. 3), однако они не приводили к возникновению неустойчивости, показанной на рис. 1, *а*.

На рис. 4 показаны результаты измерения электропроводности при приложеннии к образу высокого поля (в точке ВАХ с большой силой тока). На графике приведены результаты последовательных циклов охлаждения (кривые 1, 3) и нагрева (кривые 2, 4). Как видно из графиков, при определенной температуре



Рис. 4. Температурные зависимости силы тока I через образцы As₂Se₃, $E = 310^5$ B/см

наблюдается резкое изменение тока от двух до пяти порядков. Эти изменения возможно объяснить гашением микроплазмы и соответственно уменьшением избыточного тока. Таким образом, при понижении температуры микроплазменные каналы исчезают, при повышении температуры они возникают вновь. Температурный диапазон возникновения и исчезновения осцилляций весьма узок, однако он не воспроизводится при последующих измерениях.

Заключение

Показано, что в высоких полях в пленках As₂Se₃ возникают неустойчивости тока, которые были интерпретированы как микроплазменный пробой, приводящий к резкому возрастанию тока. При понижении температуры избыточный ток, связанный с микроплазменным пробоем, исчезает, при повышении температуры он возникает вновь.

Если допустить, что плотность тока при микроплазменном пробое примерно такая же, как в микроплазмах кремния, то площадь микроплазменного канала не превышает 1 нм, т. е. инициатором пробоя могут быть дефекты или их кластеры, которые присутствуют в свежеприготовленных пленках.

Автор выражает благодарность проф. Э. Н. Воронкову за полезные советы и постоянный интерес к работе.

Список литературы

1. Шокли В. Проблемы, связанные с *p*-*n*-переходами в кремнии // УФН. 1962. Т. 77.

2. **Voronkov E. N.** Pulsed breakdown of chalcogenide glassy semiconductor films // Journal of Optoelectronics and Advanced Materials. 2002. Vol. 4. \mathbb{N}_{9} 3. P. 793–798.

3. Грехов И. В., Сережкин. Лавинный пробой *р*-*n*-перехода в полупроводниках. Л.: Энергия. 1980. С. 79-121.

УДК 621.382

Ю. В. Ануфриев, канд. техн. наук, науч. сотр., Е. В. Зенова, канд. техн. наук, вед. науч. сотр., П. К. Кондратьев, мл. науч. сотр., Д. А. Рачников, мл. науч. сотр., Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, г. Москва E-mail: hf_hf@newmail.ru

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ МАРШРУТ ИЗГОТОВЛЕНИЯ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЯЧЕЕК ЭНЕРГОНЕЗАВИСИМОЙ ПАМЯТИ НА ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ С ПРИМЕНЕНИЕМ ДВУХЛУЧЕВОЙ УСТАНОВКИ NOVANANOLAB 600

Рассматривается один из возможных способов создания прототипа матрицы ячеек энергонезависимой памяти с использованием Dual-beam-технологии. Предложенная технология в будущем позволит изготавливать матрицы энергонезависимой памяти на фазовых переходах, внедренных в структуру СБИС.

Ключевые слова: энергонезависимая память, PRAM, Dual-beam, FEI, наноразмерная

Введение

Современная технология изготовления СБИС позволяет создавать матрицы энергонезависимой памяти объемом до 32 Гбайт на одном кристалле. При этом размер запоминающей ячейки (транзистор с плавающим затвором) приблизился к своему технологическому пределу — 30 нм [3]. Одновременно с этим существенно усложнилась технология изготовления полупроводниковых структур.

Производители микроэлектронных устройств для flash-памяти, такие как Intel, Samsung и ST Electronics и др., в последние несколько лет активно занимаются разработкой принципиально новых ячеек для хранения информации, отличных от базирующихся на сохранении заряда. Хранение данных в ячейках памяти основывается на различии свойств проводимости кристаллической и аморфной фаз халькогенидного стеклообразного полупроводника (ХСП). Такая память получила название Phase Random Access Memory (PRAM), или память на фазовых переходах [1].

Принцип функционирования элемента памяти

В кристаллической фазе халькогенидный сплав $Ge_xSb_xTe_x$ (GST) является вырожденным полупроводником р-типа и обладает высокой электропроводностью. В аморфной фазе GST является высокоомным материалом. Различие проводимости между двумя фазами материала составляет несколько порядков. Переход из аморфной в кристаллическую фазу происходит в момент, когда приложенное напряжение достигает порогового значения [4]. При этом протекающий через ячейку ток разогревает ячейку до температуры кристаллизации. Аморфизация происходит под действием короткого импульса напряжения с большой амплитудой и резким задним фронтом, при этом происходит расплавление запоминающей области ячейки и затем резкое охлаждение. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) запоминающей ячейки показана на рис. 1.

По заявлению разработчиков данный тип памяти способен выдерживать 10¹⁰ циклов перезаписи и обеспечивать хранение информации более 120 лет при температуре 1000 °С. Размеры запоминающей ячейки порядка 30 нм. Время записи ~60 нс, время стирания ~150 нс, время чтения ~10 нс.

Согласно теории, описывающей переключение элементов памяти данного типа [4], стадия переключения начинается с образования токового шнура между электродами, который разогревает прилегающую к нему область ХСП, кристаллизуя ее. Таким образом, для нормальной работы ячеек памяти необходима локализация материала активной области в диэлектрической поре. В свою очередь, размер поры будет определять ток и напряжение стирания ячейки. Двухлучевая технология, использующая электронный луч для навигации по образцу и ионный пучок для травления и нанесения различных материалов, идеально подходит в качестве технологического оборудования для изготовления тестовых полупроводниковых структур такого типа памяти. На рис. 2 представлена структура ячейки PRAM-памяти, изначально предложенная фирмой Ovonix [5].

Несмотря на то, что за последние несколько лет разработчики полупроводниковых схем несколько



зовых переходах



Рис. 2. Ячейка памяти на фазовых переходах

усложнили конструкцию запоминающей ячейки, принцип функционирования остался неизменным. Усложнение конструкции ячейки скорее аргументировалось недостаточным пониманием принципов работы данного типа запоминающих устройств и помогло разрешить ряд проблем ценой значительного усложнения технологии.

Последние исследования свойств ХСП помогли создать достаточно точную модель, описывающую функционирование памяти на фазовых переходах [4].

В данной статье рассматривается достаточно простая технология изготовления ячеек для матрицы PRAM-памяти, которая по функциональным характеристикам не будет уступать современным элементам flash-памяти.

Технология создания матрицы памяти

Роль травления в технологии создания матрицы памяти. Одним из ключевых процессов создания ячеек памяти данного типа является ионно-стимулированное травление.

Суть этого процесса заключается в следующем. При бомбардировке поверхности вещества ионами, например аргона с энергией 200...500 эВ, происходит физическое распыление поверхности твердого тела. В микроэлектронике этот процесс трактуется как ионно-лучевое травление и характеризуется скоростью

$$V_{ph} = dh/dt$$

где *h* — толщина материала.

Существенный вклад в ускорение процесса травления вносит эффект разрыхления поверхности, ведущий одновременно к разрушению связей и образованию каналов, по которым химические реагенты поступают в более глубокие слои. Результаты современных исследований по ионно-стимулированному газовому травлению поверхности кремния с использованием бомбардировки тяжелыми частицами, в частности ионами Ga⁺, стали отправными при создании систем типа NovaNanoLab 600.

В настоящее время в промышленности используются следующие фториды ксенона: XeF₂, XeF₄, XeF₆.

Использование XeF_2 в качестве реагента газовой инжекционной системы определяется его физическими и химическими свойствами. XeF_2 фторирует Mn, W, Ti, Si до высших фторидов в интервале тем-

ператур от -10 до +30 °С. Двухфтористый ксенон XeF₂ представляет собой кристаллическую структуру белого цвета со специфическим запахом. Применяется для травления кремния в микроэлектромеханических системах:

$$2XeF_2 + Si \rightarrow 2Xe + SiF_4$$

Использование ионно-стимулированного травления можно разделить на несколько направлений: селективное травление, ускоренное травление, декорирование. С участием реагента XeF₂ осуществляется селективное травление диэлектриков:

$$2XeF_2 + SiO_2 \rightarrow 2Xe + SiF_4 + O_2$$
.

В результате получается доступ к токоведущим шинам, расположенным под слоем диэлектрика, без их разрушения, что позволяет наносить слои халькогенидного полупроводника и заполнять им вскрытые контактные окна. Затем можно осуществить контактирование к верхнему слою ХСП.

Использование в комплексе фокусированного ионного пучка и нескольких газовых инжекционных систем позволило получить мощный инструмент для работы с поверхностью, а именно — создать токопроводящие цепи на микроуровне и локальные защитные покрытия, что открыло широкие возможности для создания индивидуальных областей ячеек памяти.

Технологический маршрут. Рассмотрим технологический маршрут с использованием двухлучевой системы NovaNanoLab 600 фирмы FEI, включающей в себя фокусируемый ионный пучок — ФИП (FIB — Focused Ion Beam) и электронно-лучевой микроскоп (SEM — Scanning electron microscope).

1. Изготовление нижнего проводящего контакта. В данном случае материал должен быть тугоплавким. Al не подходит, поскольку его температура плавления близка к температуре плавления GST. Контакт может быть выполнен как по шаблону в виде отдельных проводников, так и в виде сплошного проводящего слоя.

2. Нанесение слоя диэлектрика. В качестве диэлектрика рекомендуется использовать диоксид кремния или нитрид кремния. Нанесение слоя диэлектрика возможно либо напылением в технологической установке, либо локальное нанесение непосредственно в камере FIB-станции.

3. Изготовление ионным пучком массива отверстий (пор) для заполнения материалом активного слоя (рис. 3).

4. Термическое или магнетронное напыление халькогенидного полупроводника (аморфная фаза).

5. Вскрытие контактных окон к нижнему слою металлизации.

6. Изготовление с помощью FIB-станции металлических контактов к материалу активной области (рис. 4).



Рис. 3. Пример изготовления пор в диэлектрике к нижнему слою металлизации

7. Трассировка верхнего слоя металлизации к внешним контактным площадкам.

Особенности воздействия на вещество ионным пучком. Характеризуя выбранную технологию, следует выделить следующие особенности ионного пучка как средства воздействия на вещество:

- возможность фокусировки ионного пучка в зонд с наноразмерными геометрическими параметрами, что наряду с малой длиной пробега ионов в твердом теле предопределяет возможность получения высокого пространственного разрешения;
- малый угол сходимости пучка обеспечивает большую глубину резкости, что в сочетании с высоким разрешением позволяет получить высокое качество изображения;
- эффективное взаимодействие ионного пучка с веществом, находящимся не только в твердом, но и в газообразном состоянии, благодаря чему могут быть реализованы стимулированные процессы травления и осаждения;



Рис. 4. Кросс-секция ячеек памяти на фазовых переходах

- возможность гибкого управления ионным зондом в пространстве и во времени, что определяет малое время адаптации ионно-лучевого технологического комплекса для решения задач наноразмерной обработки по заданной геометрии;
- малая сила ионного пучка, на три порядка меньшая, чем типичная сила тока пучка электронов, позволяет избежать негативных последствий, связанных с изменениями, происходящими в образце под действием пучка, и уменьшить влияние зарядки поверхности непроводящих образцов;
- большая масса ионов по сравнению с электронами существенно уменьшает влияние дифракции и увеличивает сечение рассеяния на атомах исследуемого материала, благодаря чему увеличивается контраст по атомному номеру как в режиме регистрации вторичных электронов, так и при регистрации обратнорассеянных ионов;
- возникновение при взаимодействии ионного пучка с веществом вторичных электронов и ионов, что определяет возможность наблюдения результата процесса обработки с высоким пространственным разрешением непосредственно в технологической камере в микроскопическом режиме с представлением информации в цифровой форме.

Заключение

В результате исследования был разработан технологический маршрут изготовления прототипа матрицы запоминающих ячеек PRAM с использованием двухлучевой технологии. Для управления чтением, записью и стиранием информации в ячейке, как правило, используются управляющие МОП-транзисторы. Эта технология позволяет создавать матрицу памяти на готовых МОП-структурах, учитывающих аспекты работы ячеек памяти. Преимущество данного метода заключается в том, что активный слой халькогенидного полупроводника изначально находится в аморфной фазе, обеспечивая тем самым дополнительную изоляцию ячеек в матрице.

Список литературы

1. Lacaita A. L. Phase change memories: State-of-art, challenges and perspective // Solid-State Electronics. 2006. Vol. 50. P. 24–31.

2. Bedeschi F., Bez R., Boffino Ch., Bonizzoni E. et al. 4-Mb MOSFET-Selected Trench Phase-Change. Memory Experimental Chip // IEEE Journal of solid-state circuits. 2005. Vol. 40. N 7.

3. **Katsumata R.** et al. Pipe-shaped BiCS Flash Memory with 16 Stacked Layers and Multi-Level-Cell Operation for Ultra High Density Storage Devices // Sympo. VLSI Tech. 2009. P. 136–137.

4. **Voronkov E. N.** Calculation of threshold voltage for phase-change memory device // J. Non-Cryst. Solids. 2007. Vol. 353. P. 2591–2594.

5. **Ovshinsky S. R., Fritzsche H.** Amorphous semiconductors for switching, memory, and imaging applications // Electron Devices, IEEE Transactions 1973. Vol. 20, Issue 2. P. 91–105.

6. Ануфриев Ю. В. Температурная зависимость напряжения включения ячеек энергонезависимой памяти на основе халькогенидных полупроводников // Вестник МЭИ, 2007. № 6. С. 144—147.

Элементы МНСТ

УДК 621.382

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

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

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

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

Модели квантово-механического подхода (продолжение)

Рассматриваемые ниже достаточно строгие модели, по-существу, в основном являются комбинированными моделями. Обязательным при этом является использование формализма волновых функций. Сначала остановимся на моделях, в которых в качестве второго применяется формализм функций Грина [1, 4, 100].

