

Выпускается при содействии

Министерства промышленности, науки и технологий Российской Федерации,

Министерства образования Российской Федерации,

Российской Академии наук

Издается с 1999 г.

ISSN 1684-6419

Главный редактор

Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора

Лучинин В. В.

Редакционная коллегия:

Антонов Б. И.

Аристов В. В.

Белоус А. И.

Быков В. А.

Васильев А. А.

Васильев В. В.

Волчихин В. И.

Гапонов С. В.

Горнев Е. С.

Градецкий В. Г.

Журавлев П. В.

Захаревич В. Г.

Калаян И. А.

Кальнов В. А.

Карякин А. А.

Климов Д. М.

Кузин А. Ю.

Лифшиц В. Г.

Мокеров В. Г.

Мокров Е. А.

Никитов С. А.

Норенков И. П.

Панич А. Е.

Панфилов Ю. В.

Петросянц К. О.

Сауров А. Н.

Сигов А. С.

Станкевич В. Г.

Старостин А. К.

Степанов Ю. И.

Сухопаров А. И.

Телец В. А.

Чаплыгин Ю. А.

Редакция:

Безменова М. Ю.

Григорин-Рябова Е. В.

Лысенко А. В.

Учредитель:

Издательство "Новые технологии"

## СОДЕРЖАНИЕ

О подписке . . . . . 2

## ЭЛЕМЕНТЫ МСТ И МИКРОСИСТЕМЫ

Шахрай М. В., Хут К., Квеннер Й., Лизец Т. Исследование характеристик микроэлектромеханических высокочастотных переключателей . . . . . 3

Касимов Ф. Д. Микроэлектронная негатроника — новое направление функциональной электроники . . . . . 6

## МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МСТ

Вопилкин Е. А., Востоков Н. В., Парафин А. Е. Исследование свойств края полосковой структуры из высокотемпературного сверхпроводника . . . . . 10

Лачинов А. Н., Корнилов В. М. Электронная природа модификации поверхности в системе Si—SiO<sub>2</sub> . . . . . 11

Васильев Л. С., Муравьев А. Е., Ломаева С. Ф. Проблема К-состояний и высокотемпературная концентрационная неоднородность фаз . . . . . 15

Вакс В. Л., Гайкович К. П., Ноздрин Ю. Н., Резник А. Н. Восстановление подповерхностной диэлектрической структуры по СВЧ ближнепольным измерениям . . . . . 18

## НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

Биленко Д. И., Плякин М. Е., Терин Д. В., Хохлова Л. В. Микро- и нанозлектромеханические аналоги структур с фазовыми переходами . . . . . 20

Панфилов Ю. В., Самойлович М. И., Слободчикова И. В. Перспективы получения фотонных кристаллов методом нанесения тонких пленок в вакууме на подложках из синтетического опала . . . . . 26

## КОНСТРУИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МСТ

Пронин И. П., Каптелов Е. Ю., Гольцев А. В., Афанасьев В. П. Электромеханический подход к оптимизации параметра самополяризации в тонких пленках цирконата-титаната свинца . . . . . 29

Корнилович А. А. Определение транспортных параметров тонкопленочных и двумерных полупроводниковых систем неразрушающими методами . . . . . 33

## ИНФОРМАЦИЯ . . . . . 39

## Contents . . . . . 40

Аннотации статей журнала на русском и английском языках доступны по сети Internet по адресу: <http://www.microsystems.ru>.Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромывский пер., 4. Телефон редакции журнала (095) 269-5510. E-mail: [it@novtex.ru](mailto:it@novtex.ru)

Журнал зарегистрирован в Комитете Российской Федерации по печати. Свидетельство о регистрации № 018929 от 10.06.99.

Дизайнер Т. Н. Погорелова. Технический редактор И. С. Павлова. Корректор М. Г. Джавадян

Сдано в набор 03.02.2003. Подписано в печать 17.03.2003. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл.-печ. л. 4,9. Усл. кр.-отт. 6,86. Уч.-изд. л. 6,10. Заказ 363.

Отпечатано в Подольской типографии ГУП ЧПК, 142110, г. Подольск, ул. Кирова, 25

# ЭЛЕМЕНТЫ МСТ И МИКРОСИСТЕМЫ

621.319.43

**М. В. Шахрай,**Санкт-Петербургский государственный  
политехнический университет,**К. Хут (C. Huth), Й. Квенцер (H. Joachim Quenzer),****Т. Лизец (T. Lisec),**

Fraunhofer Institute for Silicon Technology

(Fraunhofer Institut fuer Siliziumtechnologie), Itzehoe, Germany

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕЙ

*Рассмотрены микроэлектромеханические емкостные переключатели для радиочастотных сигналов, представляющие большой интерес для систем телекоммуникаций, в том числе для мобильной связи. Приведены конструкция и технология изготовления. Исследованы параметры переключения и поведение в зависимости от температуры. Определены пути улучшения измеренных характеристик.*

### Введение

Современные телекоммуникационные приемники нуждаются в большом числе пассивных компонентов для разделения частот, подстройки импеданса, фильтрации частот, настройки колебательного контура и обеспечения основной частоты. Для сборки мобильного телефона необходимо порядка 300 отдельных пассивных компонентов, тогда как интегральных схем требуется всего две или три. В последнее время была продемонстрирована возможность использования технологии микроэлектромеханических систем (МЭМС) для производства таких пассивных компонентов, как настраиваемые конденсаторы [1, 2] и переключатели [3–5]. Использование методов изготовления, сходных с технологическими приемами микроэлектроники, обеспечивает МЭМС миниатюрность, дешевизну при массовом производстве и возможность реализации уникальных функций.

В настоящей статье приведены конструкция и технология изготовления емкостных переключателей и исследованы их пара-

метры в зависимости от температуры.

### Конструкция и технология

Типичная конструкция переключателя показана на рис. 1. Обычно это мостикообразная структура, закрепленная обоими концами на заземляющих линиях (ЗЛ) или на отдельных контактах. Под мостиком проходит сигнальная линия (СЛ), расстояние между мостиком и СЛ обычно находится в пределах нескольких микрометров. Геометрические размеры мостика и линий выбираются в зависимости от конкретного приложения. Обычно требуются емкости в несколько пикофарад при рабочей частоте сигнала в

пределах нескольких гигагерц. Отношение емкостей во включенном и выключенном состояниях должно быть порядка 1:100 (потери в выключенном состоянии в пределах 0,2 дБ). Если приложить напряжение между ЗЛ и СЛ, то мембрана мостика прижимается к СЛ и ВЧ-сигнал прерывается (переключатель включен). Когда мостик находится в состоянии покоя, переключатель считается выключенным, и ВЧ-сигнал может проходить по СЛ без потерь.

Подобные МЭМС изготавливаются с помощью технологий поверхностной микромеханики. Подвижный мостик обычно выполняется из металла (часто используется Al), а в качестве жертвенного слоя используется фоторезист [3, 4]. Это позволяет удалить жертвенный слой методом сухого травления и предотвратить таким образом эффект прилипания (stiction effect). В данном случае для создания подвижной структуры применялось гальваническое осаждение. Коэффициент теплового расширения никеля, использованного для разработки переключателей, в 2 раза ниже, чем у алюминия, что приводит к уменьшению теплового дрейфа переключателя. Разделение процессов осаждения мембраны и подвески позволяет отдельно оптимизировать их толщину и механическое напряжение в материале. Помимо фото-

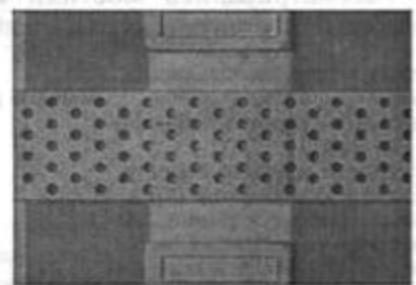


Рис. 1. Схематический вид переключателя (слева) и вид сверху мембраны и сигнальной линии (фотография справа)



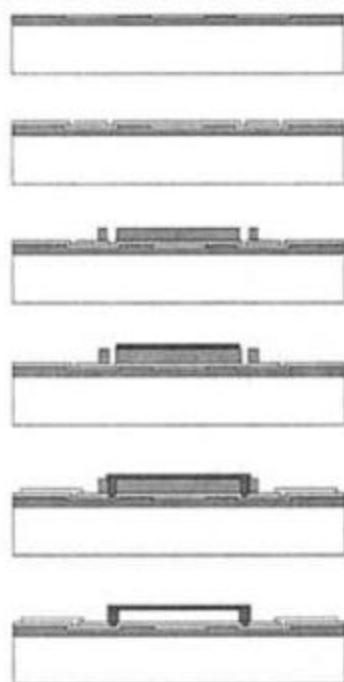


Рис. 2. Схема изготовления переключателя

резиста в качестве жертвенного слоя могут быть использованы металлы, например Al или Cu. Схема процесса изготовления приведена на рис. 2. Сначала заземляющая и сигнальная линии осаждаются в структурированный слой оксида, находящийся на поверхности кремниевой пластины. Затем наносится слой диэлектрика, предотвращающего контакт мембраны и СЛ при включении переключателя. Следующим шагом является создание и структурирование металлического жертвенного слоя. Для гальванического осаждения мембраны, а затем опор выполняются промежуточные шаги маскирования. Последний этап — удаление жертвенного слоя.

Рассматривались мостики с мембранами следующих размеров:

Длина × ширина × толщина, мкм . . . . . 500×80×1  
 Расстояние между мембраной и СЛ, мкм . . . . . 3  
 Проектное значение емкости (расчет проводился по (1)) в выключенном состоянии, пФ . . . 1  
 Расчетное соотношение емкостей в выключенном и включенном состояниях ( $C_{off}:C_{on}$ ) . . . 1:60  
 Ожидаемое напряжение переключения, В . . . . . менее 30

## Измерения

Переключатели были исследованы в двух режимах:

- переключение при фиксированной температуре;
- температурный дрейф емкости в выключенном состоянии.

Измерения проводились с помощью установки НР 4284А. Пластина помещалась на металлический вакуумный держатель. Переменное (частота 400 кГц, амплитуда 1 В) и постоянное (в диапазоне 1—40 В) напряжения на переключатели подавались с помощью контактных игл. Термостат обеспечивал нагрев пластины до требуемой температуры через металлический держатель.

В первом режиме измерялось напряжение переключения и изменение емкости при переключении. Измерения были проведены при двух температурах: 20 и 80 °С.

Результаты измерений при 20 °С приведены на рис. 3. Разделение напряжений переключения на три области связано с аппаратными ограничениями — до 40 В постоянного напряжения и до 20 В переменного.

Налицо большой разброс изменений емкости — от 350 до 650 фФ и отношения емкостей  $C_{off}:C_{on}$  — от 1:7 до 1:14 (среднее значение — 1:10). Диаграмма показывает, что большая часть переключателей требует напряжения выше 40 В. Аналогичные измерения были проделаны при температуре 80 °С (рис. 4).

График демонстрирует, что при повышенной температуре в среднем уменьшается напряжение переключения — большее число переключателей функционирует при напряжении меньше 40 В. Среднее отношение емкостей

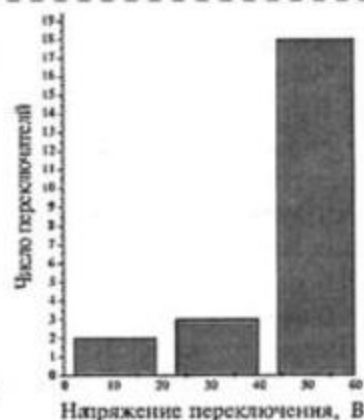
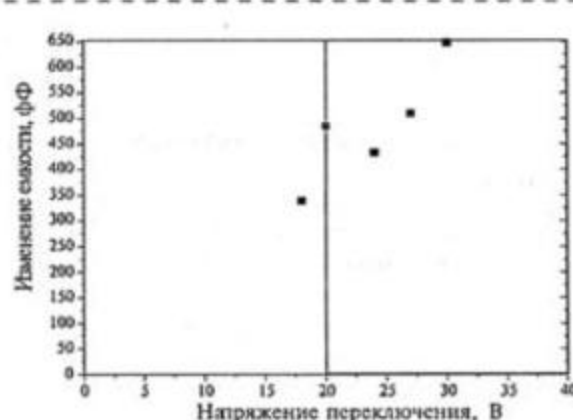


Рис. 3. Результаты измерений параметров переключения при 20 °С: график изменения емкости в зависимости от напряжения переключения (слева) и диаграмма распределения напряжений переключения по трем диапазонам — до 20 В, 20—40 В и выше 40 В (справа)

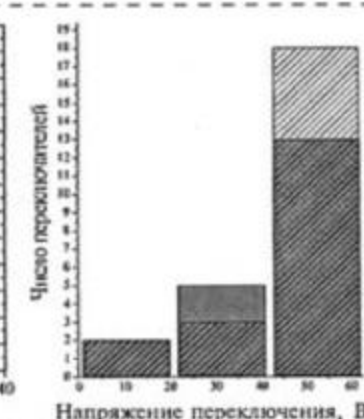
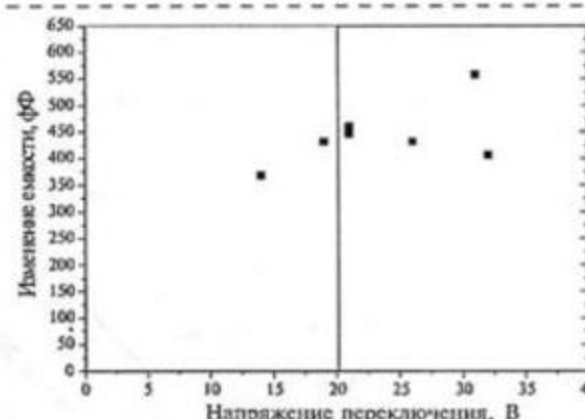


Рис. 4. Результаты измерений параметров переключения при 80 °С: график изменения емкости в зависимости от напряжения переключения (слева) и диаграмма распределения напряжений переключения по трем диапазонам — до 20 В, 20—40 В и выше 40 В (справа). Заштрихованные области на диаграмме — данные при 20 °С (см. рис. 3)

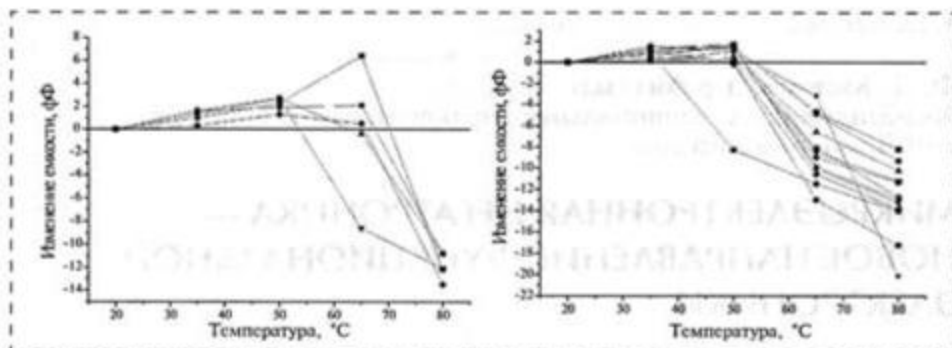


Рис. 5. Нормированные кривые теплового дрейфа емкости переключателей в выключенном состоянии (с учетом дрейфа емкости переключателя без мембраны вычтен)

$C_{off}$ :  $C_{on}$  остается прежним, но возрастает разброс (от 1:7 до 1:19).

Во втором режиме измерялась емкость переключателя в выключенном состоянии при изменяющейся температуре: при 20, 35, 50, 65 и 80 °C. Для измерения использовалось переменное напряжение частотой 400 кГц и амплитудой 1 В. Для каждого значения температуры достигалось стабильное состояние, при котором емкость практически не менялась. Для выявления дрейфа, за который отвечает только переключатель, аналогичное измерение было проведено для переключателя без мембраны. Эти значения вычитались из экспериментальных при построении кривых. Одновременно кривые нормировались путем вычитания начального значения емкости. На рис. 5 приведены результаты двух серий измерений. Измерения были проведены на переключателях, взятых с двух аналогичных кремниевых пластин. Каждой из двух пластин соответствует свой график на рис. 5.

В большинстве случаев емкость слабо растет до 50–65 °C и затем резко уменьшается. Это означает, что расстояние между мембраной и электродом сначала уменьшается, а затем увеличивается. Скорее всего, происходит выгибание мембраны в направлении от электрода вследствие теплового расширения мембраны. Дрейф составляет 1–5 % от среднего изменения емкости при переключении.