В работе [101] предложена комбинированная модель в рамках приближения эффективной массы. В ней самосогласованно решаются в двумерном случае уравнение Пуассона и уравнения, полученные в рамках формализма неравновесных функций Грина. Для дырок используется диффузионно-дрейфовое приближение. В работе исследовались стационарные электрические характеристики (токи стока, затвора и др.) кремниевых *n*-МОП-нанотранзисторов с поликремниевым затвором длиной $L_3 = 25$ нм и $L_3 = 50$ нм с полубесконечными контактами стока и истока. Было проведено сравнение с результатами, полученными с помощью программы MEDICI с квантово-механическими коррекциями. Показана важность анизотропии эффективной массы. Расчеты проводили на многопроцессорной вычислительной системе SGI Origin 2000 machine в Отделении передовых суперкомпьютеров NASA (NAS).

МОП-нанотранзисторы с двойным затвором $(L_3 = L_{\rm K})$ длиной 10 и 25 нм с ультратонким слоем кремния $t_{Si} = 1,5$ нм исследовались в работе [102]. Для этого была использована двумерная комбинированная модель на основе декомпозиции по модам. В поперечных сечениях решаются одномерные уравнения Шредингера. Вследствие ультратонкости Si учитываются только три нижних подзоны. В направлении транспорта решаются уравнения для функций Грина. Влияние контактов и рассеяния на фононах учитываются с помощью собственно-энергетических частей. Для получения последних применяются традиционные аппроксимации (самосогласованное борновское приближение, фононная система находится в равновесии и описывается распределением Бозе—Эйнштейна, корреляция между подзонами не учитывается, изотропность рассеяния) и др. Для получения самосогласования далее решается двумерное уравнение Пуассона. Оказалось, что ток стока с учетом рассеяния может составлять не более 53 % от такового для баллистического режима работы. (Меньшее различие, на 10 %, получено [103] при использовании подобной комбинированной, но уже квазитрехмерной модели, при моделировании МОП-нанотранзистора на квантовой проволоке с диаметром 5 нм и $L_{\rm K} = 15$ нм. В то же время для диаметра 4 нм и $L_{\rm K} = 10$ нм ток стока выходных ВАХ при малых напряжениях на стоке на 20 % ниже в случае учета рассеяния, а при больших напряжениях на стоке — на 15 % [104], т. е. различие характеристик еще меньше.) Увеличение темпа рассеяния приводит к еще большему уменьшению тока. Показано, что в зависимости от темпа влияние рассеяния может быть важно по всему транзистору, а не только у истока как считалось ранее. Установлено, что рассеяние в удлиненных областях стока и истока не всегда можно адекватно учитывать с помощью последовательных сопротивлений.

^{*} Начало статьи см. в №№ 9, 10, 2010 г.

МОП-нанотранзисторы с двойным затвором с $L_{\rm K} = 10$ нм и ультратонким слоем кремния в 2 нм исследовались в работе [105]. Показано важное влияние поверхностных шероховатостей границ раздела Si/SiO₂ на распределения концентрации электронов и плотности тока в элементах. С этой целью использовалась новая конечно-разностная аппроксимация основных уравнений двумерной модели [101], базирующаяся на методе интегрирования на ячейке. В то же время девиации токов в нанотранзисторах с различными профилями шероховатостей границ раздела могут достигать 10 %.

МОП-нанотранзисторы с двойным затвором с $L_{\rm K} = 12$ нм исследовались в работах [106]. Двумерная модель [101], в которой используется формализм неравновесных функций Грина, распространена на случаи учета влияния дискретных примесей в канале, а также анизотропии эффективной массы. С ее помощью показано, что эти два фактора могут существенным образом влиять на сток-затворные характеристики элементов. Так, учет анизотропии эффективной массы приводит к сдвигу порогового напряжения в 200 мВ. Было рассмотрено влияние трех и четырех отталкивающих примесных центров, расположенных различным образом в канале нанотранзисторов.

Разработанная модель [101] была распространена на трехмерный случай и реализована в программе для параллельных вычислений в работе [107]. В качестве иллюстративного примера рассмотрено моделирование нанотранзистора на кремниевой квантовой проволоке (2 × 2 нм) с длиной канала 6 нм. Исследовалось влияние расположения зарядов примеси и шероховатостей границ раздела на плотность тока и коэффициент прохождения.

В работе [108] предложена оригинальная конструкция МОП-нанотранзистора на квантовой проволоке с окружающим затвором с диэлектрическими вставками, сужающими канал у стока. С использованием трехмерной модели, подобной модели, описанной в работе [107], на примере структуры с $L_3 = 7$ нм показано, что вследствие изменения свойств квантового ограничения в структуре с одной вставкой отношение тока открытого и закрытого состояний может быть улучшено на 32 % по сравнению со структурой без вставки. При этом учитывался эффект проникновения волновой функции в оксид.

п-МОП-нанотранзисторы, полностью обедненные, с двойным затвором с ультратонким слоем кремния исследовались в баллистическом режиме работы в [109, 110]. Предложены две модели для одной зоны в приближении эффективной массы. Первая самосогласованная модель обобщает формализм неравновесных функций Грина (см. [1, 4]) на двумерный случай. Для повышения экономичности расчета была разработана комбинированная (вто-

рая) модель, в основе которой лежит декомпозиция задачи по модам (подзонам). В целях определения энергетического спектра канала сначала в поперечных сечениях решаются одномерные уравнения Шредингера. В дальнейшем эта информация используется для моделирования транспорта с помощью модели, основанной на решении полученного в результате разложения одномерного уравнения Шредингера (вдоль канала) с помощью формализма неравновесных функций Грина (см. [1, 4]), для каждой из мод. К сожалению, комбинированная модель не предназначена для "объемных приборов" [110] типа рассмотренного в работе [101]. Сравнение стоковых и сток-затворных характеристик, рассчитанных с помощью двух разработанных моделей, показало очень хорошее согласование соответствующих характеристик для исследуемой структуры с $L_{3} = L_{K} = 10$ нм. Было также проведено сравнение с полуклассической моделью на основе кинетического уравнения Больцмана (КУБ). Оказалось, что полуклассическая модель дает весьма неплохое согласование с квантовыми моделями, особенно в линейной области ВАХ, так как в подпороговой области более важна туннельная составляющая тока. Отмечается, что такое неплохое соответствие рассчитанных ВАХ — результат самосогласованности полуклассической модели. В целом, результаты показывают [109], что МОП-нанотранзистор в основном функционирует как обычный МОП-транзистор при $L_{\kappa} \ge 10$ нм. Хотя квантовое ограничение поперек канала может приводить к существенному сдвигу порогового напряжения, квантовые эффекты вдоль канала проявляются слабо.

Так, сравнение диффузионно-дрейфовой и квантовой моделей приводит к выводу, что различия в рассчитанных стоковых ВАХ могут достигать 40 % [18]. Сжатие канала нанотранзистора приводит к ухудшению согласования квантовых моделей [110], что связано с усилением взаимодействия между подзонами и в них самих. Отметим, однако, гораздо большую экономичность комбинированной модели [110] по сравнению с более строгой двумерной моделью. Так, характерное время расчета точки ВАХ составляло 40 с для первой модели и 1,5 ч — для второй для одного процессора рабочей станции SUN (300 МГц). Замечу, что эти модели включены в программу nanoMOS 2.0. С ее помощью могут реализовываться параллельные вычисления на Linux кластере "Superman" [111], входившего в список 500 мощнейших суперкомпьютеров мира ТОР 500.

С барьером Шоттки МОП-нанотранзисторы с двойным затвором ($L_3 = L_{\rm K} = 12$ нм) анализировались в работе [112]. Области стока и истока в рассматриваемом случае формируются из металла (или силицида). Использовалась двумерная комбинированная модель, основанная на декомпозиции по модам. Рассчитывались стоковые и сток-затворные BAX.

Показано, что в случае положительной высоты барьера на границе металл—полупроводник ток в открытом состоянии ограничивается туннелированием сквозь барьер у истока. В случае же отрицательного барьера характеристики приближаются к идеальным, свойственным для баллистического МОП-нанотранзистора. Рассмотрены возможности создания элементов с такими отрицательными барьерами. И тем не менее, ожидается, что даже в первом случае характеристики могут быть лучше по сравнению с таковыми для обычного МОП-нанотранзистора с уменьшением $L_{\rm K}$, так как в элементах с барьером Шоттки гораздо меньше паразитные сопротивления областей стока и истока.

Сравнение стоковых и сток-затворных характеристик *п*-МОП- и *р*-МОП-нанотранзисторов, полностью обедненных, с КНИ-структурой с двойным затвором ($L_{\rm K} = L_3 = 20$ нм и толщиной Si 1,5 и 5 нм) в баллистическом режиме функционирования проведено в работе [113]. Для расчетов была использована другая двумерная комбинированная модель с декомпозицией по модам (в поперечном сечении) и в сочетании с приближенной одномерной полуклассической моделью (вдоль канала). Важным в работе является обоснование целесообразности применения нефиксированных граничных условий (нормальная составляющая напряженности электрического поля равна нулю) на контактах стока и истока при описании баллистического транспорта. Установлено, что в случае тонкого слоя (1,5 нм, направление (100)) ток насыщения *p*-МОП-нанотранзистора составляет около 60 % от тока насыщения *n*-МОП-нанотранзистора (отличается только тип транзисторов). В то же время для толстого слоя (5 нм, направление (100)) различие в токах составляет уже ~25 %. Оказывается также, что ток открытого состояния *p*-МОП-нанотранзистора приблизительно на 20 % выше для канала с направлением (100) по сравнению с каналом с направлением (110). К сожалению, последние данные противоречат экспериментальным, что авторы связывают с упрощенной моделью зонной структуры *p*—Si (непараболичность учитывается приближенно), неучетом межподзонных переходов и рассеяния в модели нанотранзисторов. И тем не менее, подобные исследования чрезвычайно важны ввиду перспективности применения методов зонной инженерии для оптимизации электрических характеристик КМОП-элементов наноэлектроники.

Комбинированная модель [110] была использована и модифицирована в работе [114]. Замечу, что примененная в комбинированной модели декомпозиция по модам более последовательная по сравнению с подобными упрощенными подходами ряда других моделей. Для учета процессов рассеяния в модифицированной комбинированной модели используется способ с подключением дополнительных зондов (контактов),

предложенный Буттикером (см. [4]). Этот способ трактуется в модели [115] с помощью добавления в гамильтониан системы комплексной составляющей [116]. В работе [114] моделировался *п*-канальный КНИнанотранзистор, полностью обедненный с двойным затвором с тонким слоем кремния с $L_3 = L_{\rm K} = 10$ нм. Параметр рассеяния определялся исходя из подвижности при малых электрических полях. Расчет стоковых и сток-затворных характеристик показал важность учета рассеяния, которое приводит к уменьшению тока в структуре как в закрытом, так и в открытом состояниях. Дополнительное отрицательное влияние оказывают сопротивления областей стока и истока. Это может приводить к тому, что характеристики приборов с двойным затвором будут не лучше, чем с одним затвором, как ожидалось. Исследования проведены для нанотранзисторов вплоть до $L_{\kappa} = 5$ нм.

В последующей работе [117] исследовали п-МОПнанотранзисторы с КНИ-структурой с двойным затвором ($L_3 = 10$ нм) следующих конструкций: 1) с обычными узкими областями стока и истока: 2) расширяющимися (ступенчато) областями стока и истока. Для этих целей было проведено распространение описанной модифицированной комбинированной модели (декомпозиция по модам, учет рассеяния) [114] и на случай второй конструкции. Рассчитывались стоковые и сток-затворные характеристики. Оказалось, что учет рассеяния обязателен при комнатной температуре. Так, если рассеяние не учитывать (баллистический транспорт), то различие в стоковых характеристиках между двумя вариантами конструкций может достигать около 250 %, в противном случае отличие составляет максимум 10 %. Для реализации модели для кластера Linux (45 процессоров (1,2 ГГц)) требуется около 7 ч для расчета точки ВАХ. Поэтому была предложена упрощенная комбинированная модель повышенной экономичности на основе декомпозиции транзистора на активную и пассивную области. Пассивная область моделируется с помощью эквивалентных паразитных сопротивлений. Показано хорошее согласие расчетов ВАХ по упрощенной и более строгой комбинированным моделям. Замечу, что подобная декомпозиция является обычной практикой моделирования элементов ИС на основе полуклассических моделей (см., например, [54, 55]).

Особый интерес представляют результаты работы [118]. В ней проанализирован прогноз 2001 года [79] на 2016 год для n-МОП-транзисторов с $L_3 = 9$ нм с помощью двумерной комбинированной модели с учетом рассеяния (программа nanoMOS-2.5). С этой целью выбран один из перспективных конструктивно-технологических вариантов n-МОП-нанотранзистора с двойным затвором. При исследовании варьировался ряд конструктивно-технологических параметров элемента, включая характеризующий

профиль легирования. Так как проводились многовариантные расчеты (оптимизация), то очень важно было их ускорение с использованием комбинированной модели для собственно внутренней части транзистора по сравнению с более строгой квантовой моделью (ориентировочно в 40 и более раз). Расширяющиеся части контактов моделировались с помощью диффузионно-дрейфовой модели (программа MEDICI). В качестве основных прогнозных электрических параметров были выбраны токи в открытом и закрытом состояниях. Оказалось, что для достижения прогнозных показателей для первого тока будет необходимо или улучшать контакты стока и истока и подвижность в канале одновременно, или использовать диэлектрики с большей диэлектрической проницаемостью. Очень существенно может помочь увеличение напряжения питания с 0,4 до 0,5 В. Показано, что ток в закрытом состоянии наиболее чувствителен к изменению толщины слоя Si. Принципиально важно отметить, что в данном исследовании были получены конкретные численные значения рекомендуемых (модель все же приближенная) конструктивно-технологических параметров нанотранзистора.