### Обсуждение результатов

В число обнаруженных проблем входят:

- большой разброс изменений емкости при переключении;
  - большой разброс напряжений переключения;
  - высокое напряжение переключения для большинства переключателей (выше 40 В);
  - низкое отношение емкостей  $C_{off}$ :  $C_{on}$ .
- Емкость зависит
- от расстояния между мембраной и СЛ

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}, \quad (1)$$

где  $C$  — емкость;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды между мембраной и СЛ (состоящей из слоя воздуха и слоя диэлектрика);  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная;  $S$  — площадь перекрытия мембраны и СЛ;  $d$  — расстояние между мембраной и СЛ;

- от неровности поверхностей мембраны, СЛ и диэлектрика.

На расстояние между мембраной и электродом влияют два фактора: толщина жертвенного слоя и изгиб мембраны. Изгиб мембраны обусловлен наличием механического напряжения и его градиента в мембране, определяемых как результатами процесса гальванического осаждения мембраны, так и слоистой структурой "затравочный слой (seed-layer) — мембрана", имеющей слои с различными коэффициентами теплового расширения. Емкость  $C_{on}$

в основном зависит от расстояния между мембраной и СЛ, поэтому решающей здесь является равномерность осаждения жертвенного слоя по пластине. Серьезную роль также играет изгиб мембраны в различных направлениях. Емкость  $C_{off}$  существенно зависит от неровности соприкасающихся поверхностей и поперечного изгиба мембраны, которые препятствуют плотному контакту мембраны и СЛ. Расчет показывает, что даже небольшой зазор между ними приводит к серьезным изменениям параметров (рис. 6).

Напряжение переключения может быть выражено в следующем виде:

$$U_{pull} = \sqrt{\frac{128}{27} \frac{E}{l_{SL}} \left( \frac{t_{mem} d}{l_{bridge}} \right)^3}, \quad (2)$$

где  $E$  — модуль Юнга;  $l_{SL}$  — ширина электрода;  $t_{mem}$  — толщина мембраны;  $d$  — расстояние от мембраны до СЛ;  $l_{bridge}$  — длина мембраны. Важными параметрами являются толщина мембраны и расстояние от мембраны до СЛ. Рост этих параметров увеличивает напряжение переключения. Поэтому определяющим является достижение равномерности толщины жертвенного слоя и мембраны по пластине. Существенную роль играет также поперечный изгиб мембраны (механическое напряжение и его градиент в мембране), являющийся следствием

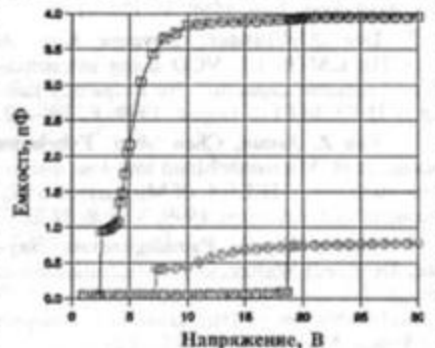


Рис. 6.  $C$ — $U$  кривые без учета и с учетом неровности электрода. Емкость  $C_{on}$  уменьшается более чем в 4 раза (от 4 до 0,8 пФ) при наличии воздушного зазора в 150 нм



процесса гальванического осаждения и слоеной структуры. Наиболее вероятно, что он вместе с толщиной мембраны является главной причиной завышенного напряжения переключения для большей части мембран.

## Выводы

С помощью описанных переключателей удалось продемонстрировать возможность переключения при напряжении менее 30 В (от 15 В), значение емкости во включенном состоянии составляет до 0,7 пФ (в среднем — 0,5 пФ), отношение емкостей  $C_{off}:C_{on}$  до 1:19 (в среднем — 1:10).

Анализ показывает, что для улучшения параметров работы переключателей следует предпринять следующие шаги:

- добиться равномерности осаждения расходуемого слоя и мембран по пластине;
- найти оптимальную толщину мембраны, одновременно предотвращающую прилипание (stiction) и несущественно повышающую напряжение переключения;
- добиться минимальной неровности соприкасающихся поверхностей — мембраны, диэлектрика и СЛ.

## Список литературы

1. Yao J. Jason, Park Sang Tae, and DeNatale Jeffrey. High tuning-ratio MEMS-based capacitors for RF communications applications // Solid-State Sensors and Actuators Workshop. June 1998. P. 124–127.
2. Dec Aleksander, Suyama Ken. A 2.4 GHz CMOS LC VCO using micromachined variable capacitors for frequency tuning // IEEE MTT-S Digest. 1999. P. 79–82.
3. Yao Z. Jamie, Chen Shea, Eshelman Susan, et al. Micromachined low-loss microwave switches // IEEE J. of Microelectromechanical Systems. June 1999. Vol. 8. N 2.
4. Jansen Henri, Pamidighantam Sayanu, De Raedt Walter, et al. Micromachined devices for space telecom applications // 3<sup>rd</sup> Round Table on Micro/Nano Technologies for Space. May 2000. P. 135–140.
5. Schiele Ignaz, Huber Joerg, Evers Christian, et al. Micromechanical relay with electrostatic actuation // International Conference on Solid-State Sensors and Actuators. June 1997. P. 1165–1168.

УДК 621.382

Ф. Д. Касимов, д-р физ.-мат. наук,  
Азербайджанское национальное аэрокосмическое агентство  
e-mail: ssddb@azerin.com

## МИКРОЭЛЕКТРОННАЯ НЕГАТРОНИКА — НОВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

*Описаны основные этапы развития нового направления функциональной электроники — микроэлектронной негатроники. Показано, что благодаря технологии одновременного выращивания локальных пленок поли- и монокристаллического кремния возможно формирование чувствительных элементов и негатронных схем преобразования сигналов в частоту на едином кристалле.*

В настоящее время в области функциональной электроники развивается ряд научных направлений: опто-, акусто- магнито-электроника, хемотроника и др. Одним из последних достижений в этой области является негатроника — разработка приборов, имеющих в определенном режиме отрицательное сопротивление (ОС) [1]. На сегодняшний день разработаны различные виды негатронов, среди которых сверхвысокочастотные приборы на лавинно-пролетных диодах, быстродействующие ключи на лавинных транзисторах, мощные полупроводниковые переключатели на диносторах и тиристорах.

Формулировка научного направления негатроники была впервые дана в СССР на Всесоюзных научно-технических семинарах по приборам с ОС, проводившихся в Москве под руководством проф. С. А. Гаряинова.

В 1991 г. в Баку под руководством проф. Н. А. Филинкова и Ф. Д. Касимова была проведена Всесоюзная научно-техническая конференция "Приборы с ОС и интегральные преобразователи на их основе", на которой была уточнена терминология, определены цели, задачи и перспективы негатроники [2]. Было отмечено, что негатроника в процессе своего развития прошла три этапа: ламповая негатроника, полупроводниковая и схемотехническая. В настоящее время появилось и ус-

пешно развивается новое, четвертое направление — микроэлектронная негатроника [3–5]. Начало ее развитию было положено открытием в стеклообразных халькогенидных полупроводниках эффекта ОС и переключения [6]. Однако нестабильность электрических характеристик, сложность точного воспроизведения нужного состава материала, деградация омических контактов, нестыковка с кремниевой микроэлектронной технологией ограничивает ее широкое применение.

Дальнейшему развитию микроэлектронной негатроники послужила разработка технологии одновременного выращивания моно- и поликристаллических пленок кремния в едином процессе эпитаксиального наращивания на общей подложке [7]. Наличие области пространственного заряда (ОПЗ) на границах зерен (ГЗ) пленок поликристаллического кремния (ППК), обусловленной захватом носителей на глубокие ловушки, и возможность управлять размерами зерен и степенью их легирования при выращивании пленок технологическим путем позволяют получать широкий набор физических свойств и функциональных возможностей [8].

Пленки толщиной 5 мкм выращивались на кремниевых подложках  $p$ -типа проводимости (КДБ-10), на которых путем окисления и фотолитографии были сформированы локальные участ-



процесса гальванического осаждения и слоеной структуры. Наиболее вероятно, что он вместе с толщиной мембраны является главной причиной завышенного напряжения переключения для большей части мембран.

## Выводы

С помощью описанных переключателей удалось продемонстрировать возможность переключения при напряжении менее 30 В (от 15 В), значение емкости во включенном состоянии составляет до 0,7 пФ (в среднем — 0,5 пФ), отношение емкостей  $C_{off}:C_{on}$  до 1:19 (в среднем — 1:10).

Анализ показывает, что для улучшения параметров работы переключателей следует предпринять следующие шаги:

- добиться равномерности осаждения расходуемого слоя и мембран по пластине;
- найти оптимальную толщину мембраны, одновременно предотвращающую прилипание (stiction) и несущественно повышающую напряжение переключения;
- добиться минимальной неровности соприкасающихся поверхностей — мембраны, диэлектрика и СЛ.

## Список литературы

1. Yao J. Jason, Park Sang Tae, and DeNatale Jeffrey. High tuning-ratio MEMS-based capacitors for RF communications applications // Solid-State Sensors and Actuators Workshop. June 1998. P. 124–127.
2. Dec Aleksander, Suyama Ken. A 2.4 GHz CMOS LC VCO using micromachined variable capacitors for frequency tuning // IEEE MTT-S Digest. 1999. P. 79–82.
3. Yao Z. Jamie, Chen Shea, Eshelman Susan, et al. Micromachined low-loss microwave switches // IEEE J. of Microelectromechanical Systems. June 1999. Vol. 8. N 2.
4. Jansen Henri, Pamidighantam Sayanu, De Raedt Walter, et al. Micromachined devices for space telecom applications // 3<sup>rd</sup> Round Table on Micro/Nano Technologies for Space. May 2000. P. 135–140.
5. Schiele Ignaz, Huber Joerg, Evers Christian, et al. Micromechanical relay with electrostatic actuation // International Conference on Solid-State Sensors and Actuators. June 1997. P. 1165–1168.

УДК 621.382

Ф. Д. Касимов, д-р физ.-мат. наук,  
Азербайджанское национальное аэрокосмическое агентство  
e-mail: ssddb@azerin.com

## МИКРОЭЛЕКТРОННАЯ НЕГАТРОНИКА — НОВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

*Описаны основные этапы развития нового направления функциональной электроники — микроэлектронной негатроники. Показано, что благодаря технологии одновременного выращивания локальных пленок поли- и монокристаллического кремния возможно формирование чувствительных элементов и негатронных схем преобразования сигналов в частоту на едином кристалле.*

В настоящее время в области функциональной электроники развивается ряд научных направлений: опто-, акусто- магнито-электроника, хемотроника и др. Одним из последних достижений в этой области является негатроника — разработка приборов, имеющих в определенном режиме отрицательное сопротивление (ОС) [1]. На сегодняшний день разработаны различные виды негатронов, среди которых сверхвысокочастотные приборы на лавинно-пролетных диодах, быстродействующие ключи на лавинных транзисторах, мощные полупроводниковые переключатели на диносторах и тиристорах.

Формулировка научного направления негатроники была впервые дана в СССР на Всесоюзных научно-технических семинарах по приборам с ОС, проводившихся в Москве под руководством проф. С. А. Гаряинова.

В 1991 г. в Баку под руководством проф. Н. А. Филинкова и Ф. Д. Касимова была проведена Всесоюзная научно-техническая конференция "Приборы с ОС и интегральные преобразователи на их основе", на которой была уточнена терминология, определены цели, задачи и перспективы негатроники [2]. Было отмечено, что негатроника в процессе своего развития прошла три этапа: ламповая негатроника, полупроводниковая и схемотехническая. В настоящее время появилось и ус-

пешно развивается новое, четвертое направление — микроэлектронная негатроника [3–5]. Начало ее развитию было положено открытием в стеклообразных халькогенидных полупроводниках эффекта ОС и переключения [6]. Однако нестабильность электрических характеристик, сложность точного воспроизведения нужного состава материала, деградация омических контактов, нестыковка с кремниевой микроэлектронной технологией ограничивает ее широкое применение.

Дальнейшему развитию микроэлектронной негатроники послужила разработка технологии одновременного выращивания моно- и поликристаллических пленок кремния в едином процессе эпитаксиального наращивания на общей подложке [7]. Наличие области пространственного заряда (ОПЗ) на границах зерен (ГЗ) пленок поликристаллического кремния (ППК), обусловленной захватом носителей на глубокие ловушки, и возможность управлять размерами зерен и степенью их легирования при выращивании пленок технологическим путем позволяют получать широкий набор физических свойств и функциональных возможностей [8].

Пленки толщиной 5 мкм выращивались на кремниевых подложках  $p$ -типа проводимости (КДБ-10), на которых путем окисления и фотолитографии были сформированы локальные участ-

ки двуокиси кремния с нанесенной на них затравкой, представляющей собой тонкие слои ППК (~10 нм), осажденные в силановом процессе. В процессе хлоридного эпитаксиального выращивания пленки легировались фосфором до концентрации  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , что соответствовало значению, необходимому для изготовления в монокристаллических участках элементов ИС. При этом на участках  $\text{SiO}_2$  с затравкой росли локальные ППК. Размерами зерен формируемых ППК и, соответственно, концентрацией легирующей примеси в них, можно было варьировать с помощью температуры осаждения затравок в силановом процессе в диапазоне 800...860 °C.

При исследовании ВАХ локальных ППК со средней концентрацией легирующей примеси в них был обнаружен эффект ОС и бистабильного переключения с памятью [9, 10].

При измерении ВАХ сразу после выращивания переключение было монотонным: при достижении некоторого порогового напряжения порядка 80—120 В на ВАХ появлялся участок ОС S-образного типа, симметричный относительно полярности приложенного смещения (рис. 1, а). После электрической формовки, заключающейся в пропускании импульсов тока, ВАХ приобретали диодный характер, при этом пороговые напряжения уменьшались на порядок, а сам эффект становился бистабильным и полярно-зависимым — переход из низкоомного состояния (НС) в высокоомное состояние (ВС) происходил только при смещениях, обратных полярности перехода из ВС в НС (рис. 1, б).

В отличие от приборов на аморфных стеклообразных полупроводниках, пороговые напряжения которых зависят от числа переключений, ППК обладали устойчивым пороговым напряжением, не зависящим от номера включения при наработке более, чем  $10^8$  переключений. Хранение элементов в течение нескольких

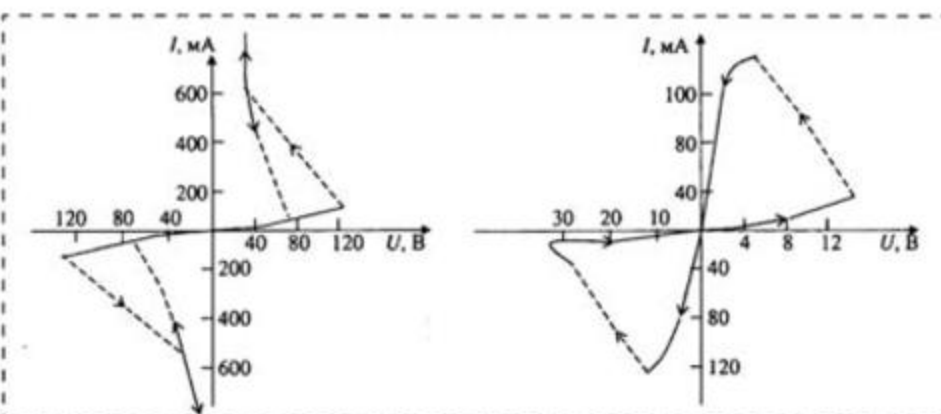


Рис. 1. ВАХ пленок поликристаллического кремния с участком ОС (а) и с бистабильной памятью (б)

лет при отключенном питании в обоих состояниях не приводило к изменению их электрических сопротивлений в пределах погрешности измерения, причем отношение  $R_{\text{BC}}/R_{\text{НС}}$  превосходило три порядка.

Согласно известным представлениям [11] проводимость ППК определяется проводимостью объема зерен и межзеренных прослоек. Часть примесных атомов сегрегируется на ГЗ и остается электрически нейтральной, оставшиеся примесные атомы распределяются в объеме зерен и ионизируются. Существующие на границе зерен глубокие ловушки захватывают свободные носители, создавая потенциальные барьеры, ограничивающие проводимость и подвижность носителей.

Путем исследования статических и динамических ВАХ переключающих ППК, температурной зависимости проводимости и холловской подвижности носителей заряда было показано, что эффекты памяти и переключения обусловлены процессами релаксации и перезарядки глубоких ловушек, существующих на границах зерен ППК [12].

При прямом смещении в ППК, находящейся в ВС, на локальных участках области пространственного заряда возникают сильные электрические поля, приводящие к процессу ударной ионизации глубоких ловушек. Ток при этом возрастает, что вызывает увели-

чение джоулева тепла и локальное нагревание в ОПЗ до температуры, необходимой для диффузии сегрегированных атомов примеси от ГЗ в их объем. Например, при напряжении 10 В и токе 50 мА выделяемая в секунду энергия равна 0,5 Дж. При этом в ППК с линейными размерами  $600 \times 60 \times 5 \text{ мкм}$  в единицу объема выделяется  $2,5 \cdot 10^6 \text{ Дж/см}^3$ . Учитывая, что для расплавления аморфного кремния нужна энергия порядка  $10^5 \text{ Дж/см}^3$ , можно вычислить продолжительность этого процесса, которая будет равна 40 мс. Если принять, что объем ОПЗ, в котором выделяется теплота, примерно в 10 раз меньше объема зерна в ППК, то время, необходимое для локального разогрева ГЗ, также на порядок меньше; это соответствует задержке времени переключения, наблюдавшейся экспериментально в [10] (рис. 2).

Увеличение концентрации примеси в объеме зерен влечет за со-

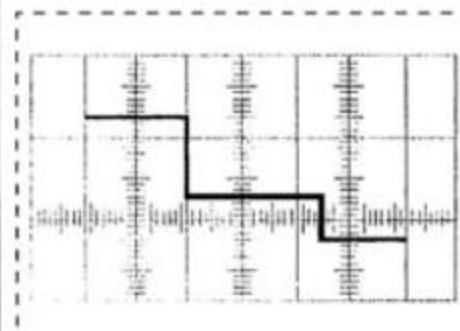


Рис. 2. Осциллограмма переходного процесса переключателя. Цена деления: по горизонтали 200 мкс/Кл, по вертикали — 10 В/Кл



бой сужение ОПЗ и возрастание напряженности поля в ней, следствием чего является усиление процесса ударной ионизации. Возникшая неустойчивость продолжается до полного перехода пленки из ВС в НС.

При исследовании вольт-фарадных характеристик на мосте полных проводимостей Л2-7 в диапазоне частот 0,465–10 МГц (рис. 3) было обнаружено, что при определенных напряжениях емкость меняет свой знак с положительного на отрицательный, т. е. происходит инверсия характера реактивной проводимости с емкостного на индуктивный [13].

Благодаря совместимости с эпитаксиально-планарной технологией, низким значениям порогового напряжения переключения, сопрягающимся с параметрами ТТЛ интегральных схем и наличию индуктивности, ППК являются перспективным материалом для изготовления микроэлектронных негатронных элементов. Помимо этого, благодаря наличию ОПЗ на границе зерен, ППК чувствительны к различного рода внешним воздействиям и поэтому могут служить сенсорами неэлектрических величин [14–17], а в монокристаллических областях можно формировать схемотехнические аналоги негатронов, позволяющие передавать полу-

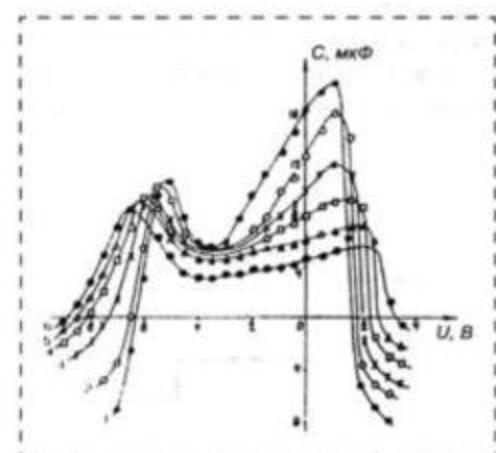


Рис. 3. Вольт-фарадных характеристики пленок поликристаллического кремния на различных частотах:  
1 — 0,465 МГц; 2 — 1 МГц; 3 — 3 МГц; 4 — 5 МГц; 5 — 7 МГц; 6 — 10 МГц

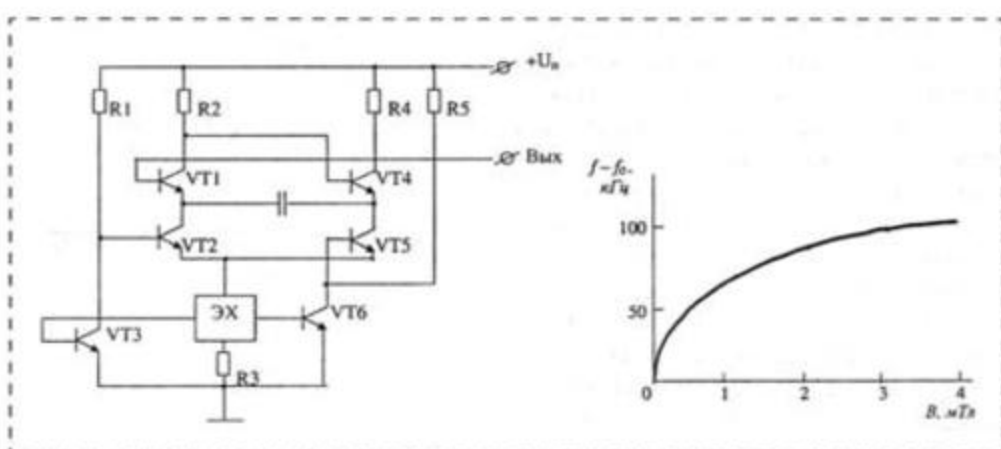


Рис. 4. Принципиальная схема магниточувствительного негатрона на основе датчика Холла (а) и зависимость изменения частоты от магнитной индукции (б)

чаемые сигналы на расстояние. Такие устройства относятся к классу так называемых "интеллектуальных" систем, в которых сочетаются чувствительные элементы и схемы обработки, хранения и передачи сигналов [18].

Сочетание на едином кристалле чувствительных элементов, созданных в ОКБ космического приборостроения Азербайджанского национального аэрокосмического агентства, со схемами аналогов негатронов кафедры МЭТ БИС Таганрогского государственного радиотехнического университета позволило создать микроэлектронные негатронные преобразователи неэлектрических величин [19, 20], разработанные в рамках межгосударственного научно-технического сотрудничества.

Гибридно-пленочная магниточувствительная ИС со схемой негатрона, показанная на рис. 4, содержит элемент Холла, включенный в автогенератор на транзисторном аналоге негатрона [21].

Направление магнитной индукции выбрано таким образом, что с ее увеличением частота возрастает. При увеличении магнитной индукции на 0,4 мТл частота возрастала на 40 % своего первоначального значения.

В датчике магнитного поля на гальваномангниторекомбинационном (ГМР) эффекте сенсором служат два полупроводниковых резистора, изолированных обрат-

носмещенным  $p-n$ -переходом и разделенных между собой узкой поликремниевой полоской (дифференциальный ГМР-элемент) [22].

Для получения чувствительного элемента на кремниевой подложке  $p$ -типа после формирования полоски из  $\text{SiO}_2$  с затравкой в едином эпитаксиальном процессе выращивается пленка  $n$ -типа толщиной 10 мкм с локальной ППК над  $\text{SiO}_2$ . Топология дифференциального ГМР-элемента показана на рис. 5.

Сенсор включается в схему, приведенную на рис. 6 [23]. ГМР-элемент, состоящий из двух резисторов, вместе с резисторами  $R1$  и  $R2$  составляет электрический мост. Одна его диагональ под-

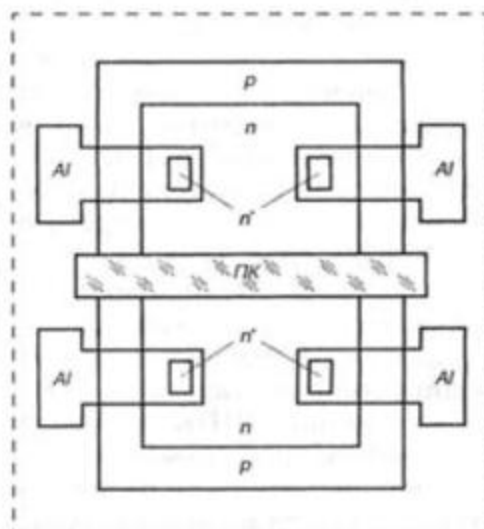


Рис. 5. Топология дифференциального ГМР-элемента



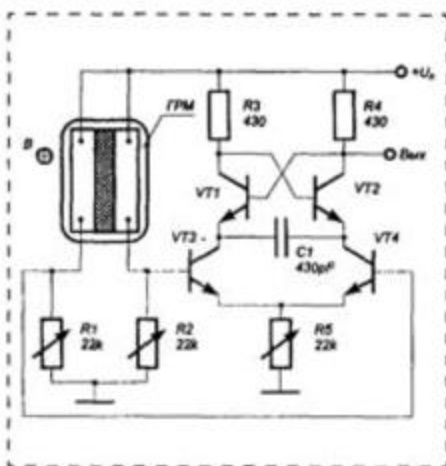


Рис. 6. Схема магниточувствительного негatrona на основе ГМР-элемента

ключена к источнику  $E$ , с другой напряжение разбаланса подается на базы транзисторов  $VT3$  и  $VT4$ , на которых вместе с транзисторами  $VT1$  и  $VT2$  собран аналог негatrona. Между эмиттерами транзисторов  $VT1$  и  $VT2$ , где наблюдается отрицательное дифференциальное сопротивление, включен частотозадающий элемент — конденсатор  $C1$ . При отсутствии магнитного поля мост балансируется резисторами  $R1$  и  $R2$ . Под действием магнитного поля поток носителей заряда в плечах ГМР-элемента отклоняется.

В одном плече он подходит ближе к поликремнию, где высока скорость рекомбинации, в другом — отходит от поликремния. Это ведет к удвоенному изменению сопротивления, в результате которого мост разбалансируется, базы транзисторов  $VT3$  и  $VT4$  изменяют свой потенциал, меняется ВАХ аналога негatrona и, как следствие, генерируемая частота.

Согласно определению изделия микросистемной техники, данного в [24], оно состоит из трех составных частей: чувствительного элемента, схемы преобразования и микроисполнительного устройства. Приведенные выше описания микроэлектронных негatronных преобразователей позволяют считать их двух-

компонентными изделиями микросистемной техники.

#### Список литературы

1. Гаряинов С. А., Абезгауз И. Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. М.: Энергия. 1970. 319 с.
2. Филинук Н. А. Негатроника — достижения и перспективы // Тезисы докладов Всесоюзной НТК "Приборы с отрицательным сопротивлением и интегральные преобразователи на их основе". Баку. 1991. С. 11—17.
3. Серьезнов А. Н., Степанова Л. Н., Гаряинов С. А. и др. Негатроника. Новосибирск: Наука, Сибирская издательская фирма РАН. 1995. 315 с.
4. Касимов Ф. Д., Агаев Ф. Г., Филинук Н. А. Физико-технические и схемотехнические особенности проектирования микроэлектронных преобразователей на основе негatronов. Баку. ЭЛМ. 1999. 234 с.
5. Касимов Ф. Д. Микроэлектронная негatronика — новое направление функциональной электроники // Труды 8-й международной НТК "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники". Таганрог. 2002. Ч. 2. С. 157—160.
6. Коломиец Б. Т., Лебедев Э. А., Таксами И. А. Основные параметры переключателей на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников // Физика и техника полупроводников. 1969. № 5. С. 731—735.
7. Abdullayev A. G., Kasimov F. D., Mamikonova V. M. The simultaneous growth of mono- and polycrystalline silicon films with controlled parameters // Thin Solid Films. 1984. V. 115. N 3. P. 237—243.
8. Касимов Ф. Д. Физические свойства и функциональные возможности локально выращенных пленок моно- и поликристаллического кремния // Тезисы докладов 12-й Всесоюзной конференции по микроэлектронике. Тбилиси. 1987. Ч. 2. С. 175—176.
9. Гезалов Б. А., Касимов Ф. Д., Ветхов В. А. Электрическая неустойчивость в локально выращенных пленках поликристаллического кремния // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 24. С. 1523—1526.
10. Abdullayev A. G., Kasimov F. D., Mamikonova V. M., Vetkhov V. A. Memory switching in locally grown polycrystalline silicon films // Thin Solid Films. 1984. V. 112. N 2. P. 121—125.
11. Mandurah M. M., Saraswat K. C., Kamins T. I. A model for conduction in polycrystalline silicon // IEEE Trans. Electron Devices. 1981. V. 28. N 11. P. 1163—1170.
12. Касимов Ф. Д., Кучис Е. В., Мамиконова В. М., Пяткунас М. А., Асатов Х. А. Исследование механизма переключения ППК с помощью эффекта Холла // Ли-

товский физический сборник. 1990. Т. 30. № 1. С. 67—71.

13. Kasimov F. D. Inductivity phenomena in local polycrystalline silicon films // Thin Solid Films. 1986. V. 138. N 1. P. 43—47.

14. Касимов Ф. Д. Магнито-, фото- и газочувствительные функциональные ИС и приборы на их основе // Тезисы докладов Всероссийской НТК "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники". Таганрог. 1994. Ч. 1. С. 60.

15. Касимова Ф. Ф., Джавадов Н. Г. Стимулированное светом отрицательное сопротивление в кремневых  $p-n$ -переходах с поликристаллической базой // Известия вузов. Электроника. 1999. № 1—2. С. 47—51.

16. Сеченов Д. А., Мамиконова В. М., Василенко А. Л. Гальваномагниторекомбинационный кремниевый интегральный преобразователь // Известия вузов. Электроника. 2001. № 2. С. 71—74.

17. Агаев Ф. Г. Датчик углекислого газа на основе пленки поликристаллического кремния // Технология и конструирование в электронной аппаратуре (Одесса). 2001. № 2. С. 49—50.

18. Королев М. А., Шуйский И. А. Интеллектуальные измерительные микросистемы на основе структур кремний-на-изоляторе // Известия вузов. Электроника. 1998. № 5. С. 34—38.

19. Касимов Ф. Д., Гусейнов Я. Ю., Негоденко О. Н., Румянцев К. Е. Микроэлектронные преобразователи на основе негatronных элементов и устройств // Баку. ЭЛМ. 2001. 236 с.

20. Касимов Ф. Д., Рагимов М. Р. Негatronные элементы на основе локальных пленок поликристаллического кремния // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2002. № 1. С. 53—56.

21. Негоденко О. Н., Мардашвили Ю. П. Микроэлектронные датчики с частотным выходом на основе аналогов негatronов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2000. № 5—6. С. 19—22.

22. Абдуллаев А. Г., Касимов Ф. Д., Мамиконова В. М. Интегральный магниторекомбинационный преобразователь на основе локальных пленок моно- и поликристаллического кремния // Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1988. Вып. 3. С. 71—72.

23. Негоденко О. Н., Мамиконова В. М., Мардашвили Ю. П. Датчик магнитного поля с частотным выходом на гальваномагниторекомбинационном эффекте // Труды 6-й Международной НТК "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники". Таганрог. 1999. С. 128.

24. Климов Д. М., Лучинин В. В., Мальцев П. П. Перспективы развития микросистемной техники в XXI веке // Микросистемная техника. 1999. № 1. С. 3—7.

# МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МСТ

УДК 539.24

Е. А. Вopilкин, Н. В. Востоков, А. Е. Парафин,  
Институт физики микроструктур РАН,  
Н. Новгород,  
e-mail: vopilkin@ipm.sci-nnov.ru

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ КРАЯ ПОЛОСКОВОЙ СТРУКТУРЫ ИЗ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА

*Исследована морфология и профиль проводимости края полоски  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  ( $YBaCuO$ ). Проведена АСМ-модификация у поверхности пленки, включая ее полевое испарение. Выделена область края, обладающая высоким сопротивлением.*

В настоящее время пленки из высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) являются основой для создания высокодобротных устройств для СВЧ и ВЧ электроники. Наиболее распространенным видом таких устройств являются ВТСП полосковые резонаторы, фильтры и линии задержки [1]. Качество этих устройств определяется их добротностью и динамическим диапазоном. Динамический диапазон ограничивается снизу шумами, а сверху СВЧ нелинейностью ВТСП. Распределение тока по сверхпроводящей полоске существенно неоднородно и имеет максимум на границе [2]. Вследствие этого основной вклад в нелинейность вносит приграничная область. Следовательно, именно свойства края полоски в основном определяют динамический диапазон, а возможно, и добротность полосковых устройств на основе ВТСП. Электрические свойства самой краевой области могут сильно отличаться от свойств ВТСП пленки вдали от краев. Такое отличие обусловлено тем, что полосковые структуры формируются из ВТСП пленок с помощью фотолитографии с последующим жидкостным или ионным травлением. Область края, взаимодействующая с травителем, меняет свой химический состав и электрические свойства. В данной работе делается попытка исследовать форму и электрические свойства этой измененной области.