Рассмотренные результаты этой группы получены с помощью программы nanoMOS (известны версии 2.0 и 2.5). В ней возможно, кроме строгой квантовой модели (см. ранее), использование комбинированных моделей, в которых вдоль канала могут применяться [118]: 1) диффузионно-дрейфовая модель; 2) квазигидродинамическая модель; 3) КУБ; 4) формализм неравновесных функций Грина (см. ранее). Наименьшее время требует модель 1, а наибольшее — модель 4 в случае учета рассеяния. Комбинированная модель 4 достаточно подробно описана в работе [115]. Там же приведены эквивалентные формулировки решаемых уравнений как в формализме волновых функций, так и в формализме функций Грина. Последняя реально использовалась в реализуемой на ЭВМ модели для описания транспорта вдоль канала. В качестве начального приближения для электростатического потенциала применяется решение, полученное по диффузионно-дрейфовой модели.

Анализ возможности использования МОП-нанотранзистора с двойным затвором в качестве базового элемента аналоговых ИС был проведен в работе [119]. Для этого применялся формализм неравновесных функций Грина (баллистический транспорт, программа* nanoMOS 2.0) и аналитические модели упрощенной теории рассеяния МОП-нанотранзисторов (на основе модели [5], см. также ранее). Рассчитывались крутизна, выходная проводимость, граничная частота и некоторые связанные с ними параметры транзисторов с длинами затвора $(L_3 = L_{\rm K})$: 10; 15; 20; 25 и 30 нм. Как показали оценки, при сравнении с требованиями прогноза 2001 года [79], использование данного вида нанотранзисторов перспективно и в аналоговых приложениях. При этом одна из самых интересных оценок: для транзистора с $L_{\rm K} = 10$ нм предельная (баллистический режим) граничная частота 1...4 ТГц.

Часто моделирование МОП-нанотранзисторов проводится для случая, когда кремниевая полупроводниковая пластина (или слой кремния) ориентирована в кристаллографической плоскости (100), т. е. технологически наиболее важного случая. В этой ситуации использование метода эффективной массы приводит к достаточно простому виду** уравнения Шредингера и вытекающим из него уравнениям. Для других ориентаций вследствие того, что эффективная масса является тензором, вид основного транспортного уравнения может существенно усложняться. Этот случай рассмотрен в работе [120], в частности, было получено общее транспортное уравнение по пространству связанных мод. Для МОП-транзисторов с КНИ-структурой с ультратонким слоем кремния допустимо использовать два предположения: 1) постоянная толщина слоя, что позволяет разделить потенциалы, влияющие на квантовое ограничение и транспорт; 2) потенциал вдоль канала изменяется слабо так, что туннелированием Зинера между подзонами можно пренебречь. В результате получается достаточно простого вида уравнение типа уравнения Шредингера для подзоны (декомпозиция по модам), которое можно применять для моделирования нанотранзисторов не только с иной кристаллографической ориентацией кремния, но и для германия. В этом случае, после соответствующей корректировки эффективных масс, модели, разработанные ранее для кристаллографической ориентации слоя кремния (100), могут быть адаптированы и для других направлений, а также германия. Так, программа nanoMOS 2.5 после модификации использовалась для моделирования нанотранзистора с двойным затвором ($L_3 = 10$ нм) на ультратонком слое германия.

Комбинированная квазитрехмерная модель типа описанной в работе [121] (была рассмотрена в [4]), основанная на декомпозиции по модам и позволяющая учитывать анизотропию эффективной массы, использовалась в работе [122] для моделирования МОП-нанотранзистора ($L_{\rm K} = 9$ нм) с окружающим затвором на квантовой проволоке на Ge с квадратным поперечным сечением. Модель применима и для случая квантовой проволоки на GaAs. Замечу,

^{*} Результаты проф. М. Лундстрема и его коллег нами только что рассматривались. Отмеченная программа разработана в этой группе.

^{**} Строго говоря, речь идет об уравнении именно *вида* уравнения Шредингера.

что использование других материалов по сравнению с Si для подобных каналов может быть полезным для улучшения характеристик МОП-нанотранзисторов (см. ранее). Аналогичная модель была применена в работе [123] для сравнения МОП-нанотранзисторов с окружающим затвором на квантовых проволоках на основе Si и 3C—SiC по передаточным ВАХ и подвижности при малых электрических полях ($L_{\rm K} = 20$ нм, T = 300 K). Несмотря на известные преимущества второго материала по сравнению с первым (более высокие теплопроводность, ширина запрещенной зоны, пробивное электрическое поле; лучшие химическая и физическая устойчивости), по исследованным характеристикам он не будет иметь преимущества по сравнению с кремнием.

Ток затвора МОП-нанотранзистора с двойным затвором анализировался в двумерном случае в работе [124]. На первом этапе комбинированная модель, основанная на декомпозиции по модам, и типа рассмотренной ранее [110], использовалась для определения самосогласованного потенциала. На втором этапе этот потенциал применялся для решения в двумерном случае квантового уравнения транспорта в рамках формализма функций Грина. Для вычисления тока затвора использовалась формула Ландауэра. В статье приведены результаты расчета этого тока транзисторов с $L_3 = 3$; 6 и 12 нм. Затвор считался поликремниевым. Показано, что ток затвора осциллирует при изменении напряжения стока в условиях слабой инверсии, причем амплитуда осцилляции сильно зависит от L₃. Основной тенденцией является уменьшение тока затвора с ростом напряжения стока, что легко объясняется в результате анализа распределения перпендикулярной составляющей плотности тока вдоль затвора. Подтверждены выводы, полученные ранее на более простых моделях (в основном одномерных), о зависимости тока затвора от напряжения на затворе, которые качественно согласуются с экспериментальными данными.

Основные механизмы утечки в МОП-нанотранзисторах с двойным затвором: прямое туннелирование затвор—канал; подпороговый и зона—зона туннельный ток. В целях уменьшения последней составляющей в работе [125] предложено (на основе результатов моделирования) изготовлять затвор, состоящий из трех частей, на различных материалах. Для оценки значений составляющих тока утечки использовались упрощенные модели. Для расчета тока стока в баллистическом режиме применялась модель, подобная приведенной в работе [115]. Исследовались нанотранзисторы с длиной канала от 10 до 5 нм. Сравнение результатов расчета с полученными с помощью комплекса программ ATLAS показало их хорошее согласование.

Интересные результаты были получены в работе [126] при моделировании МОП-нанотранзисто-

ров с двойным затвором с $L_3 = 9$ нм ($L_K > L_3$) с толщинами слоя кремния 4; 3 и 2 нм. Были использованы два комплекса программ — MOCA и nanoMOS. В МОСА реализован метод Монте-Карло в двумерном случае с достаточно детальным описанием зонной структуры с учетом рассеяния на акустических и оптических фононах, носителях и шероховатостях границ раздела, а также эффекта ударной ионизации. В данном инструментарии проведена квантовая коррекция потенциала. Двумерная квантовая модель, включенная в nanoMOS, была рассмотрена ранее. Проводилось сравнение расчетов внутренних переменных, в частности, потенциала и двумерной плотности заряда. Оказалось, что более полный учет квантовых эффектов может быть важным с уменьшением толщины канала при малых прикладываемых смещениях. С ростом смещений различие результатов становится незначительным. В то же время при расчете средней скорости в канале с помощью nanoMOS получается существенно больший эффект всплеска скорости. Последнее авторы статьи во многом связывают не с квантовыми эффектами, а с более простой (по сравнению с МОСА) параболической аппроксимацией зонной структуры в квантовой модели.

В работе [127] исследовано влияние часто не учитываемого при моделировании эффекта проникновения волновой функции в диэлектрик на электрические характеристики МДП-нанотранзисторов с двойным затвором на кремнии (100). В качестве подзатворного диэлектрика брали столбик из HfO2 на SiO₂. Электростатика определялась на основе самосогласованного решения двумерных уравнений Шредингера и Пуассона с разложением по модам. Для описания баллистического транспорта применялась программа nanoMOS-2.5. Оказалось, что рассматриваемый эффект увеличивает ток стока, причем ток закрытого состояния более чувствителен, чем ток открытого состояния. Эффект уменьшает пороговое напряжение и увеличивает крутизну. Он более сильно проявляется с уменьшением толщины кремния t_{Si} (2 нм < $t_{Si} \le$ 4 нм), чем с падением L_3 (6 нм $\leq L_3 \leq 15$ нм). В то же время при одновременном уменьшении t_{Si} и L_3 наблюдается наиболее сильное проявление эффекта на электрические параметры.

Комбинированная квазитрехмерная численная модель для баллистического режима функционирования МОП-нанотранзистора с одним ребром подробно описана в работе [128]. Для ее построения трехмерное уравнение Шредингера (метод эффективной массы) разбивается на двумерные уравнения Шредингера в поперечных сечениях и одномерные уравнения Шредингера вдоль канала (предполагается направление [100]). При этом используется ВКБ- приближение и представление волновой функции в виде плоской волны, распространяющейся от истока к стоку по подзонам. Для решения одномерного уравнения Шредингера вдоль канала с открытыми граничными условиями (в подзоне) применяется формализм неравновесных функций Грина. После нахождения плотности электронов решается трехмерное уравнение Пуассона. Для дискретизации используется метод конечных разностей. Уравнения модели решаются самосогласованно до требуемой сходимости. Рассчитывались стоковые и сток-затворные характеристики нанотранзисторов с L₃, равной 5 и 10 нм. Показано, что туннельная составляющая тока стока может быть существенной в подпороговой области ($L_3 = 5$ нм), что подтверждает известные результаты других авторов. Отмечается, что для лучшего качественного согласования с экспериментом необходимо более полное знание информации о профиле легирования областей стока и истока. Моделировали приборы, с ультрамалыми поперечными сечениями*: 2 × 2 нм и 3 × 3 нм. Было проведено сравнение с характеристиками обычного нанотранзистора с двойным затвором (применялась программа nanoMOS 2.0), т. е. с большой шириной в третьем измерении. Показано, что эти транзисторы более чувствительны к существенному для данной области размеров транзисторов короткоканальному эффекту понижения барьера истока, индуцированного стоком, по сравнению с реберными нанотранзисторами, которые могут работать хорошо и для *L*₃ ≤ 5 нм.

МОП-нанотранзистор с реберной структурой с $L_3 = 9$ нм исследовался в работе [129]. При этом использовалась квазитрехмерная комбинированная модель, при построении которой применяется метод разложения по модам. В поперечных сечениях решаются двумерные уравнения Шредингера. В направлении переноса используется метод неравновесных функций Грина, а также учитывается внутридолинное рассеяние на фононах и влияние шероховатостей границ раздела Si/SiO₂. Далее решается трехмерное уравнение Пуассона. В работе анализировались сток-затворные характеристики. Оказалось, что рассеяние на фононах понижает ток стока в открытом состоянии по сравнению с баллистическим режимом (до 20 %), а шероховатости границ раздела влияют не только на ток в открытом, но и в закрытом состоянии, т. е. также уменьшают ток. В результате, последний фактор может приводить к флуктуациям V_{пор} до 110 мВ.

Как уже отмечалось, при реализации методов формализма неравновесных функций Грина требуется инвертирование матриц огромных размеров, особенно в двумерном случае, что является серьезным недостатком этих методов. Так, при моделировании нанотранзисторов характерное число элементов матриц только по пространству (x, y) составляет около миллиона. Для смягчения этого недостатка в работе [130] был предложен алгоритм инвертирования таких матриц типа "разделяй и властвуй", основанный на декомпозиции исходных матриц на более простые, меньших размеров, и который более эффективный по сравнению с используемыми, например, в работе [101]. Экономичность алгоритма (по объемам памяти и времени расчетов) возрастает при параллельных вычислениях с ростом числа процессоров. В качестве примера проводилось моделирование кремниевых квантовых проволок и МОП-нанотранзисторов.

Эффективный метод исключения контактного блока в рамках формализма функций Грина для вычисления коэффициента прохождения в мезоскопических приборных структурах произвольной двумерной (трехмерной) формы с многими терминалами в баллистическом режиме функционирования был предложен в работе [131]. Показано, что с его помощью расчет коэффициента прохождения может быть проведен после нахождения стационарных состояний изолированного прибора и инвертирования небольшой матрицы, зависящей от энергии и определяемой граничной областью между внутренней частью прибора и контактами. Причем допустимо нахождение лишь ограниченного числа собственных состояний, что дополнительно повышает эффективность метода. Вычисление токов проводится в рамках формализма Ландауэра-Буттикера. В последующих работах [132, 133] предложенный метод был распространен и для расчета плотностей состояний и носителей заряда в одно- и многозонных случаях. Показано [133], что в однозонном случае допустимо дальнейшее повышение эффективности метода путем представления функций Грина и собственноэнергетической части в пространстве мод. Применимость метода проиллюстрирована на примерах моделирования [131, 133]: приборов с тремя контактами, включающих двухбарьерную структуру, Т-переход, сформированный в двух пересекающихся квантовых ямах; РТД на двух квантовых точках.

Этот же метод использовали для самосогласованного решения двумерных уравнений Шредингера и Пуассона при моделировании *n*-МОП-нанотранзистора с реберной структурой с $L_3 = 10$ нм [134, 135]. При этом применялась предиктор—корректор—итерационная схема типа описанной ранее. Ширину ребра варьировали от 12 до 6 нм. Профиль аппроксимировался гауссианой. Влияние верхнего затвора не учитывалось. Расчет сток-затворных характеристик показал, что их можно контролировать шириной ребра, от которого зависит формирование кана-

^{*} Фактически это приборы на квантовых проволоках. Подобная описанной модель была рассмотрена в работе [4].