Для создания полосковых структур в нашей работе использовались пленки  $YBaCuO$  толщиной до

200 нм, изготовленные методом лазерного напыления [3] на подложки  $LaAlO_3$  и  $NdGaO_3$ . Транспортные и СВЧ свойства пленок описаны в работе [4]. Резонансные структуры, изготовленные на основе этих пленок методом фотолитографии и жидкостного травления, имели добротность до  $Q = 10^5$  [4].

Исследование проводимости пленки вблизи края полоски проводилось с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Solver-PM (NT MDT, Зеленоград) с проводящим зондом. На рис. 1, а показано АСМ-изображение области края полоски, а на рис. 1, б — скан тока того же участка (см. третью сторону обложки). Характерная картина одиночного прохода зонда показана на рис. 1, в (см. третью сторону обложки). Из рис. 1, в видно, что в результате травления на краю пленки образовалась наклонная плоскость под углом около  $40^\circ$  к подложке. Также видно, что проводимость начинается строго в точке перехода наклонной плоскости в горизонтальную поверхность пленки. Из рис. 1, б видно, что вся наклонная плоскость на краю пленки является непроводящей, равно как и подложка. Картина проводимости не зависит от направления прохода зонда. Разрывы в проводимости на горизонтальной поверхности пленки могут иметь различную природу: неоднородность пленки или грязь на ее поверхности.

Была проведена модификация пленки с помощью АСМ с проводящим зондом. Для этого на проводящий кантилевер подавалось напряжение до +5 В относительно пленки. Зонд прижимался к пленке и один раз проводился поперек моста в прижатом состоянии. Результаты модификации показаны на рис. 2, 3 (см. третью сторону обложки).

После модификации мосты полностью утрачивали сверхпроводящие свойства при температуре вплоть до значения температуры жидкого гелия (4,2 К). На рис. 2, а показано АСМ-изображение моста после модификации. По всей траектории движения зонда образовался выступ высотой 10 нм. Ширина выступа примерно равна толщине острия зонда. На рис. 2, б показан профиль при одиночном проходе зонда по линии, показанной на рис. 2, а. Из рис. 2, б видно, что выступ не доходит до края горизонтальной поверхности моста. На рис. 3, а показано АСМ-изображение другого моста, модифицированного напряжением 5 В. В ходе модификации произошло испарение пленки на всю ее толщину. Ширина испаренной области



ти 1 мкм, что существенно больше размеров конца зонда — 30 нм. Видно, что область края, в отличие от ВТСП пленки, не испарилась, равно как и не подверглась модификации в предыдущем случае. Это позволяет предположить, что оставшаяся область является непроводящей. На рис. 3, б показан профиль области края, полученный при одиночном проходе зонда по линии, показанной на рис. 3, а.

Различные результаты модификации пленок можно объяснить тем, что условия модификации воспроизводились не полностью. Воздействие осуществлялось при одинаковой температуре, напряжении и силе прижатия, но при различной влажности, так как влажность не контролировалась. Из рис. 3 видно, что при полевом испарении проводящей пленки не подвергаются испарению непроводящие участки — область края и структурные дефекты, возникшие в ходе напыления пленки. Размеры области полевого испарения —  $0,5 \pm 1$  мкм существенно больше размеров зонда — 30 нм, что позволяет предположить, что оставшийся рельеф достаточно точно воспроизводит картину проводимости, точнее, ее отсутствия. Видно, что на границе существует непроводящая область шириной  $0,5 \pm 1$  мкм и толщиной, равной толщине пленки. Это приблизительно соответствует размерам гранул [5], по границам которых идет жидкостное травление. В результате образуется слой размером с гранулу с непроводящей поверхностью. Возможно внутри слоя сохраняются небольшие области, обладающие проводимостью, но контакта между собой они очевидно не имеют, равно как и контакта с пленкой. Расстояние между этими гранулами при травлении увеличено по сравнению с изначальным. Межгранульное пространство заполнено продуктами реакции травителя с материалом пленки. Обнаружить эти проводящие включения при измерениях на постоянном токе невозможно, но они могут влиять на СВЧ свойства резонансных структур.

#### Список литературы

1. Thomson F. S., Mansour R. R., Jolley S. Ye. W. Current density and power handling of high-temperature superconductive thin resonators and filters // IEEE Trans. Appl. Superconduct. 1998. June. Vol. 8. N 2. P. 85–93.
2. Dahm T., Scalapino D. J. Theory of intermodulation in a superconducting microstrip resonator // J. Appl. Phys. 1997. 81 (4). P. 2002–2209.
3. Воицкий Е. А., Павлов С. В., Панин А. Н. и др. Измерение интермодуляции в пленках  $YBaCuO$  // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 8. С. 83–87.
4. Воицкий Е. А., Парафин А. Е., Павлов С. А. и др. Высокочастотный перестраиваемый сверхпроводящий контур ВЧ диапазона // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 16. С. 90–94.
5. Nguyen P. P., Oates D. F., Dresselhaus G., Dresselhaus M. S. Nonlinear surface impedance for  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  thin films: measurements and a coupled-grain model // Phys. Rev. 1993. 48. P. 6400.

УДК 539.24

А. Н. Лачинов, д-р физ.-мат. наук,  
В. М. Корнилов, канд. физ.-мат. наук,  
Институт физики молекул и кристаллов  
Уфимского научного центра РАН

## ЭЛЕКТРОННАЯ ПРИРОДА МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ В СИСТЕМЕ Si—SiO<sub>2</sub>

*Представлены результаты СТМ-исследования на воздухе системы Si—SiO<sub>2</sub>. Анализ полученных изображений показал, что при определенных параметрах сканирования туннельный ток может представлять собой суперпозицию нескольких составляющих, что позволяет говорить о регистрации не истинного изображения поверхности, а псевдорельефа. Установлены основные закономерности модификации псевдорельефа в виде впадин и возвышенностей. При положительной полярности на образце формируется изображение впадин, при отрицательной — возвышенностей.*

*Сделано предположение об электронной природе формирования псевдоизображения, которое подтверждается возможностью осуществления цикла записи — стирания — записи изображения на одном и том же участке поверхности. Предложен механизм модификации поверхности кремния, который основан на представлении об экспериментальной конфигурации в виде структуры диэлектрик — оксид — полупроводник, где роль диэлектрика играет слой адсорбата. При этом заряд, инжектированный из кремния, захватывается на ловушках в слое адсорбата и влияет на параметры туннелирования в зависимости от своего знака при последующем сканировании. Данная модель проверена при замене слоя адсорбата модельным диэлектриком — полимером из класса полигетероариленов. Показано, что эффект модификации воспроизводится при параметрах сканирования, характерных для исходной поверхности кремния. Все это дает возможность использовать СТМ для записи, перезаписи и воспроизведения информации в структуре диэлектрик — оксид — полупроводник.*

Граница раздела кремний — двуокись кремния обладает набором уникальных электрофизических свойств. Особенности накопления и переноса заряда вблизи этой границы сделали возможной реализацию широкого круга полупроводниковых устройств [1].

Наличие оксида на поверхности кремния сильно затрудняет измерение и поддержание туннельного тока [2], что заставляет использовать различные методы травления и пассивации поверхности кремния [3–5]. Позднее в работе [6] была теоретически обоснована возможность исследования физических свойств границы Si—SiO<sub>2</sub> методами СТМ.

В относительно большом числе работ (например [7–12]) была показана возможность модификации пассивированной поверхности кремния при СТМ-исследованиях на воздухе. Модифицирован-



ти 1 мкм, что существенно больше размеров конца зонда — 30 нм. Видно, что область края, в отличие от ВТСП пленки, не испарилась, равно как и не подверглась модификации в предыдущем случае. Это позволяет предположить, что оставшаяся область является непроводящей. На рис. 3, б показан профиль области края, полученный при одиночном проходе зонда по линии, показанной на рис. 3, а.

Различные результаты модификации пленок можно объяснить тем, что условия модификации воспроизводились не полностью. Воздействие осуществлялось при одинаковой температуре, напряжении и силе прижатия, но при различной влажности, так как влажность не контролировалась. Из рис. 3 видно, что при полевом испарении проводящей пленки не подвергаются испарению непроводящие участки — область края и структурные дефекты, возникшие в ходе напыления пленки. Размеры области полевого испарения —  $0,5 \div 1$  мкм существенно больше размеров зонда — 30 нм, что позволяет предположить, что оставшийся рельеф достаточно точно воспроизводит картину проводимости, точнее, ее отсутствия. Видно, что на границе существует непроводящая область шириной  $0,5 \div 1$  мкм и толщиной, равной толщине пленки. Это приблизительно соответствует размерам гранул [5], по границам которых идет жидкостное травление. В результате образуется слой размером с гранулу с непроводящей поверхностью. Возможно внутри слоя сохраняются небольшие области, обладающие проводимостью, но контакта между собой они очевидно не имеют, равно как и контакта с пленкой. Расстояние между этими гранулами при травлении увеличено по сравнению с изначальным. Межгранульное пространство заполнено продуктами реакции травителя с материалом пленки. Обнаружить эти проводящие включения при измерениях на постоянном токе невозможно, но они могут влиять на СВЧ свойства резонансных структур.

#### Список литературы

1. Thomson F. S., Mansour R. R., Jolley S. Ye. W. Current density and power handling of high-temperature superconductive thin resonators and filters // IEEE Trans. Appl. Superconduct. 1998. June. Vol. 8. N 2. P. 85–93.
2. Dahm T., Scalapino D. J. Theory of intermodulation in a superconducting microstrip resonator // J. Appl. Phys. 1997. 81 (4). P. 2002–2209.
3. Воицкий Е. А., Павлов С. В., Панин А. Н. и др. Измерение интермодуляции в пленках  $\text{YBaCuO}$  // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 8. С. 83–87.
4. Воицкий Е. А., Парафин А. Е., Павлов С. А. и др. Высокочастотный перестраиваемый сверхпроводящий контур ВЧ диапазона // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 16. С. 90–94.
5. Nguyen P. P., Oates D. F., Dresselhaus G., Dresselhaus M. S. Nonlinear surface impedance for  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  thin films: measurements and a coupled-grain model // Phys. Rev. 1993. 48. P. 6400.

УДК 539.24

А. Н. Лачинов, д-р физ.-мат. наук,  
В. М. Корнилов, канд. физ.-мат. наук,  
Институт физики молекул и кристаллов  
Уфимского научного центра РАН

## ЭЛЕКТРОННАЯ ПРИРОДА МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ В СИСТЕМЕ $\text{Si}-\text{SiO}_2$

*Представлены результаты СТМ-исследования на воздухе системы  $\text{Si}-\text{SiO}_2$ . Анализ полученных изображений показал, что при определенных параметрах сканирования туннельный ток может представлять собой суперпозицию нескольких составляющих, что позволяет говорить о регистрации не истинного изображения поверхности, а псевдорельефа. Установлены основные закономерности модификации псевдорельефа в виде впадин и возвышенностей. При положительной полярности на образце формируется изображение впадин, при отрицательной — возвышенностей.*

*Сделано предположение об электронной природе формирования псевдоизображения, которое подтверждается возможностью осуществления цикла записи — стирания — записи изображения на одном и том же участке поверхности. Предложен механизм модификации поверхности кремния, который основан на представлении об экспериментальной конфигурации в виде структуры диэлектрик — оксид — полупроводник, где роль диэлектрика играет слой адсорбата. При этом заряд, инжектированный из кремния, захватывается на ловушках в слое адсорбата и влияет на параметры туннелирования в зависимости от своего знака при последующем сканировании. Данная модель проверена при замене слоя адсорбата модельным диэлектриком — полимером из класса полигетероариленов. Показано, что эффект модификации воспроизводится при параметрах сканирования, характерных для исходной поверхности кремния. Все это дает возможность использовать СТМ для записи, перезаписи и воспроизведения информации в структуре диэлектрик — оксид — полупроводник.*

Граница раздела кремний — двуокись кремния обладает набором уникальных электрофизических свойств. Особенности накопления и переноса заряда вблизи этой границы сделали возможной реализацию широкого круга полупроводниковых устройств [1].

Наличие оксида на поверхности кремния сильно затрудняет измерение и поддержание туннельного тока [2], что заставляет использовать различные методы травления и пассивации поверхности кремния [3–5]. Позднее в работе [6] была теоретически обоснована возможность исследования физических свойств границы  $\text{Si}-\text{SiO}_2$  методами СТМ.

В относительно большом числе работ (например [7–12]) была показана возможность модификации пассивированной поверхности кремния при СТМ-исследованиях на воздухе. Модифицирован-



ные участки имели вид впадин или возвышенностей на поверхности. Объяснение в обоих случаях заключалось в том, что при протекании тока в инструментальном зазоре зонд — поверхность происходит активация процесса локального оксидирования поверхности Si. Однако анализ работ последних лет показывает, что многообразие явлений, которые реализуются на поверхности системы Si—SiO<sub>2</sub>, сложно объяснить только в рамках одной модели оксидирования.

В связи с этим целью настоящей работы явилось исследование механизма СТМ-модификации поверхности кремния на воздухе.

В работе были использованы пластины монокристаллического кремния *n*-типа ориентации (100), предназначенные для изготовления интегральных схем. Поверхность кремния, предварительно полированная в ходе технологического процесса, имела слой естественного оксида SiO<sub>2</sub>. Толщина оксидной пленки, оцениваемая методом эллипсометрии, не превышала 2 нм. Такая оксидная пленка на Si позволяла работать микроскопу в режиме поддержания постоянного туннельного тока.

Работа была проведена на сканирующем мультимикроскопе SMM-2000T [13], который использовался в режиме сканирующего туннельного микроскопа. Острые иглы формировались методом косого среза платиновой проволоки.

На рис. 1 представлено СТМ-изображение исходной поверхности кремния. Анализ измерений показал, что был получен псевдорельеф, вид которого зависел от параметров сканирования. По-видимому, ток, протекающий через систему, можно представить в виде суперпозиции нескольких составляющих: ток прямого туннелирования, ток туннелирования по Фаулеру — Нордгейму, поверхностный ток. Изменение параметров сканирования позволяет выделить ту или иную составляющую тока, и потому вид

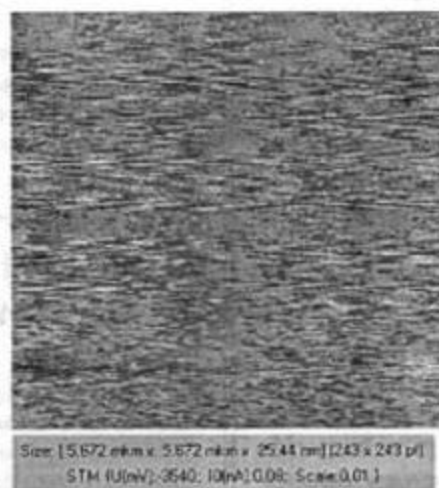


Рис. 1. Типичное изображение исходной (немодифицированной) поверхности кремния с естественным слоем оксида SiO<sub>2</sub>. Кремний *n*-типа, ориентации (001), на образце отрицательная полярность

изображения изменяется. Аналогичные результаты были получены ранее в [14].

На рис. 2 представлено типичное изображение модифицированного участка поверхности кремния. Установлено, что существует соотношение параметров сканирования, при котором возможно устойчивое наблюдение изображения, а именно,  $3 \text{ В} < U_{\text{vis}} < 6 \text{ В}$ ,  $10 \text{ pA} < I < 100 \text{ pA}$ . Модификация рельефа поверхности образца

наблюдалась, если напряжение модификации превышало напряжение воспроизведения более чем на  $\Delta U \sim 0,4 \text{ В}$ .

Формирование впадины на СТМ-изображении происходило при положительном напряжении на образце и напряжении модификации  $U_{\text{mod}} > U_{\text{vis}}$ . Наблюдение полученной особенности осуществлялось при сканировании участка поверхности большей площади при напряжении  $U_{\text{vis}}$  той же полярности.