ла (каналов) прохождения токов в открытом состоянии. Установлено, что с уменьшением ширины ребра важное влияние на крутизну начинают оказывать шероховатости границ раздела [135]. Осуществлено сравнение рассчитанных передаточных характеристик с экспериментальными данными. Отличное согласование получено в подпороговой области. В открытом состоянии согласование гораздо хуже, что авторы связывают с неучетом других механизмов рассеяния (в работе [134] учитывалось рассеяние на фононах в рамках приближения времени релаксации) и влияния случайных и дискретных зарядов примеси. Проведена оптимизация конструктивнотехнологических параметров транзистора [135]. Показано, что изгиб передаточной характеристики для этого нанотранзистора при очень малых напряжениях на затворе обусловлен не только токами утечки затвора, но и скорее прямым туннельным током истоксток. Более детально влияние шероховатостей границ раздела Si/SiO2 на электрические характеристики нанотранзистора было исследовано в работе [136]. В целом, это влияние на ток стока важно при малых напряжениях на затворе и в открытом состоянии. Оно может также влиять и на увеличение тока затвора, на ухудшение частотных характеристик нанотранзистора. В работе [134] было изучено также влияние кристаллографической ориентации подложки Si на передаточные характеристики и ток затвора транзистора. Проиллюстрировано, что передаточные характеристики ухудшаются с возрастанием температуры с 300 до 400 К.

В работе [137] предложен не менее эффективный по затратам вычислительных ресурсов ЭВМ метод для квазибаллистического режима функционирования, основанный на спектральном разложении функции Грина с применением формализма *R*-матрицы, хорошо известного в ядерной физике. При этом гамильтониан приборной структуры разбивается на блоки. Предложенный метод подобен методу исключения контактного блока, однако в нем не используется обычная дискретизация и, следовательно, сетка, характерная для методов конечных разностей и конечных элементов. Прибор в этом случае разбивается на элементы, с помощью которых в процессе применения формализма *R*-матрицы (распространения) одновременно как бы "выращивается" и сам прибор. Метод реализован в рамках самосогласованной модели совместно с решением уравнения Пуассона. В качестве примера рассмотрено трехмерное моделирование баллистического транспорта МОП-нанотранзисторов с двойным и окружающим затворами с $L_3 = 10$ нм и шириной L_v от 1,8 до 20 нм. Рассчитывались передаточные ВАХ при T = 300 К. Оказалось, что при $L_v = 2$ нм нанотранзистор с окружающим затвором обладает лучшим электростатическим контролем, что приводит к более эффективному подавлению туннельной компоненты тока стока. В результате достигается значение подпороговой крутизны, близкое к идеальному (S = 60 мB/дек). В то же время при $L_y = 10$ нм у обоих приборов это значение хуже — $S \approx 70 \text{ мB/дек}$, т. е. влияние затвора ослабляется.

Интересные результаты получены в последующей работе [138], в которой исследовалось влияние одного донорного иона в канале МОП-нанотранзистора на квантовой проволоке с окружающим затвором с $L_3 = 10$ нм при T = 300 К. Показано, что на сток-затворных ВАХ может возникать область бистабильности в зависимости от расположения атома. Эффект связывается с двумя различными механизмами экранирования иона и может быть качественно объяснен в рамках модели резонансного туннелирования. Учитывая современные технологические возможности прецизионного размещения отдельных ионов примеси, работа иллюстрирует хороший потенциал развития так называемой однопримесной электроники.

Формализм *R*-матрицы со случая непрерывного представления среды был распространен в работе [139] на случай дискретного представления, т. е. может применяться и для моделирования приборных структур на атомарном уровне. В качестве примеров рассмотрены на кремниевых квантовых проволоках *T*-переход и *p*—Si-MOП-нанотранзистор с окружающим затвором с $L_3 = 10$ нм (состоит из 7040 атомов Si) в баллистическом режиме функционирования. Рассчитывались сток-затворные ВАХ нанотранзистора, а также статистический разброс тока стока при напряжении затвора $V_3 = -0,22$ В для 180 транзисторов вследствие шероховатостей границ раздела Si. Последнее свидетельствует о достаточно высокой эффективности применения данного формализма.

В работе [140] проиллюстрирована применимость формализма неравновесных функций Грина для малосигнального анализа проводимости полевого нанотранзистора на углеродной нанотрубке с $L_{\rm K} = 30$ и 90 нм при подаче гармонического сигнала на затвор при T = 300 К. При этом показана важность собственной индуктивности нанотрубки в высокочастотной области.

Остановимся на комбинированных моделях, в основе которых в качестве второго используется формализм функций Вигнера.

В статье [141] анализировали *n*-МОП-нанотранзисторы с КНИ-структурой с одним затвором и тонким слоем кремния. Была разработана комбинированная модель на основе самосогласованного решения уравнений Пуассона, Шредингера (одномерное в поперечном сечении, приближение эффективной массы) и квантового кинетического уравнения (ККУ) для функции Вигнера (одночастичный случай). ККУ получено из уравнения Лиувилля — фон Неймана с применением ряда аппроксимаций. При этом включалось рассеяние электронов на ионизированных примесях, акустических фононах и шероховатостях границы раздела Si/SiO2. Восемь нижних подзон учитывалось при моделировании. При конечно-разностной аппроксимации были использованы рекомендации работы [142] для РТД (см. также [1]). Расчет стоковых характеристик проводили для транзисторов с длинами канала 20; 30 и 40 нм. Было установлено, что баллистическая компонента возрастает с уменьшением L_к, причем рассеяние имеет особо важную роль для малых напряжений на стоке и его влияние падает с уменьшением напряжения затвора. В то же время в целом рассеяние приводит к падению баллистической компоненты в транспорте и, как следствие, — тока стока. В последующей статье [143] эта комбинированная модель была модифицирована на случай моделирования МОП-нанотранзисторов с КНИ-структурой с двойным затвором. Были получены ККУ для функций Вигнера в одночастичном стационарном случае в приближении эффективной массы для каждой из подзон. Предполагалось, что границы раздела Si/SiO₂ параллельны плоскости (100). Для разложения по модам решается уравнение Шредингера в двумерном случае в адиабатическом приближении. При этом волновые функции представлены рядами Фурье. Далее решаются одномерные (по пространству) ККУ и двумерное уравнение Пуассона. В модели не учитывались междолинное и внутридолинное рассеяния, а также туннелирование через оксид. Рассчитывались стоковые характеристики транзисторов с длинами канала 10; 20 и 30 нм, толщинами слоя кремния 6; 8; 10 и 12 нм и легированием канала 10^{18} см⁻³. В целом, учет отмеченных ранее механизмов рассеяния (см. [141]) приводит к более плавным ВАХ, а уменьшение толщины кремния — к падению токов насыщения вследствие уменьшения числа подзон, по которым проходит ток. Сравнение с нанотранзистором с одним затвором показывает, что наличие второго затвора значительно снижает влияние короткоканальных эффектов и допускает возможность прохождения существенно бо́льших токов насыщения.

МОП-нанотранзисторы с двойным затвором и нелегированным каналом вдоль направления (100) моделировали в работе [144]. Для этих целей использовали комбинированную модель. Двумерные уравнения Шредингера выводятся (в поперечных сечениях) в рамках метода эффективной массы. В работе показано, что взаимодействиями между подзонами можно пренебречь, т. е. адиабатическое приближение при декомпозиции выполняется очень хорошо. Одномерное ККУ для функции Вигнера для подзоны решается с помощью метода Монте-Карло. Самосогласованный потенциал находится с помощью комплекса программ MINIMOS-NT. При этом учитываются электрон-фононное рассеяние и только нижняя подзона, что выполняется для толщин кремния менее 5 нм. Преимущество такого подхода на основе формализма функций Вигнера заключается в том, что можно легко сравнить результаты по полуклассическому методу Монте-Карло и методу Монте-Карло для квантового случая с использованием одного и того же инструментария. Для ускорения расчетов квантовая модель применялась только в канале транзистора, т. е. для построения комбинированной модели использовалась декомпозиция и по пространству. Рассчитывались стоковые характеристики нанотранзисторов с длинами затвора 10; 15; 25 и 60 нм. Установлено, что квантовые эффекты приводят к увеличению тока стока для $L_3 = 10$ нм (вследствие туннелирования) приблизительно на 30 % (согласно приведенным результатам расчетов).

Комбинированная модель, основанная на самосогласованном решении с помощью многочастичного метода Монте-Карло одномерного ККУ для функции Вигнера (неявное решение вдоль канала), одномерных уравнений Шредингера в поперечных сечениях канала и двумерного уравнения Пуассона, была предложена в работе [145]. С помощью модели можно учитывать различные механизмы рассеяния и, в принципе, моделировать нестационарные процессы. Модель развивает отмеченный ранее подход (см. начало статьи в № 9, 2010 г. [70]). В работе моделировали МОП-нанотранзисторы с двойным затвором с $L_3 = 6$ нм с эквивалентными толщинами оксида 1 и 0,5 нм с учетом рассеяния. Сток-затворные характеристики рассчитывались с помощью трех моделей: комбинированной и основанных на неявном решении КУБ с помощью метода Монте-Карло и метода неравновесных функций Грина для баллистического случая. Расчеты по первой и третьей моделям очень близки, что свидетельствует о слабом влиянии рассеяния. В то же время ток выше, чем ток, полученный по полуклассической модели, основанной на КУБ, что свидетельствует о важности туннелирования. При расчете стоковых ВАХ включение квантовых эффектов приводит к небольшому уменьшению (ориентировочно до 8 %) тока насыщения. В то же время учет рассеяния уменьшает ток открытого состояния приблизительно на 14 %. Расчеты средней скорости электронов вдоль канала по комбинированной и полуклассическим моделям согласуются хорошо. Показано, что будет сложно достигнуть плана прогноза 2005 года* [79] по электрическим параметрам нанотранзисторов с предельно малыми L₃. Характеристики будут, судя по всему, хуже прогнозируемых вследствие рассеяния и квантовых эффектов.

Рассмотрение моделей МДП-нанотранзисторов позволяет сделать следующие основные выводы.

^{*} По-видимому, речь идет о прогнозе 2005 или 2006 годов.

1. При расчете вольт-фарадных характеристик базовым является формализм волновых функций; для сверхтонких диэлектриков требуется разработка моделей, учитывающих туннельные токи и включающих, например, кинетические уравнения (комбинированные модели).

2. Наиболее удачные компромиссные решения АР-проблемы при моделировании вольт-амперных характеристик достигаются с помощью полуклассических моделей, в том числе с квантово-механическими коррекциями, квантовых диффузионнодрейфовых моделей и комбинированных моделей, с учетом при этом относительно высокой экономичности некоторых из них, такие модели можно с успехом использовать и в инженерных приложениях, включая САПР.

3. Наиболее адекватные квантовые модели в настоящее время строят в рамках формализмов волновых функций, функций Грина и функций Вигнера (для последних двух это часто комбинированные модели с декомпозицией по модам); учитывая, как правило, большие затраты вычислительных ресурсов ЭВМ, их целесообразно использовать, прежде всего, в научно-исследовательских целях. Весьма актуальной является задача повышения экономичности таких моделей.

4. Обращает на себя внимание то, что наиболее адекватные квантовые модели очень редко сравнивают с экспериментом, поэтому для них чрезвычайно актуальна разработка соответствующих методик идентификации их параметров по экспериментальным данным. В противном случае даже самые высокоадекватные модели становятся в значительной степени просто бесполезными.

5. Так как многие модели ориентированы на конкретные конструктивно-технологические разновидности МДП-нанотранзисторов, а в некоторых не учитываются важные механизмы рассеяния, детали зонной структуры, границ раздела и свойств материалов приборной структуры, то актуальны разработка более универсальных, адекватных и в то же время относительно экономичных моделей и проведение комплексных исследований с учетом влияния многих факторов.

Необходимо заметить, что некоторые положения предыдущих частей цикла статей могут быть также полезны и здесь.

В целом, думаю, что приведенная в данной части информация убедит читателя в том, что серьезная работа в декананометровом диапазоне проектных норм ИС без глубокого понимания физики функционирования соответствующих элементов и инструментария их моделирования невозможна. Без этого там делать просто нечего.

Прежде всего, отметим, что подразумевалось в цикле статей под термином "наноэлектроника". Наноэлектроника — область электроники, в которой разрабатываются, создаются, исследуются, применяются приборные структуры с характеристическими размерами в диапазоне от 100 до 1 нм, а также более сложные системы, например, схемы, их включающие, и поведение которых (систем) они, как правило, определяют. Доминирующее влияние каких-то особенных квантово-механических эффектов, как это понимается некоторыми специалистами, в данном определении не является обязательным*. Приведем дополнительные аргументы к ранее изложенным (см. начало статьи в № 9, 2010 г. [3]). Во-первых, учет квантово-механических закономерностей фактически проводился ранее для обычных полупроводниковых приборов и элементов микроэлектроники, так как при построении полуклассического подхода к описанию явлений переноса в полупроводниках использование квантовой механики обязательно (зонная теория и т. п., см. также [17, 38, 100, 116]. Другого просто не дано. Во-вторых, в элементах микроэлектроники важное влияние могут оказывать вырождение носителей заряда, пространственное квантование. Это что, не квантовые эффекты? В-третьих, ситуация крайне "экстравагантно" (иначе не скажешь) складывается с рассмотренной в этой статье приборной структурой. Куда ее тогда отнести? И когда? К микро- или наноэлектронике? Ведь важное влияние даже других квантово-механических явлений (усиление их воздействия) по сравнению с отмеченными выше здесь будет обязательно! А вот при каких характеристических размерах? Автор не берется на это однозначно ответить. Да, и в свете изложенного в данной статье на это вряд ли кто-то способен ответить. И, наконец, последнее, по-видимому, не следует мудрствовать и усложнять, так как такие подходы обычно приводят к противоречиям типа отмеченных выше. Слово "наноэлектроника" состоит из двух частей; "нано" и "электроника". Первая часть характеризует размер, а вторая — не требует комментариев. Таким образом, в определении** сохранен только главный признак. И только.