При перемене полярности (минус на образце) участок, где проводилось сканирование при повышенном напряжении, воспроизводился как возвышенность. На рис. 3 представлен конечный результат последовательной модификации нескольких участков разного размера. Изображение трех меток на рис. 3 является результатом осуществления поэтапной модификации поверхности. Во время каждого этапа "рисовалась" только одна метка, изображение которой затем контролировалось при последующем сканировании большей площади, как это описано выше. Таким образом, сначала было получено изображение одной, затем двух и трех меток.

Необходимо отметить, что параметры сканирования были близ-

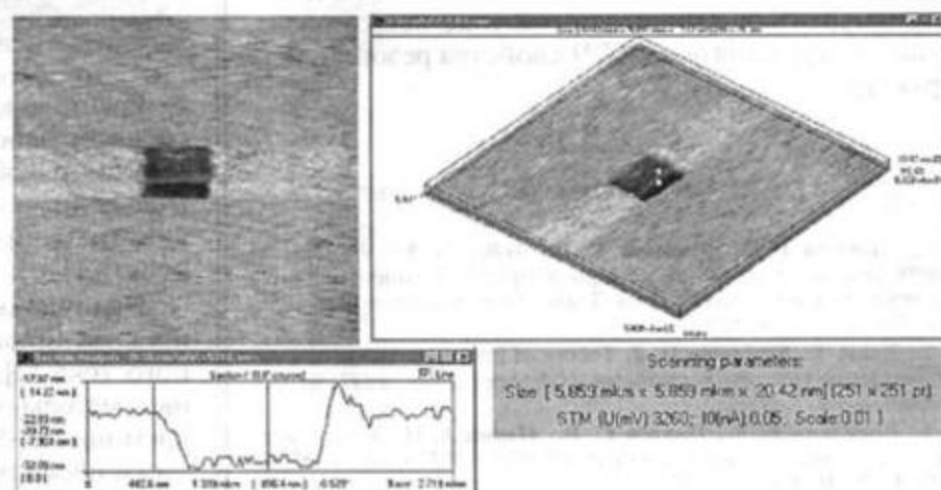


Рис. 2. Изображение поверхности кремния, модифицированной при положительной полярности на образце (морфология, трехмерное представление и профиль). Напряжение модификации 4,5 В, напряжение воспроизведения 3,26 В. Размер модифицированного участка  $0,8 \times 0,8 \text{ мкм}$ , средняя глубина 6—8 нм

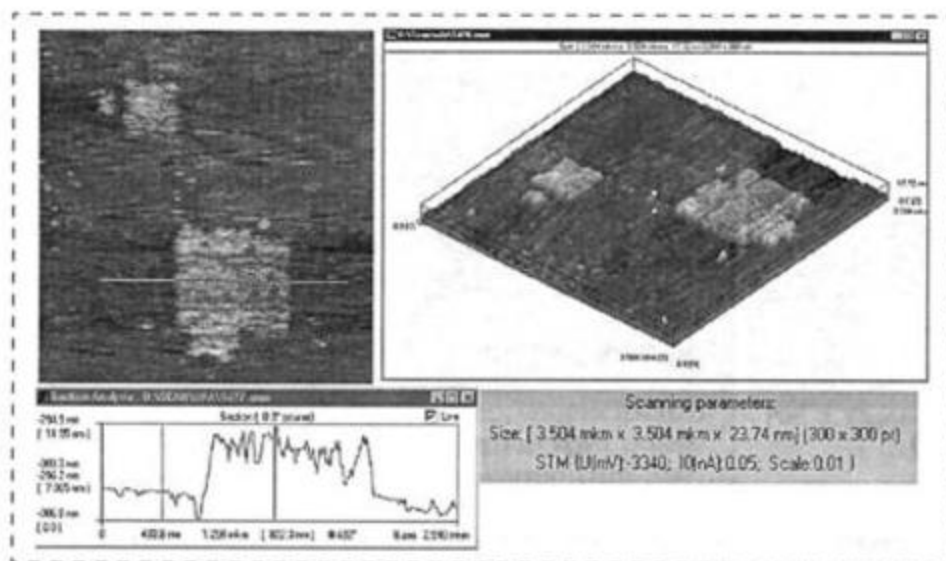


Рис. 3. Изображение поверхности кремния при отрицательной полярности на образце (морфология, трехмерное представление и профиль). Напряжение модификации  $-4,5$  В, напряжение воспроизведения  $-3,34$  В. Размер модифицированных участков  $0,2 \times 0,2$  мкм,  $0,5 \times 0,5$  мкм и  $1 \times 1$  мкм, средняя высота  $5-8$  нм

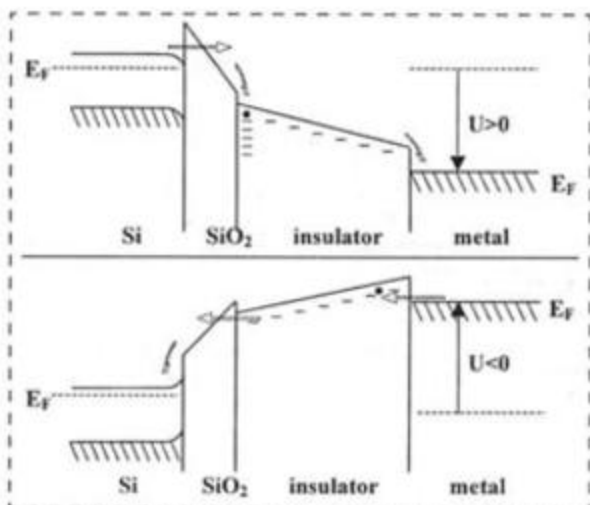


Рис. 4. Зонные диаграммы, построенные для многослойной экспериментальной конфигурации при разной полярности напряжения  $U$  на образце. Верхний рисунок соответствует случаю, когда на образце отрицательная полярность, нижний — на образце положительная полярность. Стрелками показано направление движения носителей заряда;  $E_F$  — уровень Ферми

кими (по абсолютной величине) при работе с разной полярностью на образце. Однако существенное отличие состояло в характере получаемого изображения. При отрицательной полярности модифицированный рельеф проявляется в виде возвышения над поверхностью и в определенной степени структурирован, т. е. наблюдаемые возвышения обычно состоят из более мелких элементов (см. рис. 3, профиль). При положительной полярности возникает изображение в виде углубления и подобное структурирование отсутствует (см. рис. 2, профиль).

Для интерпретации полученных результатов рассмотрим структуру потенциальных барьеров в многослойной системе: зонд СТМ — слой адсорбата — слой  $\text{SiO}_2$ —Si (рис. 4). Подобные структуры используются как элементы энергонезависимых запоминающих устройств, основанных на захвате инжектированного заряда в слое диэлектрика [1]. Заряд, захваченный в слое диэлектрика (адсорбат), может существенно повлиять на параметры туннелирования через всю систему, что соответствующим образом должно отразиться на СТМ-изображении.

При отрицательной полярности на полупроводнике кремний  $n$ -типа работает в режиме обогащения. При повышенном напряжении носители заряда туннелируют через оксидный слой по закону Фаулера — Нордгейма. Этот процесс начинается, когда напряжение сканирования превышает потенциальный барьер на границе Si— $\text{SiO}_2$  ( $3,2$  В). Заряд, захваченный в слое адсорбата, может привести к уменьшению энергии сродства к электрону и увеличению дополнительного эмиссионного компонента тока. Последнее регистрируется как возвышение на поверхности.

При положительной полярности на образце полупроводник переходит в режим обеднения или даже инверсии, что может привести к существенному уменьшению вероятности туннелирования из зонда в образец. В этом случае наблюдается впадина (углубление).

Предложенная модель модификации зарядового состояния границы раздела предсказывает возможность управления записанной информацией путем осуществления циклов "запись — считывание", "запись — стирание", "запись — считывание" со сменой полярности и, соответственно, формой рельефа. В настоящей работе эта возможность была реализована в виде, представленном на рис. 5.

Реализовать возможность перезаписи информации со сменой полярности удалось следующим образом. Сначала было получено изображение модифицированного участка поверхности при отрицательной полярности (квадратная метка на рис. 5, а). Затем этот участок сканировался при положительной полярности (рис. 5, б). Было установлено, что при этом происходит постепенное "разрушение" метки. Последующее сканирование вновь при отрицательной полярности (рис. 5, в) показало, что метка отсутствует. На рис. 5, г представлено изображение новой метки, записанной



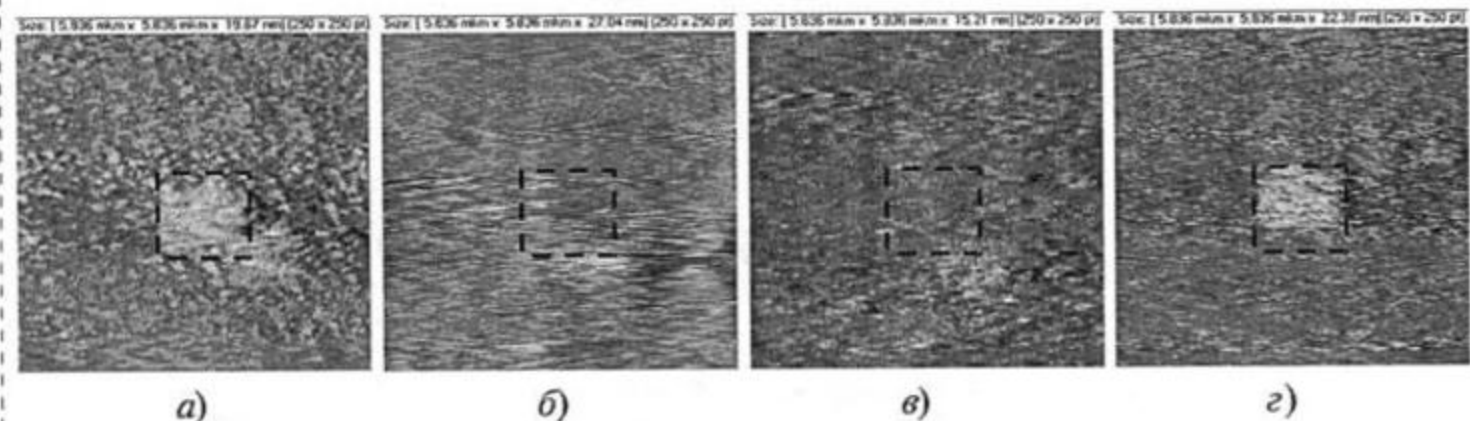


Рис. 5. Иллюстрация возможности перезаписи информации на одном и том же участке поверхности образца (место модификации обозначено штриховой линией):

*a* — изображение модифицированного участка поверхности кремния, напряжение записи  $-4,5$  В, напряжение воспроизведения  $+3,14$  В; *b* — тот же участок, напряжение воспроизведения  $+3,3$  В; *c* — тот же участок, напряжение воспроизведения  $-3,14$  В; *d* — изображение новой метки, созданной на месте предыдущей при условиях аналогичных *a*

на месте предыдущей в режиме, аналогичном режиму записи первой метки (рис. 5, *a*).

По-видимому, модификация поверхности кремния с помощью метода сканирующей туннельной микроскопии не может быть объяснена только электрохимическими процессами типа депассивации и оксидирования. При работе на воздухе на исследуемой поверхности всегда образуется структура типа диэлектрик — оксид — полупроводник, где роль диэлектрика играет слой плохо контролируемого адсорбата. Носители, инжектированные сквозь слой оксида, могут захватываться и локализоваться в слое адсорбата. Методы зондовой микроскопии дают возможность стимулировать инжекционные процессы и регистрировать возникшие изменения в распределении заряда в приповерхностной области системы Si—SiO<sub>2</sub>.

# Список литературы

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов М.: Мир, 1984. Т. 1, 2.
2. Бухараев А. А., Назаров А. В., Пегуров В. Ю., Салихов К. М. Исследование поверхности имплантированного кремния с помощью сканирующего туннельного микроскопа // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 6. С. 8—11.
3. Хайкин М. С., Трояновский А. М., Эдельман В. С. и др. Сканирующая туннельная микроскопия границы раздела Si—SiO<sub>2</sub> в МДП-структуре // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 44. № 4. С. 193—196.
4. Levenets V. V., Beklemishev V. I., Kirilenko E. P. et al. Chemical stability of HBF<sub>4</sub>-treated (100)Si surfaces // Jpn. J. Appl. Phys. 1995. V. 34. Pt. 1. N 4A. P. 1723—1727.
5. Вялых Д. В., Федосеев С. И. Исследование микротопографии поверхностей SiO<sub>2</sub> и Si межфазной границы Si/SiO<sub>2</sub> в структурах SIMOX методом сканирующей туннельной микроскопии // ФТП. 1999. Т. 33. № 6. С. 708—711.
6. Sumetskii M. I., Baranger H. U. Studying the insulator-conductor interface with a scanning tunneling microscope // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. N 11. P. 1352—1354.
7. Юхневич А. В., Лосик О. П., Кузнецов В. Л., Паненко А. В. Электрополеовое индуцирование локального СТМ-контраста на поверхностях кремния с тонкими

слоями оксида // Поверхность. 2001. № 8. С. 95—99.

8. Dagata J. A., Schneir J., Harary H. H. et al. Modification of hydrogen-passivated silicon by a scanning tunneling microscope in air // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. N 20. P. 2001—2003.

9. Болотов Л. Н., Козлов В. А., Макаренко И. В., Титков А. Н. Визуализация поверхности (111) кремниевых шайб *p*-типа в атмосферных условиях с помощью сканирующего туннельного микроскопа // ФТП. 1993. Т. 27. № 8. С. 1375—1379.

10. Lyding J. W., Shen T.-C., Hubacek J. S. et al. Nanoscale patterning and oxidation of H-passivated Si(100) — 2x1 surfaces with an ultrahigh vacuum scanning tunneling microscope // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. N 15. P. 2010—2012.

11. Dagata J. A., Inoue T., Itoh J., Yokoyama H. Understanding scanned probe oxidation of silicon // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. N 2. P. 271—273.

12. Abadal G., Perez-Murano F., Barniol N., Aymerich X. Field induced oxidation of silicon by SPM: study of mechanism at negative sample voltage by STM, ESTM, and AFM // Appl. Phys. A. 1998. V. 66. P. 791—795.

13. Сканирующий мультимикроскоп СММ-2000Т. ЗАО "КПД". Технопарк МИЭТ. Зеленоград, 1997.

14. Васильев С. Ю., Денисов А. В. // ЖТФ. 2000. Т. 70. № 1. С. 100—106.

УДК 539.2

Л. С. Васильев, канд. физ.-мат. наук,  
Удмуртский государственный университет,  
А. Е. Муравьев, канд. физ.-мат. наук,  
С. Ф. Ломаева, канд. физ.-мат. наук  
Физико-технический институт УрО РАН,  
г. Ижевск

## ПРОБЛЕМА К-СОСТОЯНИЙ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ ФАЗ

*Предлагается корректное термодинамическое обоснование существования устойчивых сегрегаций в однофазных фазах сталей и сплавов. Проведено исследование таких состояний на примере сплавов Fe—Mo методами просвечивающей — электронной, полевой ионной и атомно-силовой микроскопии.*

### Введение

Макроскопически неоднородные распределения легирующих элементов в однородной и однофазной структуре сталей и сплавов в области низкотемпературного отжига (К-состояние) экспериментально были открыты более полувека назад [1]. Удовлетворительного объяснения этого эффекта тогда не было найдено, поскольку в рамках существующих тогда представлений о термодинамике фазовых превращений образование устойчивых сегрегаций в однородной фазе обосновать не удалось. Поэтому пришлось признать, что К-состояния являются чрезвычайно тонкодисперсными выделениями второй фазы, являющимися следствием фазового расслоения в области фазовой диаграммы, лежащей между когерентной и гетерофазной кривыми распада твердого раствора [1]. С тех пор состояние вопроса практически не изменилось.

Между тем, из существующих экспериментальных данных можно сделать вывод, что К-состояния возникают именно в однородной фазе, не подверженной распаду. Это стимулировало поиски новых решений проблемы К-состояний. В данной работе предлагается корректное термодинамическое обоснование существования устойчивых сегрегаций в однородных фазах сталей и сплавов и экспериментальное исследование таких состояний.

### Теория

Следуя работе [2, 3], рассмотрим свободную энергию твердого однофазного раствора. При оп-

ределенных условиях гамильтониан системы можно представить в виде:

$$H = H_0 + \Delta H, \quad (1)$$

где  $H_0$  — слагаемое, не учитывающее флуктуации концентраций атомов легирующего элемента или примеси;  $\Delta H$  — флуктуационная часть гамильтониана в квадратичном приближении,

$$\Delta H = \sum_k \alpha(k) c_k c_{-k}. \quad (2)$$

Здесь  $c_k$  — Фурье-образы флуктуации концентрации соответствующих атомов;  $k$  — волновой вектор из зоны Бриллюэна;  $\alpha(k)$  — положительно определенные коэффициенты.

Используя этот гамильтониан, стандартными методами статистической физики можно рассчитать свободную энергию:

$$F = -kT \ln Z, \quad (3)$$

где  $Z$  — статистический интеграл:

$$Z = \text{Sp} e^{-H/kT}, \quad (4)$$

$T$  — абсолютная температура;  $k$  — постоянная Больцмана. Операция  $\text{Sp}$  означает суммирование по всем возможным значениям  $c_k$ .

Предположим теперь, что твердый раствор склонен к упорядочению ниже некоторой температуры  $T_C$ , но не имеет стехиометрического состава. В этом случае при  $T < T_C$  он будет распадаться с выделением упорядоченной фазы [1]. Этот процесс протекает только при пересечении кривой распада  $T_p = T_p(c)$  на диаграмме фазовых состояний раствора,  $c$  — средняя концентрация легирующего элемента. В работах [2, 3] показано, что при подходе к бинадали в системе наблюдается рост корреляций флуктуации концентраций, который становится аномально высоким вблизи спинодали, расположенной под бинадалью. Вблизи бинадали при  $T > T_p$ , но достаточно далеко от спинодали флуктуации невелики, поэтому выражения (3), (4) можно разложить в ряд по отношению  $H/kT$  и ограничиться первым не исчезающим флуктуационным слагаемым в свободной энергии:

$$F = F_0 + \Delta F; \quad (5)$$

$$\Delta F = \sum_k \beta(k, T) \langle c_k c_{-k} \rangle. \quad (6)$$

Обозначение  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по статистическому ансамблю. Коэффициенты флуктуационного слагаемого (6) всегда положительно определены:

$$\beta(k, T) > 0, \quad (7)$$



а коррелятор  $\langle c_k c_{-k} \rangle$  удовлетворяет правилу сумм [2, 3]:

$$\sum_k \langle c_k c_{-k} \rangle = c(1 - c). \quad (8)$$

Рост флуктуаций вблизи бинадали и на спинодали  $T_S = T_S(c)$  означает, что

$$\beta(k_c, T_S) \approx 0, \quad (9)$$

где критический волновой вектор  $k_c(T)$  определяется уравнением [1–3]

$$\left( \frac{\partial \beta(k, T)}{\partial k} \right)_{k=k_c} = 0. \quad (10)$$

В этих условиях коррелятор  $\langle c_k c_{-k} \rangle$  вблизи  $k_c$  имеет резкий максимум, определяющий значение суммы (8).

Над спинодалью все коэффициенты  $\beta > 0$ , однако  $\beta(k_c, T)$  непосредственно и вблизи бинадали может оказаться меньше всех остальных. С учетом правила сумм (8) легко видеть, что для этого случая в некоторой окрестности фазовой диаграммы над бинадалью свободная энергия будет иметь минимум при  $k = k_c$ . Область фазовой диаграммы соответствует однофазному состоянию. Минимум же свободной энергии при  $k = k_c$  означает, что твердому раствору термодинамически выгодно иметь периодическое неоднородное распределение примесей с длиной волны  $\lambda_c = 2\pi/k_c$ .

Таким образом, из приведенного рассмотрения следует, что непосредственно над кривой распада нестехиометрического твердого раствора, склонного к упорядочению (или образованию химических соединений при стехиометрическом составе), может существовать область однофазных состояний с термодинамически устойчивым неоднородным распределением концентраций примеси (область К-состояния).

Следует однако отметить, что для того, чтобы обнаружить эти неоднородности, они должны быть достаточно контрастными. Так как величина неоднородностей определяется уравнениями (6)–(10), неявно содержащими потенциалы межатомных взаимодействий, ясно, что К-состояния будут наблюдаться не для всех описанных выше сплавов, а лишь для таких, потенциалы межатомных взаимодействий которых могут обеспечить достаточный для наблюдений уровень неоднородностей.

Добавим к этому, что степень реализации тех или иных термодинамических тенденций в твердом растворе всегда тесно связана с наличием и развитостью кинетических механизмов, обеспечивающих их осуществление. При отсутствии таких механизмов (например, замораживание диффузии) К-состояния также наблюдаться не будут.

Из сказанного выше следует возможность существования К-состояний не только при низких, но и при высоких температурах. Явления, похожие на К-состояния в области высоких температур сплавов Fe–Ti, Fe–Mo, экспериментально были обнаружены в работах [4, 5]. Однако авторы этих работ не сумели распознать их как К-состояния, приняв за некое новое, неизвестное в материаловедении, состояние твердого раствора. В связи с этим в работах [4, 5] была выдвинута идея об изменении диаграмм равновесных фазовых состояний хорошо известных сплавов. В реальности обнаруженные [4, 5] состояния твердого раствора по всей совокупности приведенных в них экспериментальных данных необходимо идентифицировать как высокотемпературные К-состояния. Ниже описаны результаты исследования структур, полученных в сплавах Fe–Mo при 1200–1420 °С, с применением просвечивающей электронной (ПЭМ), полевой ионной (ПИМ) и атомно-силовой (АСМ) микроскопии.

#### Методика эксперимента и результаты

Бинарные сплавы Fe – 20 % Mo, Fe – 12 % Mo и Fe – 10 % Mo были выплавлены из чистых компонентов в индукционной печи в атмосфере аргона. Чтобы зафиксировать структуру, соответствующую области твердых растворов [6], образцы нагревали до 1200, 1300 и 1420 °С, выдерживали в течение 30 мин, 2 ч, 6 ч и затем закаливали в воде. Полирование образцов проводилось в электролите  $\text{CrO}_3 + \text{H}_3\text{PO}_4$ .

ПЭМ-исследования проводили на электронном микроскопе TESLA-BS500, ПИМ-исследования — на установке, созданной в ФТИ УрО РАН совместно с ЦНИИ ЧМ им. И. П. Бардина [5], АСМ-исследования — с помощью микроскопа Р-47 фирмы НТ-МДТ на воздухе в режиме топографии и фазового контраста.

ПЭМ-исследования [5] микроструктуры сплава Fe – 20 % Mo после термообработки при 1300 °С в течение 2 ч представлены на рис. 1. При ориентации фольги, близкой к (111), наблюдается типичная модулированная структура (рис. 1, а, см. четвертую сторону обложки), возникающая вследствие формирования концентрационной неоднородности в распределении легирующего элемента. Когда образец ориентирован в направлении [110] помимо периодических структур, видимых как поперечные сечения длинных стержней, размер которых ~50 нм, наблюдаются светлые области размером ~10 нм (рис. 1, б, см. четвертую сторону обложки).

На рис. 2 (см. четвертую сторону обложки) представлены ПИМ-снимки [5]. Светлые и темные участки можно интерпретировать как области сплава с различным содержанием молибдена [7].



Характерные размеры поперечных сечений обогащенных по молибдену областей составляют 4–20 нм. Анализ полевых ионных изображений показал, что атомы молибдена присутствуют в объемно-центрированной кубической (ОЦК) решетке сплава, т. е. в твердом растворе, а не в составе новой интерметаллической фазы. Поскольку кольцевая структура не имеет разрывов при переходе от светлых к темным участкам, то можно сделать вывод, что обогащенные и обедненные по молибдену области должны иметь полную когерентность между собой.

На ПЭМ-снимках не всегда удается однозначно интерпретировать контраст, возникающий вследствие формирования на поверхности образца органических и оксидных пленок. Кроме того, структурная информация от фольги толщиной 100–200 нм представляет собой наложение контраста от разных областей, что также затрудняет анализ. Поэтому были проведены исследования поверхности образцов с помощью АСМ, позволяющей наряду с определением топографии выявлять особенности распределения различных фаз. Изображения топографии и фазового контраста участка образца сплава Fe — 20 % Мо, изображенного на рис. 1, б, приведены на рис. 3 (см. четвертую сторону обложки). Светлым участкам на электронно-микроскопическом снимке соответствуют углубления на поверхности образца (рис. 3, а). На изображениях фазового контраста этим же участкам соответствуют более светлые области, что свидетельствует об их отличии по химическому составу от матрицы. Наблюдаемый периодический рельеф поверхности сформирован вследствие селективного химического растворения участков с повышенным содержанием молибдена. Увеличение времени выдержки (30 мин, 2 ч, 6 ч) при заданной температуре приводит к увеличению периода неоднородностей (60, 100 и 140 нм соответственно). Аналогичные результаты были получены после термообработки на твердый раствор при температуре 1200 и 1420 °C [5].

ПМ-исследования сплава Fe — 12 % Мо показали, что в нем при термообработках на твердый раствор (1200–1420 °C) формируются концентрационные неоднородности в распределении атомов молибдена, однако выраженные значительно слабее (рис. 4, см. четвертую сторону обложки) [5]. В этом случае характерный размер кластеров составлял 4–15 нм.

В сплаве Fe — 10 % Мо формирование скопления атомов легирующего элемента не было обнаружено ни одним из используемых методов (рис. 5, см. четвертую сторону обложки). Несмотря на то, что ПМ позволяет обнаруживать даже скопления из нескольких атомов легирующего элемента, длина волны распределения неоднородностей может

оказаться достаточно большой. Поэтому вероятность их обнаружения этим локальным методом становится очень низкой. В то же время, для обнаружения слабых изменений в распределении атомов легирующего элемента может не хватить чувствительности использованного оборудования, на котором реализовывались ПЭМ- и АСМ-исследования. Таким образом, наблюдаемые периодические структуры не являются интерметаллическими фазами, а возникают вследствие неоднородного распределения атомов молибдена в матрице. При уменьшении концентрации молибдена в сплаве неоднородности становятся менее выраженными, а при содержании 10 весовых % молибдена не обнаруживаются используемыми методами.

## Заключение

В работе с фундаментальных теоретических позиций дано обоснование возможности устойчивого существования неоднородных распределений концентраций примесного элемента в однофазных твердых растворах (К-состояния). Показано, что эти состояния расположены над бинадалью вблизи от нее. Предсказано существование высокотемпературных К-состояний, существование которых экспериментально подтверждено на сплавах Fe—Мо в той области фазовой диаграммы, которую предсказывает теория.

АСМ-исследования выполнены на оборудовании Центра исследования поверхности и наноразмерных систем (ЦКП ФТИ УрО РАН).

## Список литературы

1. Хачатурян А. Г. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. М.: Наука, 1974. 383 с.
2. Васильев Л. С. О едином подходе к описанию явлений упорядочения, расслоения и образования модулированных структур в сталях и сплавах // 6-я Межд. школа-семинар "Эволюция дефектных структур в конденсированных средах. Компьютерное моделирование". Барнаул, Россия, 19–23 ноября 2001.
3. Васильев Л. С. О единой природе явлений упорядочения, расслоения, образования модулированных структур и К-состояний в твердых растворах сталей и сплавов // Тезисы 5-й Рос. Унив.-акад. науч.-прак. конференции. Ижевск: УдГУ, 2001. Ч. 9. С. 19–20.
4. Устиновских Ю. И., Игумнов И. А. Твидовая структура сплавов Fe—Ti // ФММ. 1998. Т. 86. В. 2. С. 74–79.
5. Муравьев А. Е. Высокотемпературное расслоение сплавов системы Fe—Mo // Автореферат дис. канд. физ.-мат. наук / ФТИ УО РАН. Ижевск, 2001.
6. Кубашевски О. Диаграммы состояния двойных систем на основе железа. М.: Металлургия, 1985. 72 с.
7. Миллер М., Смит Г. Зондовый анализ в атомно-ионной микроскопии / Пер. с англ. М.: Мир, 1993. 269 с.



В. Л. Вакс, К. П. Гайкович, д-р физ.-мат. наук,  
Ю. Н. Ноздрин, канд. физ.-мат. наук,  
А. Н. Резник, д-р физ.-мат. наук,  
Институт физики микроструктур РАН  
(Нижний Новгород)

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОДПОВЕРХНОСТНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПО СВЧ БЛИЖНЕПОЛЬНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ<sup>1</sup>

*Разработана система подповерхностного обзора неоднородных диэлектрических сред, основанная на принципе СВЧ микроскопии. Система состоит из электрически малой антенны в качестве зонда, СВЧ рефлектометра, механической системы сканирования и приемника. Разработан метод обработки изображений, позволяющий реализовать субапертурную разрешающую способность.*

### Введение

Ближнепольная микроскопия поверхности в СВЧ диапазоне впервые была продемонстрирована в работе [1], а потом развита в [2–7]. Соответствующие приборы имели разрешающую способность  $\sigma \ll \lambda$ , которая была близка к размеру апертуры антенны  $D \approx \sigma = \lambda/n$ , где  $\lambda$  — рабочая длина волны;  $n \gg 1$ . Главной целью этих работ было достижение как можно лучшей разрешающей способности путем уменьшения размера апертуры антен-

<sup>1</sup>Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 01-02-16432.

ны. Для СВЧ ближнепольных микроскопов типичное значение  $n$  составляло  $10^2$ – $10^3$ , а максимальное значение  $n \approx 10^5$  получено в [5]. Следует отметить, что возрастание  $n$  приводит к уменьшению глубины зондирования  $h$ , для которой также справедливо условие  $h \sim D$ . Таким образом, большая глубина зондирования, которая является важным преимуществом СВЧ диапазона, теряется, когда стремятся довести до предела разрешающую способность измерений. В данной статье описана СВЧ ближнепольная система с относительно небольшой разрешающей способностью ( $n \sim 10^2$ ), разработанная нами именно в целях подповерхностного зондирования, а для частичной компенсации потерь в разрешении использовался специально разработанный метод математической обработки, позволяющий реализовать субапертурное разрешение.

### Эксперимент

На рис. 1 представлена схема СВЧ ближнепольной сканирующей (в горизонтальной плоскости) системы с антенной малой апертуры в качестве зонда, использованной в экспериментах. Чувствительный элемент антенны в форме меандра имел размеры  $5 \times 6$  мм и находился в контакте с микрополосковым резонатором (резонансная частота  $f_0 \approx 640$  МГц, ширина полосы  $\Delta f \approx 15$  МГц). Тестовые образцы представляли собой подложки из  $Al_2O_3$ , покрытые пленкой  $Cu$  (толщиной  $\sim 100$  нм), сверху накладывался слой оптически непрозрачного диэлектрика, толщина которого варьировалась. Различные металлодиэлектрические структуры создавались путем удаления медной пленки с тех или иных участков подложки. Перемещение зонда относительно неоднородностей образца приводило к вариациям эквивалентного импеданса чув-

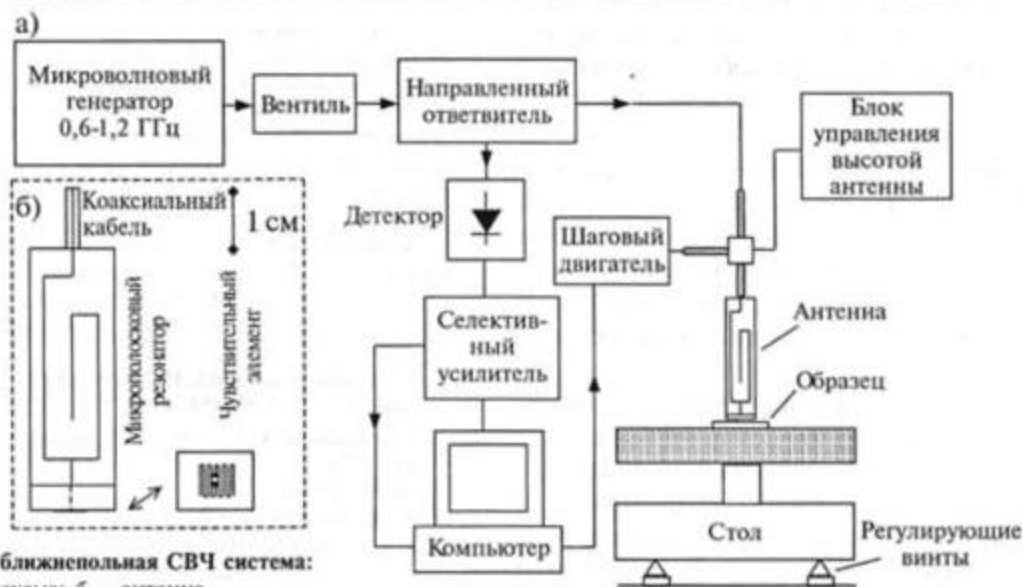


Рис. 1. Сканирующая ближнепольная СВЧ система:  
а — функциональная схема; б — антенна

вительного элемента и, соответственно, к вариациям резонансной частоты  $f_0$ . СВЧ сигнал подавался на частоте, несколько сдвинутой относительно резонансной. В этом случае можно было измерять вариации коэффициента отражения, связанные с неоднородной структурой образца. Для повышения чувствительности использовалась прямоугольная модуляция СВЧ сигнала на входе антенны на частоте 1 кГц и селективное усиление отраженного сигнала на частоте модуляции. Двумерное сканирование антенны осуществлялось шаговыми двигателями с шагом 125 мкм в  $x$ - и  $y$ -направлениях при максимальном поле обзора  $4 \times 4$  см. Координаты каждого пикселя и результаты измерений считывались в компьютер.