И, тем не менее, ввиду реально сложившегося положения и в определенных целях (упрощения изложения материала, учебных, методических и т. п.), по-видимому, все же допустимо говорить о *"наноэлектронике в широком смысле"*, как, например, определено выше, и о *"наноэлектронике в узком смысле"*.

^{*} Иногда вместо этого требуется обязательное наличие некоторого нового качества. Но что это такое и с какой стороны смотреть? Это часто не поясняется. Еще более странным выглядит, когда во главу угла ставятся не свойства изучаемого объекта (приборной структуры или схемы), а способ его изготовления.

^{**} Замечу, что оно хорошо согласуется с определением термина "нанонаука" работы [146] и многими другими определениями в этой объединяющей области науки.

В последнем случае для избежания недоразумений все же желательно, чтобы автор (авторы) пояснили, что при этом имеется в виду. Замечу, что в работе [100] мною фактически использовались оба понятия*.

Итак, что нас ожидает после окончания так называемой "эры" МДП-нанотранзисторов? Во-первых, согласно прогнозу 2009 года [79] к другим перспективным приборным структурам, кроме рассмотренной в этой части работы, относят: приборы спинтроники, одноэлектронные транзисторы, наноэлектромеханические переключатели, ферромагнитные элементы, атомные переключатели, молекулярные приборы и ряд других. Некоторые из выделенных в прогнозе приборных структур вряд ли составят серьезную конкуренцию МДП-нанотранзисторам при создании сверхинтегрированных систем [100] и, как мне кажется, выделены под впечатлением самых последних научных исследований. Во-вторых, на настоящий момент времени не совсем ясен ответ, даже на более простой вопрос: когда закончится "эра" кремниевых МОП-нанотранзисторов (см. Введение в № 9, 2010 г.)? Думается, что здесь рационален более осторожный прогноз. По-видимому, все же следует ожидать еще большего замедления относительно закона Мура, чем указано в прогнозе 2009 года [79] (см. также [147]). Особенно серьезные проблемы, вероятно, встретятся при $L_{\rm K} \le 10$ нм, т. е. приблизительно меньше длины волны де Бройля в кремнии. Причем они, по-видимому, будут все более сильно нарастать по мере приближения к пределу 1,5-2 нм (см. Введение). В то же время не исключена возможность, что на нанотранзисторах с МДПструктурой удастся "пройти" всю наноэлектронику, т. е. до $L_{\kappa} \approx 1$ нм. Особую перспективу здесь, как мне кажется, будут представлять приборные структуры на квантовых проволоках (см. также [4]), но не обязательно на кремнии (см. ранее).

А что же будет после 1 нм? Пикоэлектроника? А почему бы и нет. Можно выделить две электроники — одну, естественную, создаваемую Природой, а другую, искусственную, создаваемую Человеком. Уже отмечалось, что мозг человека может интерпретироваться как объект органической гибридной наноэлектроники** [116]. Более того, биологи в настоящее время допускают другие, гипотетические варианты "жизни". Кроме реализованного Природой на основе углерода, возможно, другой вариант мы пытаемся воплотить на основе кремния. А сейчас о пикоэлектронике. Отмечу, что атом с электроном, движущимся по орбите, по существу, является объектом естественной пикоэлектроники. То есть она существовала всегда! Или, по крайней мере, очень давно. В связи с этим осознанная работа Человека в искусственной пикоэлектронике будет захватывающе интересна с весьма оригинальными результатами. *Не исключена возможность, что именно с применением пикоэлектроники будет реализован другой вариант "жизни", например на основе кремния.*

В целом, этот взгляд не противоречит изложенным в легендарной лекции Ричарда Фейнмана "Внизу полным-полно места" и не менее интересной последующей лекции "Инфинитезимальные машины". Разумно закончить статью его же словами [148]: "...мы, физики, могли бы решать такие задачи просто ради интереса или забавы. Давайте начнем с забавы!"

Автор считает своим приятным долгом выразить искреннюю признательность профессорам В. М. Борздову, Б. Г. Коноплеву, И. Г. Неизвестному, Е. А. Рындину, Ю. А. Чаплыгину, R. W. Dutton, D. K. Ferry, M. V. Fischetti, G. I. Haddad, G. Klimeck, S. E. Laux, M. S. Lundstrom, X. Oriols, R. Pinnau, L. F. Register, A. Seabaugh, S. Selberherr, D. Vasileska, кандидатам наук В. В. Вьюркову, И. А. Обухову за любезно предоставленные публикации, дополнительную информацию, сотрудникам научно-исследовательской лаборатории "Физика приборов микро- и наноэлектроники" БГУИР, совместно с которыми проведены исследования, частично описанные в цикле статей, моим ученицам Н. В. Коломейцевой и И. Ю. Щербаковой за подготовку рукописи статьи к печати. Редакции журнала за оперативную публикацию статей, несмотря на сложности работы "на расстоянии". Без помощи этих людей цикл статей вряд ли состоялся бы.

Список литературы

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

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

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

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

^{*} В качестве ориентира был выбран уровень интеграции ИС 10¹⁰ элементов на кристалле, приблизительно соответствующий числу нейронов в мозгу человека.

^{**} Эта интерпретация указывает на необходимость в данном случае интеграции, по крайней мере, пяти наук (физики, химии, биологии, математики и информатики) на наноуровне.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

29. **Trellakis A., Galick A. T., Pacelli A., Ravaioli U.** Iteration scheme for the solution of the two-dimensional Schrödinger — Poisson equations in quantum structures // J. Appl. Phys. 1997. V. 81, N 12. P. 7880–7884.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

63. Абрамов И. И. Моделирование физических процессов в элементах кремниевых интегральных микросхем. Минск: БГУ. 1999. 189 с. 64. **Likharev K.** Electronics below 10 nm // Nano and Giga Challenges in Microelectronics / Ed. by J. Greer, A. Korkin, J. Labanowski. Amsterdam: Elsevier, 2003. P. 27–68.

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

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

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

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

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

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

71. Обухов И. А. Моделирование переноса заряда в мезоскопических структурах. Севастополь: Вебер. 2005. 226 с.

72. Gallego S., Méhats F. Numerical approximation of a quantum drift-diffusion model // Comptes Rendus Mathem. 2004. V. 339, N 7. P. 519–524.

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

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

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

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

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

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

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

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

81. Laux S. E., Kumar A., Fischetti M. V. QDAME simulation of 7,5 nm double-gate Si nFETs with differing access geometries // IEEE Int. Electron Devices Meet. 2002. P. 715–718.

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

83. **Fischetti M. V., Laux S. E., Kumar A.** Simulation of quantum electronic transport in small devices: A Master equation

approach // IEEE Int. Electron Devices Meet. 2003. P. 19.3.1–19.3.4.

84. Laux S. E. Arbitrary crystallographic orientation in QDAME with Ge 7,5 nm DGFET examples // J. of Comput. Electron. 2004. V. 3. P. 379–385.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

100. Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. IV. Квантово-механические формализмы // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 2. С. 24—32. 101. Svizhenko A., Anantram M. P., Govindan T. R., Biegel B., Venugopal R. Two-dimensional quantum mechanical modeling of nanotransistors // J. Appl. Phys. 2002. V. 91, N 4. P. 2343–2354.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

111. Goasguen S., Butt A. R., Colby K. D., Lundstrom M. S. Parallelization of the nanoscale device simulator nanoMOS 2.0 using a 100 nodes Linux cluster // Proc. IEEE Nanotechnology Conf. 2002. P. 409–412.

112. **Guo J., Lundstrom M.** A computational study of thinbody, double-gate, Shottky barrier MOSFETs // IEEE Trans. on Electron Devices. 2002. V. 49, N 11. P. 1897–1902.

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

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

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

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

117. Venugopal R., Goasguen S., Datta S., Lundstrom M. S. Quantum mechanical analysis of channel access geometry and

series resistance in nanoscale transistors // J. Appl. Phys. 2004. V. 95, N 1. P. 292-305.

118. Hasan S., Wang J., Lundstrom M. Device design and manufacturing issues for 10 nm-scale MOSFETs: A computational study // Solid-State Electron. 2004. V. 48, N 6. P. 867–875.

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

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

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

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

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

124. **Nam Do V., Dollfus P.** Oscillation of gate leakage current in double-gate metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // J. Appl. Phys. 2007. V. 10, N 7. P. 073709-1–6.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Б. И. Пивоненков, канд. техн. наук, вед. науч. сотр., ОАО "НПО Измерительной техники", г. Королев М.О., e-mail: piboiv@yandex.ru, **В. М. Школьников**, д-р техн. наук, проф., МГТУ им. Н. Э. Баумана

ТРЕХКОМПОНЕНТНЫЙ ПЬЕЗОРЕЗИСТИВНЫЙ МЭМ-АКСЕЛЕРОМЕТР

Описан трехкомпонентный пьезорезистивный МЭМакселерометр с одним упругим элементом, с воздушным демпфированием и ограничителями перемещения груза. Обоснованы и рассчитаны оптимальные параметры акселерометра: внутренний размер чувствительного элемента для разных толщин пластины, длина и ширина перемычек, уточнены требования к тензорезисторам. Приведены оптимальные параметры акселерометра на диапазон 10 g при двух толщинах подложки: 450 и 600 мкм. Даны предложения по параметрам акселерометра для серийного освоения и по модификациям, в которых его целесообразно выпускать.

Ключевые слова: пьезорезистивный акселерометр, чувствительный элемент, МЭМС (микроэлектромеханические системы), трехкомпонентный акселерометр

Введение

Системы, измеряющие две или три компоненты ускорения и использующие многокомпонентные акселерометры, выполненные на одном чувствительном элементе, обладают очевидными преимуществами по сравнению с системами, использующими однокомпонентные акселерометры: меньшей стоимостью, меньшими массой и габаритными размерами, отсутствием погрешностей, связанных с разнесенностью в пространстве точек измерения отдельных компонент ускорения.

Analog Devices предлагает и серийно выпускает трехкомпонентные емкостные акселерометры ADXL325 и ADXL327 [1], однако неизвестны публикации по многокомпонентным пьезорезистивным акселерометрам.

В статье [2] приведены результаты испытаний прототипа рассматриваемого ниже микроэлектромеханического (МЭМ) акселерометра (в неинтегральном исполнении — с интегральным чувствительным элементом, но с навесным грузом и неинтегральными демпферами-ограничителями), но не описаны конструктивно-топологическое и схемное решения, поскольку предполагалось их патентование, завершенное в настоящее время [3].

Конструкция, топология и электрическая схема акселерометра

На рис. 1 показан акселерометр (вид сбоку в разрезе). Профиль травления показан вертикально условно. Он зависит от технологии изготовления чувствительного элемента: практически вертикален при использовании бош-процесса и расположен под углом 57° при использовании анизотропного травления. На рис. 2 показан чувствительный элемент (ЧЭ) акселерометра (вид сверху, масштаб не выдержан реальная ширина перемычек и размер тензорезисторов существенно меньше показанных на рисунке).

Акселерометр включает в себя ЧЭ 1, симметричный относительно своей центральной вертикальной оси Z и двух взаимно перпендикулярных горизонтальных осей Хи Ув плоскости ЧЭ, проходящих через центр ЧЭ, с жесткими центральной 2 (являющейся инерционной массой акселерометра) и периферийной 3 областями и расположенной между ними областью 4 меньшей жесткости (меньшей толщины), в которой в отдельных местах могут быть выполнены сквозные отверстия 5. Центр тяжести 7 инерционной массы 6 расположен на центральной оси симметрии (оси Z) ЧЭ 1 и смещен относительно плоскости 8 ЧЭ (правильнее — относительно срединной плоскости концентраторов напряжения). Периферийная жесткая часть З ЧЭ 1 соединена с нижней 10 и верхней 11 крышками, в центральных частях которых сформированы микрозазоры 12 и 13, позволяющие перемещаться центральной части 2 ЧЭ при воздействии ускорения и обеспечивающие воздушное демпфирование упругой системы и ограничение перемещений инерционной массы при воздействии ускорений, значительно превышающих диапазон измерений.

Воздействие произвольного ускорения может быть представлено как сумма воздействий соответствующих компонент ускорений вдоль осей Z, X, Y, каждое из которых можно рассматривать независимо.



Рис. 1. Акселерометр (вид сбоку в разрезе)

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 11, 2010 –



Рис. 2. Чувствительный элемент (ЧЭ) акселерометра (вид сверху, позиции 14-24 — тензорезисторы схем, измеряющих ускорения вдоль осей X и Y)

С учетом симметрии ЧЭ относительно осей *X*, *Y* и его центра и расположения центра инерции груза на вертикальной оси симметрии при воздействии отдельных компонент ускорения деформации симметрично расположенных участков ЧЭ также либо одинаковы по величине и знаку, либо одинаковы по величине и противоположны по знаку.

Деформированные состояния ЧЭ при воздействии ускорения a_z и a_x (a_y) показаны на рис. 3 и 4 соответственно. В акселерометре используются "попе-



Рис. 3. Деформированное состояние ЧЭ при воздействии ускорения а,



Рис. 4. Деформированное состояние ЧЭ при воздействии ускорения a_x (a_v)

речные" тензорезисторы (см. рис. 2), позволяющие минимизировать длину l концентраторов напряжения, что обеспечивает максимальную собственную частоту акселерометра. При расположении на ЧЭ тензорезисторов тензосхем, измеряющих соответствующую компоненту ускорения, необходимо обеспечить, с одной стороны, максимальную чувствительность тензосхемы к нужной компоненте ускорения, с другой — нулевую чувствительность к другим компонентам ускорения. Для этого тензорезисторы, лежащие в противоположных плечах, для тензосхемы, измеряющей ускорения a_z , расположены симметрично относительно центра ЧЭ, а для тензосхем, измеряющих ускорения a_x (a_y) — симметрично относительно оси Y(X). На рис. 5 показано подклю-



Рис. 5. Электрическая схема акселерометра (показана не полностью); є — деформации тензорезисторов

чение тензорезисторов в мостовые схемы, измеряющие соответствующие компоненты ускорения.

Оценки (и результаты испытаний неинтегрального прототипа рассматриваемого акселерометра [2]) показывают, что при качественной технологии изготовления ЧЭ, обеспечивающей малый разброс толщины в концентраторах напряжений, поперечная чувствительность не будет превышать 1 % для всех тензосхем.

Оптимизация параметров акселерометра

Длина l перемычек в зависимости от размера а внутренней части ЧЭ. Миниатюризация акселерометра требует получения максимальной чувствительности при заданном размере а внутренней области (см. рис. 2). Чувствительность k акселерометра к ускорению по любой оси пропорциональна инерционной массе (которая, в свою очередь, пропорциональна квадрату $l_{\rm u}$) и плечу l:

$$k \sim l_{\rm II}^2 l = (a/2 - l)^2 l \sim [1 - 2(l/a)]^2 (l/a).$$
 (1)

График зависимости чувствительности k от l/a представлен на рис. 6. Максимальная чувствительность достигается при $l/a \approx 0,17$. При l/a, лежащем в интервале $l/a \approx 0,1...0,27$, потери в чувствительности по сравнению с максимальной не превышают 20 %, что позволяет в случае необходимости (например, по технологическим соображениям) варьировать величину l/a.

Размер а внутренней части ЧЭ в зависимости от толщины Н пластины. Чувствительности акселерометра по осям Z и X, Y, вообще говоря, не равны и зависят от соотношения a и H_{II} (см. рис. 1), в меньшей мере — от l/a. Как можно показать, при l/a = 0,17 соотношение чувствительностей k_z и k_x (k_y) определяется формулой

$$k_z/k_x \approx 1/8(a/H_{\rm H}).$$
 (2)



Поскольку толщина стандартных пластин кремния предопределена, а $H_{\rm II}$ составляет половину толщины пластины, обеспечить равную чувствительность акселерометра по всем осям не всегда возможно, учитывая ограниченные технологические возможности по уменьшению толщины h концентраторов напряжения. Некоторое различие чувствительностей (до двух раз) допустимо и устраняется различными коэффициентами усиления по каналам Z и X, Y. В то же время наиболее интересно исполнение акселерометра с равными чувствительностями по всем каналам, которое достигается при $a \approx 8H_{II} = 4H$, так что a, обеспечивающая равную чувствительность акселерометра по всем осям, составляет a = 1.8 мм для пластин кремния с H = 450 мкм и a = 2,4 мм для пластин кремния с H = 600 мкм (серийно не поставляются).

Ширина в перемычек, технология изготовления тензорезисторов. Толщина концентраторов напряжения, над которыми расположены тензорезисторы, определяется требованием достижения номинальных деформаций ε_0 при воздействии ускорения, равного диапазону измерений акселерометра. Номинальные деформации и коэффициент тензочувствительности тензорезисторов определяют амплитуду сигнала на диапазоне измерения. Авторы исходили из значений номинальных деформаций $\varepsilon_0 = 2 \cdot 10^{-4}$, использования в акселерометре высокоомных тензорезисторов с удельным сопротивлением $\rho \approx 0,1$ Ом · см (что при толщине тензорезисторов, равной глубине диффузии в 3 мкм, соответствует поверхностному сопротивлению $R_s \approx 300 \text{ Om}/\square$) и сопротивления тензорезисторов 3 кОм. При использовании диффузионных тензорезисторов шириной 10 мкм в виде одной полосы (что позволяет минимизировать длину *l* концентратора напряжений и обеспечить максимальную собственную частоту акселерометра) ширина b перемычки составляет около 300 мкм.

В таблице приведены результаты расчетов толщины h концентраторов напряжения для двух размеров оптимизированной по соотношению a и H(см. выше) внутренней части ЧЭ акселерометра (H = 450 мкм, a = 1,8 мм и H = 600 мкм, a = 2,4 мм)

Н, м	а, мм	<i>b</i> , мкм	<i>h</i> , мкм
450	1,8	300	1,7
600	2,4	300	3,0
450	1,8	100	3,0
600	2,4	100	5,3
450	1,8	50	4,2
600	2,4	50	7,5

при разной ширине *b* перемычек — 300, 100 и 50 мкм. При этом необходимо иметь в виду, что толщина h_1 тензорезисторов (с учетом распределения изгибных деформаций в концентраторе напряжений) должна быть гораздо меньше толщины *h* концентратора напряжений: $h_1 \ll h$.

Из таблицы видно, что реализация акселерометра при использовании диффузионных тензорезисторов практически невозможна, поскольку для обоих размеров внутренней части ЧЭ $h_1 \ge h$. Выходом является использование ионнолегированных тензорезисторов с толщиной порядка 1 мкм и поверхностным сопротивлением $R_s \approx 900$ Ом/ \Box . Это обеспечивает уменьшение ширины *b* перемычки, увеличение *h* и выполнение условия $h_1 \ll h$. Дальнейшее уменьшение *b* до $b \approx 50$ мкм и увеличение *h* до $h \approx 5...7$ мкм может быть достигнуто за счет уменьшения ширины тензорезисторов до 5...7 мкм (зависит от технологических возможностей предприятия-изготовителя), уменьшения толщины тензорезисторов, уменьшения их сопротивления до 1...2 кОм.

Изготовление сенсоров с толщиной профилированных участков $h \approx 3...7$ мкм освоено зарубежными фирмами уже 3—5 лет тому назад, подтверждением чему являются, например, серийно выпускаемые Measurement Specialties однокомпонентные "мостовые" (так в статье) акселерометры [4], которые и с точки зрения конструкции, и по технологии изготовления очень близкие к рассматриваемому. В то же время отечественные фирмы не обладают технологиями, обеспечивающими изготовление сенсоров с h < 15...20 мкм. Причин две:

- неспособность обеспечить (невладение технологией) при изготовлении ЧЭ воспроизводимость толщины *h* не хуже 1 мкм от партии к партии, между пластинами в одной партии, внутри отдельной пластины. Это допустимо при *h* ≤ 15 мкм, но неприемлемо при *h* = 3...7 мкм;
- невозможность выполнения финишных операций по изготовлению сенсора после изготовления ЧЭ (пластин с ЧЭ), поскольку при отсутствии ограничителей перемещения чувствительный элемент с перемычками толщиной 3...7 мкм является крайне хрупким и разрушается в процессе изготовления.

Канал измерения температуры. Помимо трех основных каналов измерения ускорения (a_x, a_y, a_z) автору представляется целесообразным ввод в акселерометр 4-го канала — измерения температуры. Этот канал выполняет следующие функции:

1) измерение в случае необходимости (пусть с небольшой точностью — около 0,5 °C) температуры окружающей среды;

2) измерение температуры ЧЭ акселерометра и учет температурных зависимостей (погрешностей)

начального сигнала и чувствительности всех каналов при обработке полученной при измерениях информации;

 использование выходного сигнала канала температуры для схемной компенсации температурной зависимости начального сигнала основных каналов.

В процессе работы с акселерометром [3] — неинтегральным прототипом рассматриваемого (настройки параметров, испытаний, обработки результатов испытаний), выявилась эффективность и полезность температурного канала при решении задач по пп. 2—3:

- резко снизились трудоемкость и временные затраты выполнения операций по замеру температурных зависимостей характеристик акселерометра и по схемной компенсации температурной зависимости начального сигнала и чувствительности;
- учет температурных зависимостей позволил снизить температурные погрешности начального сигнала и чувствительности практически до значений их временной нестабильности (0,1...0,3 % в неинтегральном прототипе акселерометра).

Предложения по освоению серийного изготовления акселерометров

Параметры акселерометра, предлагаемого к серийному освоению. К серийному изготовлению предлагается акселерометр со следующими (ориентировочными) параметрами:

- толщина положки 600 мкм (в случае невозможности поставок или технологических трудностей с глубинным травлением кремния 400 или 450 мкм как запасные варианты. При этом чувствительность по каналу Z будет в 1,5 раза больше чувствительности по каналам X, Y);
- тензорезисторы ионнолегированные с удельным сопротивлением ρ ≈ 0,1 Ом · см, поверхностным сопротивлением R_s ≈ 900 Ом/□ (толщиной 1,1 мкм, шириной 10 мкм и сопротивлением 3 кОм);
- размер внутренней части ЧЭ 2,4 мм. Размер акселерометра (с учетом бортика шириной 750 мкм, обеспечивающего жесткое закрепление внутренней части ЧЭ и крепление ЧЭ к крышкам) — 4 × 4 × 1,4 мм, масса — около 50 мг;
- ширина перемычек *b* 100 мкм, длина *l* 400 мкм;
- длина *l*_{кони} концентратора напряжений 30 мкм;
- целесообразно изготавливать, варьируя толщину *h* профилированных областей, унифицированный ряд акселерометров на диапазоны от 10 до 1000 g, охватив таким образом по диапазону практически все задачи измерения низкочастотных линейных и вибрационных ускорений. Ориентировочные расчетные толщины *h* (при *H* = 600 мкм

и a = 2,4 мм) в зависимости от диапазона ускорений a_0 даны ниже:

<i>a</i> ₀ , g.												. <i>h</i> , мкм
10												. 5,3
25												. 8,4
50												. 11,9
100 .												. 16,8
250 .												. 26,5
500 .												. 37,5
1000.	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	. 53,0

Предложения по модификациям акселерометра при его серийном выпуске. Представляется целесообразным выпуск нескольких модификаций акселерометра, а именно:

 бескорпусной акселерометр с золотыми выводами (или короткими микропроводами) без схемы усиления — для предприятий, которые изготавливают акселерометры в корпусах по техническим заданиям конкретных заказчиков;

2) бескорпусной акселерометр с микрокабелем или шлейфом (со схемой усиления в виде небольшого блока на конце кабеля вместе с разъемом) для измерений ускорений на малых объектах, например, при измерении вибрационных ускорений на платах или на микросхемах;

3) акселерометр вместе со схемой усиления (если не получится, то без нее) в виде корпусированной микросхемы — аналогично соответствующим акселерометрам Analog Devices и других фирм;

4) акселерометр в корпусном исполнении с кабелем и разъемом без схемы усиления в трех конструктивах корпуса (наклеиваемый, на шпильке, на двух винтах);

5) акселерометр по п. 3 со схемой усиления в виде небольшого блока на конце кабеля вместе с разъемом.

Перечисленные модификации закрывают все возможные потребности потребителей.

Заключение

Представляется, что в случае освоения серийного изготовления акселерометра и при разумном соотношении цена—качество акселерометр будет востребован как на российском, так и на зарубежных рынках и что освоение серийного производства акселерометра и само его производство будут экономически выгодными и достаточно рентабельными.

Авторы заинтересованы в сотрудничестве с фирмами:

- готовыми начать освоение серийного изготовления акселерометра (есть предложения (идеи) по совершенствованию технологии изготовления акселерометра, обеспечивающие реальность и технологичность его серийного изготовления);
- готовыми поставлять (или разрабатывать) четырехканальный усилитель для мостовых схем в виде бескорпусной микросхемы;
- готовыми поставлять (или разрабатывать) миниатюрный 10-проводный кабель (для корпусного исполнения акселерометра).

Список литературы

1. **Сайт** Analog Devices http://www.analog.com, страница http://www.analog.com/en/sensors/inertial-sensors/adxl327/products/product.html

2. Пивоненков Б. И., Школьников В. М. Одно- и трехкомпонентные пьезорезистивные акселерометры с воздушным демпфированием // Нано- и микросистемная техника. 2010. № 1. С. 42—45.

3. **Пивоненков Б. И., Чурсин В. М.** Тензоакселерометр (заявка на патент, рег. № 2008147483/28 (062151) от 01.12.2008).

4. Балакирев А. Акселерометры компании Measurement Specialties // Компоненты и технологии. 2007. № 7.

УДК 621.32

А. А. Кондрашин, канд. техн. наук, проф., В. В. Слепцов, д-р техн. наук, проф., А. Н. Лямин, ст. преподаватель, ГОУ ВПО "МАТИ" — Российский государственный технологический университет имени К. Э. Циолковского, e-mail: alcond@rambler.ru

OLED/PLED — ПЕРЕДОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ОСВЕЩЕНИЯ

Представлены основные преимущества светодиодных средств освещения (LED и OLED/PLED) перед традиционными. Выявлены основные достоинства органических светодиодов и их недостатки. Рассмотрены наиболее распространенные технологии получения белого цвета на базе светодиодов. Представлен прогноз развития технических параметров OLED/PLED на ближайшие 5 лет. **Ключевые слова:** органические светодиоды OLED/PLED, технологии получения белого цвета, прогноз технических параметров

В настоящее время твердотельные средства освещения (светодиоды LED и OLED/PLED) все активнее начинают проникать на современный рынок средств освещения, заменяя лампы накаливания (традиционные и галогенные) в жилых помещениях и флуоресцентные лампы в офисных помещениях (рис. 1). Это связано со следующими факторами:

 низкой световой отдачей (лампы накаливания — 16...30 лм/Вт, флуоресцентные лампы — 80... 90 лм/Вт) при малом ресурсе работы (лампы накаливания — до 4 тыс. ч, а люминесцентные лампы — до 20 тыс. ч);

- отсутствие возможности управления спектром излучения устройства;
- высокая потребляемая мощность и низкая энергобезопасность;
- высокое тепловыделение (лампы накаливания);
- низкая механическая прочность;
- проблемы утилизации (загрязнение окружающей среды).

Современные твердотельные средства освещения в настоящее время развиваются по двум основным направлениям:

- неорганические светодиоды или LED (*light emit-ting diode*);
- органические светодиоды или OLED /PLED (organic/polymer light emitting diode).