### Восстановление подповерхностных структур по измеренному изображению

Измеренное изображение образца представляет собой двумерное распределение коэффициента отражения от антенны  $R_m$ , которое для рассматриваемых плосконеоднородных структур может быть выражено (по крайней мере, приблизительно) уравнением двумерной свертки:

$$R_m(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} K(x-x', y-y') \times R(x', y') dx' dy', \quad (1)$$

где  $R(x, y)$  — истинное изображение неоднородной структуры образца;  $K(x, y)$  — передаточная функция антенны. Влияние передаточной функции антенны приводит к сглаживанию контрастов изображения. Для использованной системы передаточная функция  $K(x, y)$  определялась путем сканирования простого одномерного перехода металл—диэлектрик. При этом оказалось, что передаточная функция хорошо аппроксимируется двумерным гауссовым распределением:

$$K(x, y) = \frac{4}{\pi \sigma_x \sigma_y} \exp \left[ -4 \left( \frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} \right) \right], \quad (2)$$

где параметры  $\sigma_x = 2,3$  мм,  $\sigma_y = 3,6$  мм получены из эксперимента при толщине слоя оптически непрозрачного диэлектрика 1 мм. Эти параметры могут рассматриваться как разрешающая способность в  $x$ - и  $y$ -направлениях соответственно. В качестве примера измерений, на основе которых определялся параметр разрешения в  $y$ -направлении  $\sigma_y$ , на рис. 2 представлено измеренное изображение подповерхностного перехода металл—диэлектрик (отклик на скачок в (1)).

Восстановление изображения подповерхностных структур осуществлялось путем деконволюции (1) с передаточной функцией (2), где в качестве левой части использовалось измеренное распределение коэффициента отражения. Известно, что ре-

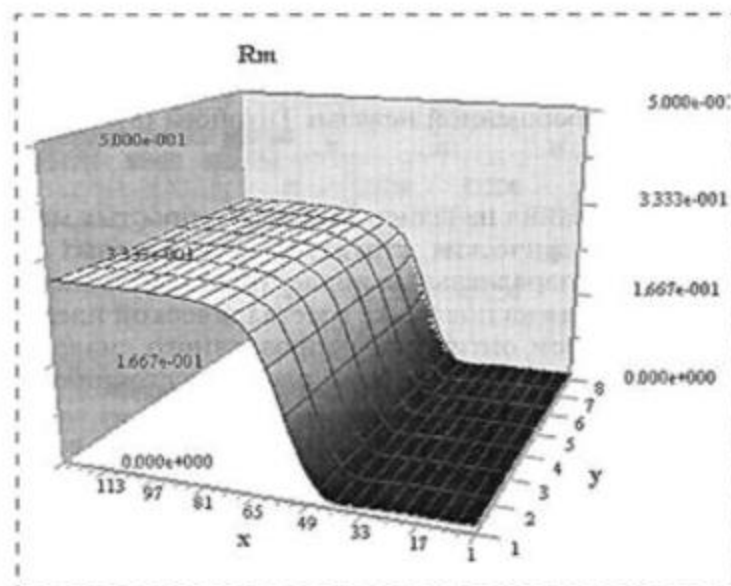


Рис. 2. Измеренное изображение перехода металл—диэлектрик под слоем оптически непрозрачного диэлектрика толщиной  $h = 1,0$  мм. Линейный размер пикселя 0,125 мм

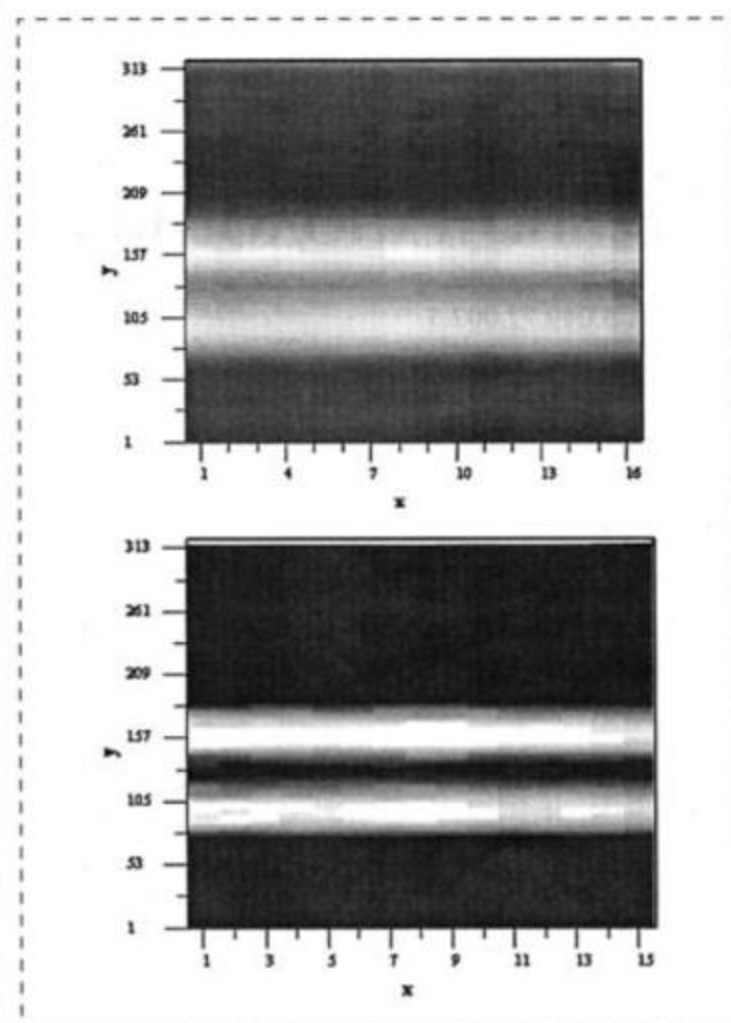


Рис. 3. Измеренное (сверху) и восстановленное (снизу) изображения диэлектрических полос под слоем непрозрачного диэлектрика толщиной 1,3 мм. Ширина полос и расстояние между ними  $w = d = 4$  мм. Линейный размер пикселя 0,125 мм



шение этого интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода является некорректной обратной задачей. Для ее решения применялся метод, основанный на принципе обобщенной невязки Тихонова [8].

### Результаты

Исследования начались с наиболее простых металлодиэлектрических структур, выполненных в форме двух параллельных диэлектрических полос, вытравленных на подложке с металлической пленкой, под слоем оптически непрозрачного диэлектрика. Ширина полос  $w$  была равна расстоянию  $d$  между ними ( $w = d$ ).

На рис. 3 представлено исходное (сверху) и восстановленное из решения (1) изображения структуры. Можно видеть, что резкость восстановленного изображения существенно улучшается. Анализ восстановленного изображения перехода металл—диэлектрик показал, что разрешающая способность при использовании деконволюции возрастает примерно в 3 раза по сравнению  $\sigma_{x,y}$  в исходных измерениях.

### Заключение

Выполнены первые СВЧ ближнепольные измерения сред с подповерхностными неоднородностями

диэлектрической структуры. Результаты показывают принципиальную возможность развития такого неинвазивного метода диагностики, который может оказаться эффективным в различных приложениях, включая и поиск дефектов слоистых структур, и медицинскую диагностику. Показана возможность улучшения разрешающей способности метода на основе учета формы передаточной функции зонда.

Авторы признательны С. А. Басову и С. В. Пономареву за техническую помощь.

### Список литературы

1. Ash E. A. and Nicholls G. // *Nature*, 1972. 237. P. 510.
2. Golosovsky M. and Davidov D. // *Appl. Phys. Lett.* 1996. 68. P. 1579.
3. Vlahacos C. P., Black R. C., Anlage S. M., Amar A., Wellstood F. C. // *Appl. Phys. Lett.* 1996. 69. P. 3272.
4. Anlage S. M., Vlahacos C. P., Dutta S., Wellstood F. C. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 1997. 7. P. 3686.
5. Takeuchi I. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1997. 71. P. 2026.
6. Gao C. and Wolf I. // *IEEE Trans. MTT*, 1998. 46. P. 907.
7. Nozokido T., Bae J. and Mizuno K. // *IEEE Trans. MTT*, 2001. 49. P. 491.
8. Tikhonov A. N. *Solution of ill-posed problems*. New York, Winston, 1997.

## НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

УДК 621.3.049.77.002.5

Д. И. Биленко, канд. физ.-мат. наук,  
М. Е. Плякин, Д. В. Терин, Л. В. Хохлова,  
НИИ механики и физики,  
Саратовский государственный университет  
им. Н. Г. Чернышевского

### МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ АНАЛОГИ СТРУКТУР С ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

Установлена возможность создания МЭМС-аналогов сред с фазовыми переходами металл—полупроводник или металл—диэлектрик на основе периодических структур и структур с композитом, свойства которых могут обратимо изменяться в зависимости от амплитуды и (или) частоты поданного управляющего напряжения или механического воздействия на управляющие элементы, и исследованы резонансные явления в этих структурах.

### Введение

Актуальной задачей является создание сред, обратимо и управляемо-изменяющих ряд своих свойств при управлении внешними сигнальными

воздействиями. Такие среды, получившие название разумных, или интеллектуальных (SMART — Self-Monitoring, Analysis and Reporting Technology), перспективны для новых классов устройств и систем в различных областях. В основе действия традиционных современных электронных устройств лежит управляемое перемещение электронных потоков в вакууме или твердом теле. При этом фазовое состояние компонентов, как и их пространственное расположение, неизменно. Такая технология встречается с рядом принципиальных трудностей, в частности, при создании: микро- и наносистем, объединяющих получение информации с ее обработкой и реализацией действий; искусственных нейронов и нейронных сетей; устройств большой площади для сверхширокополосного преобразования и управления излучением; возобновляемых источников энергии.

К перспективным направлениям решения указанных задач относят использование микро- и наноэлектромеханических систем (МЭМС и НЭМС) [1] и фазовых переходов металл — полупроводник и металл — диэлектрик (ФМП и ФПД) [2]. Интенсивное развитие МЭМС и НЭМС подтвердило их эффективность и в то же время выявило присущие им ограничения и необходимость учета ранее



шение этого интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода является некорректной обратной задачей. Для ее решения применялся метод, основанный на принципе обобщенной невязки Тихонова [8].

### Результаты

Исследования начались с наиболее простых металлодиэлектрических структур, выполненных в форме двух параллельных диэлектрических полос, вытравленных на подложке с металлической пленкой, под слоем оптически непрозрачного диэлектрика. Ширина полос  $w$  была равна расстоянию  $d$  между ними ( $w = d$ ).

На рис. 3 представлено исходное (сверху) и восстановленное из решения (1) изображения структуры. Можно видеть, что резкость восстановленного изображения существенно улучшается. Анализ восстановленного изображения перехода металл—диэлектрик показал, что разрешающая способность при использовании деконволюции возрастает примерно в 3 раза по сравнению  $\sigma_{x,y}$  в исходных измерениях.

### Заключение

Выполнены первые СВЧ ближнепольные измерения сред с подповерхностными неоднородностями

ми диэлектрической структуры. Результаты показывают принципиальную возможность развития такого неинвазивного метода диагностики, который может оказаться эффективным в различных приложениях, включая и поиск дефектов слоистых структур, и медицинскую диагностику. Показана возможность улучшения разрешающей способности метода на основе учета формы передаточной функции зонда.

Авторы признательны С. А. Басову и С. В. Пономареву за техническую помощь.

### Список литературы

1. Ash E. A. and Nicholls G. // *Nature*, 1972. 237. P. 510.
2. Golosovsky M. and Davidov D. // *Appl. Phys. Lett.* 1996. 68. P. 1579.
3. Vlahacos C. P., Black R. C., Anlage S. M., Amar A., Wellstood F. C. // *Appl. Phys. Lett.* 1996. 69. P. 3272.
4. Anlage S. M., Vlahacos C. P., Dutta S., Wellstood F. C. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 1997. 7. P. 3686.
5. Takeuchi I. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1997. 71. P. 2026.
6. Gao C. and Wolf I. // *IEEE Trans. MTT*, 1998. 46. P. 907.
7. Nozokido T., Bae J. and Mizuno K. // *IEEE Trans. MTT*, 2001. 49. P. 491.
8. Tikhonov A. N. *Solution of ill-posed problems*. New York. Winston, 1997.

## НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

УДК 621.3.049.77.002.5

Д. И. Биленко, канд. физ.-мат. наук,  
М. Е. Плякин, Д. В. Терин, Л. В. Хохлова,  
НИИ механики и физики,  
Саратовский государственный университет  
им. Н. Г. Чернышевского

### МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ АНАЛОГИ СТРУКТУР С ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

*Установлена возможность создания МЭМС-аналогов сред с фазовыми переходами металл—полупроводник или металл—диэлектрик на основе периодических структур и структур с композитом, свойства которых могут обратимо изменяться в зависимости от амплитуды и (или) частоты поданного управляющего напряжения или механического воздействия на управляющие элементы, и исследованы резонансные явления в этих структурах.*

### Введение

Актуальной задачей является создание сред, обратимо и управляемо-изменяющих ряд своих свойств при управлении внешними сигнальными

воздействиями. Такие среды, получившие название разумных, или интеллектуальных (SMART — Self-Monitoring, Analysis and Reporting Technology), перспективны для новых классов устройств и систем в различных областях. В основе действия традиционных современных электронных устройств лежит управляемое перемещение электронных потоков в вакууме или твердом теле. При этом фазовое состояние компонентов, как и их пространственное расположение, неизменно. Такая технология встречается с рядом принципиальных трудностей, в частности, при создании: микро- и наносистем, объединяющих получение информации с ее обработкой и реализацией действий; искусственных нейронов и нейронных сетей; устройств большой площади для сверхширокополосного преобразования и управления излучением; возобновляемых источников энергии.

К перспективным направлениям решения указанных задач относят использование микро- и наноэлектромеханических систем (МЭМС и НЭМС) [1] и фазовых переходов металл — полупроводник и металл — диэлектрик (ФМП и ФПД) [2]. Интенсивное развитие МЭМС и НЭМС подтвердило их эффективность и в то же время выявило присутствие им ограничения и необходимость учета ранее



не рассматривавшихся явлений, в частности, силы Казимира и сил Ван дер Ваальса. Использование известных материалов с ФМПП ограничивается рядом факторов — инерционностью, малым рабочим температурным интервалом, энергоемкостью.

Статья посвящена изучению возможностей создания микро- и наноэлектромеханических систем — аналогов структур с фазовым переходом (ФП). Базовым явлением служит перемещение элементов структуры под действием сил упругости и электростатического взаимодействия, силы Казимира и сил Ван дер Ваальса. Эти перемещения приводят к изменению макропараметров, характерных для ФП (проводимости, комплексной диэлектрической проницаемости, оптических, теплофизических и механических характеристик). Если размеры базовых элементов или ячеек существенно меньше характеристических длин, такие системы могут рассматриваться как гомогенные. Например, по отношению к излучениям с длинами волн, много большими размеров базовых элементов или ячеек, такая среда квазиоднородна. Это позволяет рассматривать такие структуры, как композиты и описывать их свойства макропараметрами, используемыми по отношению к однородным средам. Рассмотрение проведено для двух типов структур — периодической с регулярным расположением элементов и структуры со случайным их распределением.

#### Регулярная электромеханическая структура — аналог среды с самораспространяющимся фазовым переходом

Рассматривается предложенная структура (рис. 1), в которой реализуется последовательное переключение элементов из одного состояния в другое и осуществляется самораспространение переключенного состояния вдоль структуры и переход ее в новое состояние (принцип домино).