Известно, что светодиод (СД) — это прибор, действие которого основано на явлении испускания фотонов, возникающем при рекомбинации носителей разноименных зарядов в области контакта материалов с разными типами проводимости. Основными достоинствами светодиодов являются:

- высокая светоотдача (более 140 лм/Вт [1, 2];
- высокий ресурс работы (более 50 тыс. ч) при высокой вибро- и ударопрочности;
- низкое рабочее напряжение (до 10 В);
- безинерционность (время включения и выключения менее 0,1 мкс);
- высокое ресурсосбережение (полупроводниковые или пленочные структуры);
- возможность регулировки основных параметров (цветовых температур и соответствующих им индексов цветопередачи, световой эффективности и КПД) в широком диапазоне.

В настоящее время подавляющее большинство осветительных светодиодных устройств (более 98 %) изготовлены по полупроводниковой технологии (LED). Но в последние 5 лет наблюдается бурное развитие технологий производства органических светодиодов (OLED/PLED) [3] (рис. 1). Это, в первую очередь, связано со следующими факторами:

- теоретически максимальным пределом светоотдачи (LED — 300 лм/Вт [4] (синий + люминофор), OLED — 360 лм/Вт [4];
- уменьшением энергозатрат (рабочее напряжение LED 6...10 B, a OLED/PLED 2...4 B);
- снижением себестоимости изделий за счет внедрения рулонных технологий (на 2020 год предполагаемая себестоимость LED — 5 USD/м², а для OLED — 2 USD/м²).

Принципы работы неорганических и органических светодиодов достаточно близки друг к другу: в обоих случаях используется излучение фотона с определенной длиной волны при рекомбинации носителей заряда различной полярности (дырок и электронов) в пленочных структурах. Интерес к OLED/PLED связан с применением синтетиче-



Рис. 1. Рост световой отдачи различных осветительных устройств:

ских полимерных материалов в качестве источников зарядов. Полимерные материалы, помимо высоких диэлектрических свойств, имеют и высокие эксплуатационные свойства (гибкость, ударопрочность и т. п.), что позволяет использовать их в качестве панелей (матриц) практически любых площадей и форм (в том числе и объемных).

Таким образом, выбирая материалы и структуру органического светодиода, можно получать излучения с различными длинами волн видимого диапазона [6, 7].

В настоящее время в промышленности существуют две технологии создания источников получения белого цвета на основе СД [8, 9, 10]:

- » с раздельными RGB-светодиодами (RGB-mixing).
- с использованием люминофоров (*pc phosphor con-version*):
 - синий светодиод с желтым (желто-зеленым) люминофором;
 - синий светодиод с зеленым и красным люминофором;
 - о ультрафиолетовый светодиод с *RGB*-люминофором.

Технология с раздельными RGB-светодиодами

По этой технологии можно получить любой цветовой оттенок, в том числе и различные оттенки белого цвета путем смешивание излучений *RGB*-светодиодов в определенных пропорциях с помощью оптической системы (рис. 2). Набор красных, синих и зеленых СД обеспечивает до 16 млн различных оттенков, включая и теплый белый. Спектр излучения

^{1 —} лампа накаливания; 2 — галогенные лампы; 3 — люминесцентные лампы; 4 — LED промышленные белые теплые; 5 — LED промышленные белые холодные; 6 — OLED промышленные белые теплые



R, *G*, *B* — основные цвета; E_R , E_G , E_B — соответствующие эмиттеры; *S* — прозрачная подложка (*substrate*)

СД близок к спектрам ламп накаливания или солнечному свету, но приближение пока оказывается достаточно грубым.

Данная технология имеет следующие преимущества по сравнению с технологиями люминофоров:

- более высокий КПД (светоотдача) исключает тепловые потери;
- получение белого цвета с высоким индексом передачи и в широком диапазоне цветовых температур;
- получение "интеллектуального" света (*smart light*), т. е. возможность динамического управления количественным и качественными параметрами света: интенсивностью, спектральным распределением, цветовыми координатами и цветовой температурой.

Основные недостатки перед технологиями люмино- форов:

 необходимость подбора СД одинаковой яркости или возможности регулировки яркости; • высокая стоимость осветительных систем.

Данная технология находит применение в источниках света, меняющих свои характеристики в зависимости от погодных условий (например, в автомобильных фарах, тепличных хозяйствах и т. п.), времени суток (например в архитектурной и декоративной подсветке) и индивидуальных особенностей личности (эргономическое освещение).

Технологии с использованием люминофоров

В настоящее время одной из самых распространенных технологий является технология "сэндвич", когда различные виды люминофоров (желтый, зеленый + красный, *RGB*) наносят на синий (или ультрафиолетовый) светодиод.

- Синий светодиод с желтым люминофором. Технология основана на нанесении на синий светодиод желтого (или желто-зеленого) люминофора. Таким образом, первичное излучение синего светодиода, частично преобразуясь в более длинноволновое излучение, в сумме дает белый цвет (рис. 3, *a*). Такая продукция выпускается большинством производителей. Но качество излучаемого спектра (степень приближения к спектру лампы накаливания 3200 К, или же к дневному свету 5600 К) оставляет желать лучшего.
- Синий светодиод с зеленым и красным люминофором. Технология основана на нанесении на синий светодиод зеленого и красного люминофоров. При этом спектр излучения становится более равномерным и приближается к белому (рис. 3, *б*).
- Ультрафиолетовый светодиод с *RGB*-люминофором. ром. Технология основана на нанесении на ультрафиолетовый светодиод *RGB*-люминофоров.



Рис. 3. Схемы формирования и спектры белого света с использованием люминофоров (L_y , L_{R+G} , L_{R+G+B} – соответствующие световые люминофоры; B_L УФ и W_L – источники синего, ультрафиолетового и белого света соответственно; S – прозрачная подложка (substrate)):

а — синий светодиод с желтым (желто-зеленым) люминофором; *б* — синий светодиод с зеленым и красным люминофором; *в* — ультрафиолетовый светодиод с *RGB*-люминофором

При этом спектр излучения максимально близок к белому (рис. 3, *в*).

Основные достоинства технологий с использованием люминофоров:

- невысокая стоимость изделий;
- оттенок белого задается в процессе производства светодиодов.

Основные недостатки технологий с использованием люминофоров:

- меньшая светоотдача (по сравнению с технологией раздельных *RGB*) вследствие потерь света в слое люминофора;
- малый срок службы (скорость старения люминофора больше скорости старения СД);
- необходимость использования стабильного излучения "синего" СД;
- сложность контроля равномерности нанесения люминофора в технологическом процессе;
- невозможность регулировки цветовой температуры светодиода.

Недостатки OLED/PLED в качестве источников освещения

- (в настоящее время) низкая светоотдача 20...50 лм/Вт и малый ресурс работы — не более 12 тыс. ч;
- необходимость использования защитных покрытий для структур вследствие быстрой деградации параметров полимеров;
- высокая стоимость материалов люминофоров.

Прогноз технических параметров OLED/PLED (до 2015 года)

- Световая отдача промышленно выпускаемых устройств к 2012 г. должна составить 76 лм/Вт, а лабораторных образцов до 230 лм/Вт при теоретически возможной эффективности 360 лм/Вт;
- Ресурс работы при уровне 0,5 от максимальной яркости к 2015 г. 100 тыс. ч;
- Яркость свечения к 2015 г. не менее 5000 кд/м²;
- При яркости 2000 кд/м² стоимость устройств к 2015 году должна составлять не более 0,02 USD/лм.

Но с точки зрения экономической эффективности, чтобы органические светодиоды успешно конкурировали с современными источниками света, их световая отдача должна превышать 100 лм/Вт при ресурсе работы не менее 20 тыс. ч. Таким образом, в ближайшее время не стоит ожидать массового производства осветительных устройств, основанных на органических СД.

Несмотря на это в настоящее время целый ряд фирм успешно разрабатывают и развивают производство осветительных приборов на базе OLED/PLED:

- Samsung (SDI) к 2012 г. предполагает создать опытные образцы гибких дисплеев с охватом более 80 цветов и эффективностью до 50 лм/Вт при ресурсе работы до 40 тыс. ч;
- OLLA и Novaled (Европа) заявили о создании структур белого цвета с эффективностью свечения на уровне 50,7 лм/Вт и яркостью до 1000 кд/м²;
- Оsram объявила о начале серийного выпуска OLED-светильников с 2011—2012 гг. с эффективностью свечения около 70 лм/Вт.

К сожалению, в РФ отсутствуют не только серийно выпускаемые источники освещения на основе OLED /PLED, но и разработки промышленного технологического оборудования.

Список литературы

1. **Шурыгина В.** Твердотельные осветительные устройства. Прощайте старые добрые светильники // Электроника. НТБ. 2008. № 5. С. 88—92.

2. **Беляев В.** Современные светодиоды. Насколько светлое у них будущее // Электроника НТБ. 2009. № 2. С. 18—24.

3. **Майская В.** Органические светодиоды. Новые звезды малых экранов // Электроника. НТБ. 2005. № 8. С. 10–15.

4. Дорожная карта развития светодиодной промышленности и общего освещения // ГК "Роснанотех". URL: http://www.rusnanoforum.

5. **Multi-Year** Program Plan EY09-EY14 Solid state lighting researh and development // US Departament of Energy, March 2008. URL: http://apps1.eere.energy.gov/buildings/ publica-tions/pdfs/ssl_ssl_mypp2008_web.pdf.

6. Абанышин Н., Горфинкель Б., Жуков Н. и др. Плоскопанельные дисплеи на органических светоизлучающих структурах // Электронные компоненты. 2005. № 10. С. 57—59.

7. Залогин И. Дисплеи на полимерных светодиодах // Электронные компоненты. 2005. № 10. С. 61—63.

8. **Кондрашин А. А., Слепцов В. В., Лямин А. Н.** Формирование цветного изображения органическими светодиодами // Нано- и микросистемная техника. 2009. № 11 (112). С. 27—31.

9. Кондрашин А. А., Слепцов В. В., Лямин А. Н. Технология органических светодиодов // Научные труды. Вып. 16 (88). М.: Изд. МАТИ-РГТУ, 2010. С. 159—163.

10. **Маркелов А.** Светодиодные осветительные приборы // Media Vision. 2010. N 1. C. 49—54.

М. Е. Белкин, д-р техн. наук, зав. науч. лаб., **Л. М. Белкин**, аспирант, e-mail: belkin@mirea.ru Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), МИРЭА

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖКИ ВКЛЮЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНО-ИЗЛУЧАЮЩЕГО ЛАЗЕРА С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Предложен простой метод измерения характеристики задержки включения полупроводникового лазера с прямой модуляцией током инжекции, основанный на сравнении с помощью цифрового осциллографа задержки фронтов импульсов на входе испытуемого образца и на выходе измерительного фотодиода после электрооптического и оптико-электрического преобразований. Описываются методика, технология и результаты измерения времени задержки включения поверхностно-излучающего лазера с вертикальным каналом (VCSEL). Проводится оценка точности измерений.

Ключевые слова: поверхностно-излучающий полупроводниковый лазер, измерение времени задержки включения

Введение

Время задержки включения (ВЗВ)¹ — один из основных параметров, определяющих быстродействие полупроводникового лазера. Очевидно, что его измерение представляет собой важную задачу в процессе разработки компонентной базы для современных сверхвысокоскоростных волоконно-оптических систем передачи (ВОСП). Еще одной важной областью применения является лазерная физика, где с помощью ВЗВ можно определить такой фундаментальный параметр лазера, как время Оже-рекомбинации [1].

Необходимо отметить, что применяемые в современных ВОСП лазерные излучатели по характеру вывода излучения относятся к одному и тому же типу, называемому лазером с торцевым излучением. Данный тип лазерного диода повсеместно использовался с самого начала развития ВОСП как в транспортных, так и в локальных телекоммуникационных сетях. Такие излучатели в 80-х годах XX в. были разработаны отечественной промышленностью для применения в широко известных ВОСП серии "Сопка" [2].

Однако в 90-х годах прошлого столетия за рубежом началось интенсивное развитие поверхностноизлучающих лазеров с вертикальным каналом распространения излучения в микрорезонаторе (иностранная аббревиатура VCSEL). Применение данного типа лазера является одним из перспективных направлений развития локальных волоконно-оптических сетей различного назначения. Его основными достоинствами являются [3]:

- низкий пороговый ток генерации (1,3...1,5 мА);
- малая мощность потребления (в 5—10 раз меньше по сравнению с лазером с торцевым излучением);
- существенно меньшая температурная зависимость порогового тока и энергетической характеристики;
- простота обеспечения одночастотного режима;
- относительно широкая полоса непрерывной перестройки длины волны (5...10 нм);
- потенциальная экономичность за счет возможности тестирования в процессе производства на пластине.

В настоящей статье рассматриваются методика, технология проведения и результаты измерения ВЗВ поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором (VCSEL), работающего в спектральном диапазоне 1,3...1,6 мкм. Однако описанные ниже метод и методика принципиально пригодны для любых типов полупроводниковых лазеров с прямой модуляцией током иижекции.

Метод исследования

Проведенный анализ моделей для исследования ВЗВ в различных лазерных структурах показал, что и в классической литературе по ВОСП [4], и в современных публикациях [5] повсеместно используется следующее простое представление:

$$t_{\rm B3B} = \tau_e \ln \frac{I_{on} - I_{off}}{I_{on} - I_{th}},\tag{1}$$

где τ_e — время жизни носителей (в первом приближении считается константой); I_{on} —амплитуда импульса тока инжекции; I_{off} — постоянное смещение; I_{th} — пороговый ток.

На этом выражении преимущественно основаны различные методы исследования ВЗВ полупроводникового лазера [6], среди которых наиболее пригодным для практического измерения параметров является прямой осциллографический метод с использованием измерительного фотодиода. Полоса пропускания данного фотодиода в целях устранения влияния его собственных параметров на результат измерения выбирается значительно шире (по крайней мере, в 2 раза) по сравнению с верхней граничной частотой полосы модуляции объекта исследования.

¹ Иностранный термин: Turn-on Delay (TOD).

Поскольку типичные значения ВЗВ составляют менее 1 нс, то для включения лазера обычно используется специальный генератор импульсов пикосекундной длительности, а для регистрации ВЗВ — высокоскоростной стробоскопический осциллограф [7]. Общий недостаток такого подхода состоит в чрезмерно большой погрешности измерений вследствие относительно высокого собственного джиттера (фазового дрожания) осциллографов данного типа.

В целях упрощения при одновременном повышении точности измерений нами применен другой подход, основанный на измерении ВЗВ с помощью импульсного генератора общего назначения и современного цифрового осциллографа. В данном случае измерение ВЗВ основывается на сравнении фронта электрического импульса на входе излучателя с фронтом задержанного импульса на выходе фотодиодного модуля. Это сравнение может быть реализовано с высокой точностью с помощью блока статистической обработки осциллографа. Еще одним преимуществом предложенного метода является отсутствие необходимости применения в измерительной установке широкополосных устройств (адаптеров питания, усилителей и т. д.), которые также вносят дополнительную погрешность.

Макетирование измерительной камеры

Для проведения корректных измерений на частотах СВЧ диапазона исследуемый образец лазерного излучателя должен быть установлен в специальную измерительную камеру со стандартным 50-омным СВЧ разъемом на входе, к которому подсоединяется источник модулирующего сигнала [8]. В целях минимизации влияния собственных параметров измерительной камеры было решено использовать в качестве подложки фланец коаксиального СВЧ соединителя типа "Град", к которому будет подводиться модулирующий сигнал. Размеры фланца составляют $11,5 \times 11,5$ мм, однако ввиду того, что в середине находится вывод центрального проводника коаксиала, а по углам — крепежные отверстия, размеры площадки для монтажа кристалла составляют около 4 × 4 мм. Кроме того, для эффективного подведения к лазеру модулирующего сигнала его кристалл установлен на СВЧ плате из поликора толщиной 0,5 мм, на которой сформирована микрополосковая линия передачи с волновым сопротивлением 50 Ом. Через эту же линию обеспечивается подведение к испытуемому лазерному излучателю постоянного тока смещения.

Монтаж кристалла на плату выполнялся с помощью токопроводящего клея ЭЧЭ-С. Разварка выводов кристалла проводилась термозвуковым методом золотой проволокой диаметром 25 мкм (рис. 1, a, см. третью сторону обложки). Затем плата с установленным кристаллом припаивалась низкотемпературным припоем в специально подготовленное углубление на разъеме, а микрополосок соединялся с центральной жилой разъема припайкой золотой полоски. Общий вид измерительной камеры с испытуемым образцом лазера представлен на рис. 1, δ (см. третью сторону обложки).

Для проведения измерений B3B смонтированный в измерительной камере испытуемый образец устанавливали на юстировочный столик, обеспечивающий возможность перемещения в трех направлениях и по углам.

Измерение времени задержки включения

Структурная схема установки для измерения времени задержки включения лазера приведена на рис. 2.

Согласно сказанному выше, в основу метода положено сравнение времени отображения на экране осциллографа передних фронтов на определенном уровне (в данном случае на уровне 0,5 от амплитуды импульса) двух импульсов от одного источника: импульса на входе измерительной камеры и импульса на выходе усилителя, прошедшего электрооптическое и оптико-электрическое преобразования. В приведенной структурной схеме в качестве генератора импульсов был использован прибор типа Г5-72 (периодическая последовательность с длительностью импульса 5 нс, амплитудой 10 В и скважностью 20), цифровой осциллограф Tektronix TDS5034B (поло-



Рис. 2. Структурная схема установки измерения ВЗВ VCSEL

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 11, 2010 -

са 350 МГц), источник постоянного тока НУ3003, измерительный фотодиод (полоса пропускания 0...10 ГГц), широкополосный усилитель (полоса пропускания 1...1000 МГц, коэффициент усиления 15 ± 2 дБ). Для согласования пространственного вывода оптического излучения испытуемого лазера с разъемным входом измерительного фотодиода во втором юстировочном модуле был зафиксирован отрезок одномодового волокна с микролинзой, сформированной на конце. С другой стороны отрезок оконцовывался вилкой стандартного оптического разъема типа FC/PC, которая вставлялась в розетку измерительного фотодиода. Настройка ввода излучения проводилась при постоянном токе смещения лазера (без модулирующего сигнала) на основании показаний измерителя оптической мощности. Эффективность ввода составила порядка 30 %.

Измерения проводили в нормальных климатических условиях при температуре около 23 °С. В связи с отмеченной выше слабой температурной чувствительностью VCSEL в данном случае нет необходимости в жесткой температурной стабилизации кристалла, как это требуется при измерениях параметров лазеров с торцевым излучением [8], что существенно упрощает схему измерительной установки.

Процесс измерения B3B VCSEL делится на две части: калибровка испытуемого образца и измерительной установки, измерение B3B при различных режимах постоянного смещения образца I_{off} и амплитуды импульсного сигнала I_{on} . Для удобства обработки результатов оба этих тока нормируются по

пороговому току I_{th} , являющемуся паспортным параметром испытуемого излучателя.

Калибровка испытуемого образца заключается в измерении его импульсной вольт-амперной характеристики, на основе которой по значениям напряжения (на экране осциллографа) вычисляются значения амплитуды импульсного сигнала Ion. Калибровка измерительной установки проводится следующим образом. Испытуемый образец смещается постоянным током примерно в 1,2 раза выше порогового значения, что исключает эффект задержки его включения. На вход измерительной камеры подается импульсный сигнал, и осциллограф настраивается так, чтобы на его экране отображались входной импульс и импульс на выходе усилителя. Для повышения точности измерений с помощью функции "Deskew" (регулировка задержки между входами осциллографа) осуществляется компенсация задержки в измерительном тракте так, чтобы начальная задержка не превышала 100... 200 пс.

Измерения ВЗВ проводят при следующих условиях. Испытуемой образец последовательно смещается от источника постоянного тока в диапазоне (0,1...0,9) I_{th} с шагом 0,1. В каждой точке постоянного смещения на вход измерительной камеры подаются импульсные сигналы с амплитудой тока в диапазоне (1,5...6) I_{th} с шагом 0,5. Пример показаний осциллографа приведен на рис. 3 (см. третью сторону обложки). Опережающая осциллограмма (C1) соответствует сигналу со входа излучателя, запаздывающая (C3) — с выхода фотодетектора (после усилителя).



НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 11, 2010 -

Время задержки импульса определяется с помощью встроенной функции осциллографа как разность времени отображения передних фронтов импульсов на уровне 0,5 амплитуды (Dely на рис. 3, см. третью сторону обложки) за вычетом полученной в ходе калибровки начальной задержки. Для повышения точности измерения проводятся на основании статистической обработки при числе измерений не менее 1000 (на рисунке n = 1008). Из рис. 3 (см. третью сторону обложки) можно также сделать вывод о достаточной точности измерений. В частности, значение среднего квадратического отклонения показаний составляет $\sigma = 7,837$ пс при уровне задержки 766 пс.

Результаты измерения характеристик ВЗВ (TOD) испытуемого VCSEL представлены на рис. 4.

Оценка полученных результатов

Как следует из рис. 4, ВЗВ имеет тенденцию к уменьшению при приближении тока постоянного смещения к пороговому значению, а также при увеличении амплитуды возбуждающего импульса, что соответствует известным данным [1, 6]. Для количественной оценки полученных результатов измерения ВЗВ проведем с помощью (1) расчет времени жизни носителей. Результаты его при режимах смещения и возбуждения испытуемого VCSEL, близких к пороговым, приведены на рис. 5 (см. третью сторону обложки). Как следует из рисунка, значение τ_e получается на уровне 1,3...2,6 нс, что соответствует типичным значениям для лазеров типа VCSEL [9] и свидетельствует о корректности предложенной методики.

Заключение

В данной статье предложен простой и корректный на практике метод измерения времени задержки включения поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором (VCSEL), работающего в спектральном диапазоне 1,3...1,6 мкм. Описаны принципы макетирования измерительной камеры, методика и результаты измерений конкретного образца иностранного производства. По нашему мнению, разработка отечественной промышленностью данного перспективного типа лазера на основе наногетероструктур позволила бы сделать значительный скачок в разработке собственной аппаратуры высокоскоростных локальных систем телекоммуникационного назначения.

Настоящая работа выполнена в рамках Программы научной и технологической кооперации между Швейцарией и Россией.

Авторы выражают благодарность сотрудникам лаборатории физики наноструктур (LPN) Лозаннского федерального политехнического института (EPFL), Швейцария за предоставленные для исследования образцы.

Список литературы

1. Agrawal G. P., Dutta N. K. Semiconductor Lasers. N. Y.: Van Nostrand Reinhold, 1993. 610 p.

2. Www.webknow.ru/tekhnologija

3. **Kapon E., Sirbu A.** Long-wavelength VCSELs: Power-efficient answer // Nature Photonics. 2009. V. 3, N 1. P. 27–29.

4. Гауэр Дж. Оптические системы связи / Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1989. — 500 с.

5. **Bacou A.** et al. Electrical modeling of long-wavelength VCSELs for intrinsic parameters extraction // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2010. V. 46, N 3. P. 313–322.

6. Liu, G., Chuang S. L. High-speed modulation of longwavelength $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ and $In_{1-x-y}Ga_xAl_yAs$ strained quantum-well lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2001. V. 37. P. 1283.

7. Prise M. E., Taghizadeh M. R., Smith S. D., Wherrett B. S. Picosecond measurement of Auger recombination rates in In-GaAs // Appllied Physics Letters. 1984. V. 45. P. 652.

8. Белкин М. Е., Васильев М. Г. Полупроводниковые лазерные излучатели с высоким произведением средней мощности на полосу модуляции // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 9. С. 23–33.

9. **Mena P. V.** et al. A comprehensive circuit-level model of vertical-cavity surface-emitting lasers // IEEE Journal of Light-wave Technology. 1999. V. 17, N 12. P. 2612–2632.

CONTENTS

Chernov V. A., Palagushkin A. N., Prudnikov N. V., Sergeev A. P., Sigeikin G. I., Leonova E. A. *Manufacture and Investigations of Nanostructures for Direct Nuclearelectrical Energy Converting Based on Sgcondary Electrons* .2 Requirements to nanostructures metal—isolator—metal (MIM-structures) for direct nuclear-electrical energy converting based on secondary electrons are proved. Methods for MIM-structures manufacture — method of magnetron ionic-plasma dispersion and electronic beam dispersion method are described. Properties of made MIM-strucuires W—Al₂O₃—Al with thickness of layers 10, 100 and 10 nanometers, accordingly, are stated. **Keywords:** direct nuclear-electrical energy conversion, secondary electrons, metal—isolator—metal structures, method of magnetron ionic-plasma dispersion, electronic beam dispersion method

Gerus S. V., Guljaev Yu. V., Lobanov B. S., Mitjagin A. Yu., Sokolovsky A. A., Temirjazevá M. P., Fesenko M. V., Hlopov B. V. *Influence of External Magnetic Fields on Information Magnetic Structure of Modern Hard Disks* 10 Experimental researches of magnetic structure of fragments record on hard disks of various capacity are considered and its stability to influence of a magnetic field of various intensity and orientation is studied. The conditions defining stability of hard disks to external magnetic fields, coercivity of applied magnetic materials and degree of shielding of a pulse magnetic field the case and constructive elements of a hard disk. Keywords: electromagnetic fields, scanning microscopy, the store on a rigid magnetic disk

Keywords: piezoelectric, shear piezoeffect, lanthanium gallium tantalate crystals, vibration sensor, finite element method, vibration sensitivity

Keywords: leikosapphire, microelectronics, quasi-plastic grinding, base layers,, roughness

Anufriev Yu. V., Zenova E. V., Kondratyev P. K., Rachnikov D. A. *Manufacturing Flow of Nonvolatile Phase Change Memory Nanoscale Cell with Application of Dual-Beam Research System NOVANanoLab600*.....26 Possible fabrication technique of phase change nonvolatile RAM array prototype is described. Dual-beam research system NOVANanoLab600 application as main processing equipment was considered. Path flow and flow features applied in this paper are expounded.

Keywords: nonvolatile nanoscale memory, phase RAM, dual-beam, FEI

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 11, 2010 —

The models of silicon nanoscale metal-oxide-semiconduclor field-effect transisiors (MOSFETs) were analyzed. The perspectives of electronics beyond MOSFET "era" were considered.

Keywords: nanotransistors, metal-oxide-semiconductor, nanoelectronics

There are described calculated optimum characteristic of accelerometer: the inner dimensions for different thickness of sensitive element, length and width of bridge, are specified requirements to the piezoresistors, are given optimal characteristic of accelerometer for range 10 g with two substrates thickness: 450 and 600 microns. There are given propositions for serial manufacturer of accelerometers.

Keywords: piezoresistive accelerometer, sensitive element, MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems), Triaxial MEM-accelerometer

Kondrashin A. A., Sleptsov V. V., Lyamin A. N. *OLED/PLED Illumination's High Technologies*......47 In article the basic advantages of light-emitting diode means of illumination (LED and OLED/PLED) before traditional are presented. The basic advantages organic light-emitting diodes and their lacks are revealed. The most widespread technologies of reception of white colour on the basis of light-emitting diodes are considered. The forecast of development of technical parametres OLED/PLED for the next 5 years is presented. **Keywords:** organic light-emitting diodes OLED/PLED. Technologies of reception of white colour. The forecast of technical parametres

For foreign subscribers:

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

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

ISSN 1813-8586.

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

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский пер., 4. Телефон редакции журнала (499) 269-5510. E-mail: nmst@novtex.ru Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства

в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия.

Свидетельство о регистрации ПИ № 77-18289 от 06.09.04.

Дизайнер Т. Н. Погорелова. Технический редактор Е. М. Патрушева. Корректор Л. М. Мазурина

Сдано в набор 17.09.2010. Подписано в печать 21.10.2010. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,86. Уч.-изд. л. 8,62. Заказ 883. Цена договорная

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

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 11, 2010 -