Базовым элементом структуры является ячейка, содержащая подвижные элементы — кантилеверы, замыкающиеся на электроды основания при создании достаточной разности потенциалов между кантилевером и управляющим электродом. Массив ячеек, каждая из которых имеет два кантилевера и две контактные площадки, образуют плоскость, свойствами которой можно управлять, варьируя потенциал на управляющих электродах входных ячеек. При подаче на одну из ячеек входного сигнала, больше порогового, происходит последовательное переключение всех ячеек. Входные ячейки могут располагаться как на периферии, так и внутри структуры и могут быть специализированными для начального переключения при механическом, оптическом, тепловом воздействии или изменении переключающего напряжения в результате адсорбции. В замкнутом положении ключи будут оставаться до тех пор, пока напряжение на

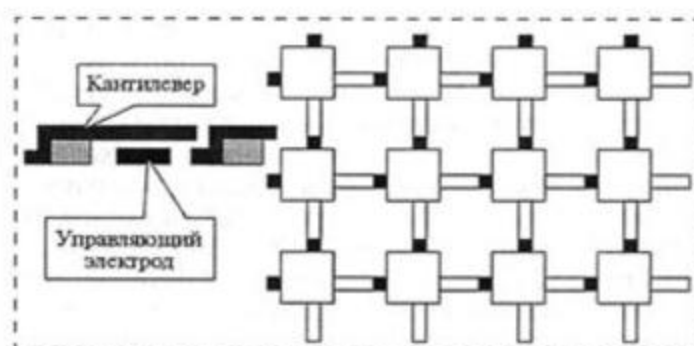


Рис. 1. Микроэлектромеханическая периодическая структура — аналог среды с самораспространяющимся фазовым переходом

входе не упадет ниже обратного порогового напряжения; различие прямого и обратного пороговых напряжений (гистерезис) обеспечивает память воздействия. Варьируя  $t_c$  — отношение толщины тонкого диэлектрического слоя, нанесенного на управляющий электрод  $d_c$ , к начальному зазору между подвижным и управляющим электродами  $d$ , можно управлять шириной петли гистерезиса в широких пределах. Размах петли гистерезиса характеризуется величиной  $R = U_{off}/U_{on}$ , где  $U_{on}$  и  $U_{off}$  — напряжения, вызывающие прямой и обратный переходы. Показано, что

$$R = \frac{3\sqrt{6}}{2\sqrt{\epsilon}} \frac{t_c \sqrt{1-t_c}}{(1+t_c)^{3/2}},$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость диэлектрического слоя.

Возможности создания заданной ширины петли гистерезиса при использовании различных диэлектриков иллюстрируются рис. 2.

Таким образом, изменяя напряжение на управляющем электроде в одной ячейке, можно вызвать последовательное переключение всех ячеек и переход всей структуры из одного состояния, в котором она была подобна диэлектрической среде, в

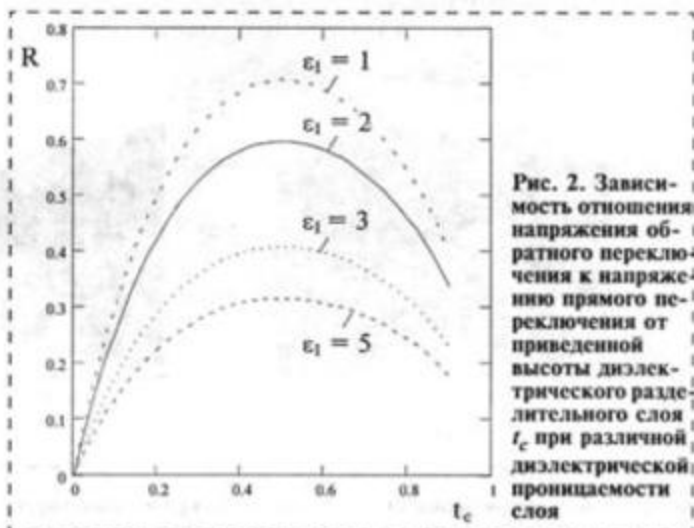


Рис. 2. Зависимость отношения напряжения обратного переключения к напряжению прямого переключения от приведенной высоты диэлектрического разделительного слоя  $t_c$  при различной диэлектрической проницаемости слоя

проводящую среду. При этом изменяются электрофизические, электродинамические, оптические, теплофизические и механические свойства среды. Осуществляемый таким образом переход из одного состояния в другое — аналог фазового перехода, в частности, фазового перехода металл — полупроводник. Следует особо отметить, что в отличие от ФПМП энергия на поддержание любого из состояний не расходуется. Основные характеристики предложенного аналога сопоставлялись с параметрами наиболее широко исследованного и нашедшего ряд применений в электронике ФПМП в  $\text{VO}_2$  [2]. Рассчитывались действующие напряжения, времена, характеристики гистерезиса и энергии переключения одной ячейки и управляемой плоскости.

Поскольку начальное расстояние  $d$  между кантилевером и основанием и перемещение кантилевера  $y$  изменяются от единиц микрометров до долей нанометра, действующая сила записывалась с учетом сил электростатического притяжения и упру-

гости  $\frac{\varepsilon_0 U^2 S}{(d-y)^2}$ ,  $k_y$ , силы Казимира  $\frac{hcS}{480(d-y)^4}$  [3, 4],

сил Ван дер Ваальса  $\frac{c_1}{(d-y)^7} - \frac{c_2}{(d-y)^{13}}$  и трения

$k_1 \frac{dy}{dt}$  (здесь  $U$  — разность потенциалов между кантилевером и основанием;  $S$  — площадь управляющего электрода под подвижным элементом;  $h$  и  $c$  — постоянная Планка и скорость света;  $k$ ,  $k_1$ ,  $c_1$ ,  $c_2$  — коэффициенты;  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная).

Рассматривались системы с сосредоточенным и распределенным взаимодействием. Решались динамическая задача, позволившая изучить колебания в ячейке и времена ее переключения, и статическая задача для установления зависимостей пороговых напряжений прямого и обратного переключений системы и энергии переключения от ее конструктивных параметров и свойств материалов. Базовыми являлись дифференциальные уравне-

ния, связывающие смещение (прогиб) кантилевера с конструктивными параметрами и приложенным напряжением:

$$\frac{d^2 y(t)}{dt^2} = \left[ \frac{\varepsilon_0}{(d-y(t))^2} U^2 - JEy(t) + \frac{hc}{480(d-y)^4} + \frac{c_1}{(d-y)^7} - \frac{c_2}{(d-y)^{13}} - k_1 \frac{dy}{dt} \right] \frac{S}{M};$$

$$\frac{EJ}{S} \frac{d^4 y(x)}{dx^4} = \left( \frac{U}{d-y(x)} \right)^2 \varepsilon_0 + \frac{hc}{480(d-y)^4} + \frac{c_1}{(d-y)^7} - \frac{c_2}{(d-y)^{13}},$$

здесь  $t$  — время;  $E$  и  $J$  — модуль Юнга и момент инерции подвижного элемента;  $M$  — масса.

Установлено, что в ячейках с  $d > 100$  нм определяющими динамику ячеек и процессы срыва (переключения) являются силы Кулона и упругости, силы Казимира становятся существенными при  $d < 100$  нм, а силы Ван дер Ваальса — при  $d < 20$  нм.

Обнаружено, что силы Казимира и упругости даже в отсутствие внешнего напряжения при соответствующих условиях устанавливают в ячейке колебания, энергия которых обеспечивается энергией физического вакуума, а скорость изменения амплитуды — параметрами ячейки и силами трения (рис. 3, а, б). Разность потенциалов на уровне 0,1 мВ может вызвать переключение системы из высокоомного разомкнутого в замкнутое состояние (рис. 3, в).

Реализуемые конструктивные параметры ячейки при  $d \approx 10-1000$  нм позволяют создавать управляемые среды, которые по основным параметрам сопоставимы или значительно превосходят среды на основе ФПМП в  $\text{VO}_2$ . Это иллюстрируется представленными в таблице результатами, полученными для рассматриваемой структуры, специально не оптимизированной.

В таблице представлены данные для структуры, изготавливаемой на основе обычной микроэлектрон-

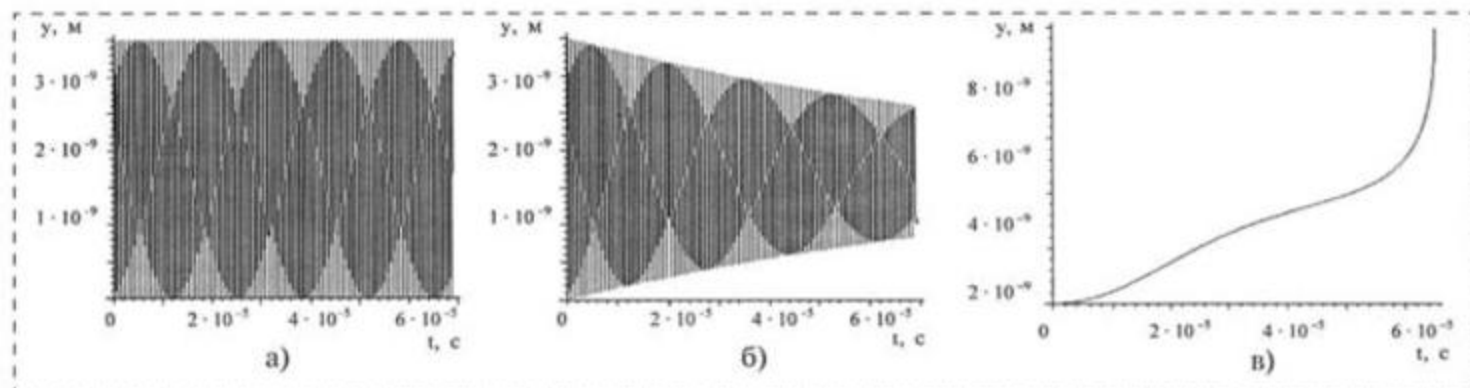


Рис. 3. Колебания, обусловленные силой Казимира и силой упругости при разных коэффициентах трения (а, б), переключение системы из высокоомного разомкнутого в проводящее замкнутое состояние (в) под действием приложенного напряжения



Сопоставление параметров ФПМП в VO<sub>2</sub> и параметров ячейки и плоскости

| Параметр                                                       | ФПМП в VO <sub>2</sub>          | Одна ячейка              | Управляемая плоскость                  |
|----------------------------------------------------------------|---------------------------------|--------------------------|----------------------------------------|
| Время полного цикла переключения                               | Единицы секунд                  | 3 мкс                    | 1,2 мс                                 |
| Энергия переключения                                           | $> 10^{-3}$ Дж/см <sup>2</sup>  | $0,12 \cdot 10^{-12}$ Дж | $0,5 \cdot 10^{-8}$ Дж/см <sup>2</sup> |
| Предельная рабочая температура                                 | 78 °C                           | -600 °C                  | -600 °C                                |
| Память (ширина петли гистерезиса)                              | (1–20) °C                       | (0,1–3) U <sub>off</sub> | (0,1–3) U <sub>off</sub>               |
| Диапазон изменения поверхностного сопротивления R <sub>s</sub> | 3 Ом/□–3 · 10 <sup>4</sup> Ом/□ | (5–10 <sup>10</sup> ) Ом | 5 Ом/□–10 <sup>10</sup> Ом/□           |

ной технологии с топологической нормой ~1 мкм. Использование современных методов самоформирования наноструктур, подобных описанным в [5], позволит, как показали расчеты, снизить энергию и время переключения на 5–6 порядков.

Рассматриваемая микроэлектромеханическая система, таким образом, обладает основными свойствами сред с фазовым переходом — обратимыми изменениями комплекса свойств и гистерезисом. В то же время такая структура выгодно отличается от аналога (ФПМП в VO<sub>2</sub>) возможностями управления разностью потенциалов, более широкими диапазонами изменения параметров и температурным диапазоном работы, существенно меньшими энергией и временем переключения.

Эти важные количественные параметры дополняются рядом качественных отличий. Среди них следует отметить большое разнообразие физических и химических воздействий, вызывающих переход, энергонезависимую память в любом состоянии и возможность существования колебаний, поддерживаемых энергией физического вакуума, многоходовость и возможность локальным воздействием вызывать быстрое обратимое переключение из состояния в состояние на больших площадях. Развитие технологии создания трехмерных структур реализуется в структурах с переключениями как в плане, так и по глубине, что сообщит им новые функциональные возможности.

#### Микроэлектромеханическая система на основе композитной среды

Изучена возможность создания аналога среды с ФП на основе МЭМС, включающей в себя композитную среду. Между проводящими обкладками конденсатора заключена композитная среда, представляющая собой совокупность проводящих и не проводящих частиц. Примерами таких сред могут служить аэрогели. Одна из обкладок может перемещаться под действием приложенной разности потенциалов, что приводит к изменению расстояния между частицами ( $p$ ) и объемной доли проводящих частиц ( $q$ ). Изменения этих параметров могут приводить как к монотонному, так и к скачкообразному изменению свойств среды. По мере повышения управляющего напряжения расстояние между обкладками уменьшается, и при определенном смещении сила кулоновского притяжения

превосходит силу упругости (срыв системы), что вызывает резкое уменьшение  $p$  и увеличение  $q$ . Изменение  $q$  приводит к изменению электродинамических свойств среды при постоянстве свойств компонентов, а уменьшение  $p$  может приводить к изменению самого характера композита вследствие перколяционных явлений, туннелирования и объединения разрозненных квантовых точек в среду с перекрывающимися электронными состояниями.

В данной статье основное внимание уделено выяснению зависимостей между воздействующим напряжением и изменением свойств композита в ситуации, в которой свойства компонентов и контактов между ними не зависят от  $y$ .

До и после срыва сила электростатического притяжения уравнивается силой упругости:

$$\frac{U^2 \epsilon_0 \epsilon_c S}{2(d-y)^2} = ky, \quad (1)$$

где  $U$  — прикладываемое напряжение;  $S$  — площадь управляемого электрода;  $d$  — расстояние между обкладками;  $y$  — перемещение подвижного электрода;  $k$  — коэффициент, зависящий от механических свойств композита;  $\epsilon_c$  — зависящая от  $y$  комплексная диэлектрическая проницаемость композитной среды.

Для нахождения зависимости свойств среды от приложенного напряжения проведено совместное решение уравнения (1) и уравнения

$$\frac{\epsilon_c - \epsilon_1}{\epsilon_c + b\epsilon_1} q_1 + \frac{\epsilon_c - \epsilon_2}{\epsilon_c + b\epsilon_2} q_2 + \frac{\epsilon_c - \epsilon_3}{\epsilon_c + b\epsilon_3} q_3 = 0, \quad (2)$$

описывающего [6, 7] связь  $\epsilon_c$  с диэлектрическими проницаемостями проводящих и непроводящих компонентов ( $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ ) с их объемными долями ( $q_1, q_2, q_3$ ), фактором деполяризации  $b$ . В уравнении (2) объемные доли компонентов являются функциями смещения  $y$ . При этом учитывалось, что объемы твердых проводящей и диэлектрической фаз неизменны, а их объемные доли являются функциями смещения подвижного электрода.

Установлено что действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости, показатели преломления и поглощения, проводимость и волновое сопротивление среды управляются приложенным к конденсатору напряжением.

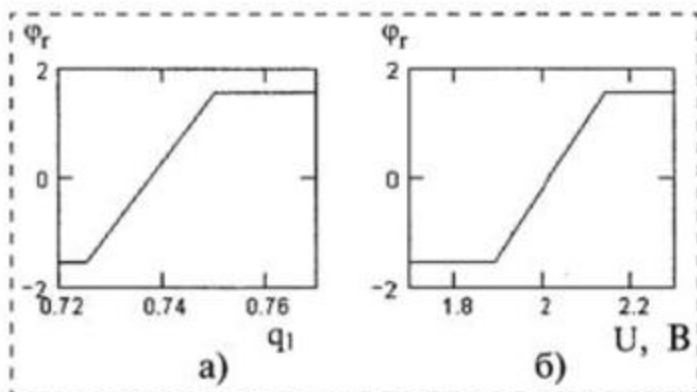


Рис. 4. Зависимости фазы  $\varphi_r$  отраженной волны от объемной доли проводящих частиц  $q_1$  (а) или от управляющего напряжения на МЭМС (б)

В качестве примеров на рис. 4 приведены полученные зависимости фазы  $\varphi_r$  отраженной волны, приведенной к начальной, от приложенного напряжения  $U$  и от объемной доли проводящих частиц  $q_1$  в зависимости от смещения  $y$ , отнесенного к начальному зазору  $d$ .

Таким образом, установлено, что в рассматриваемой МЭМС под воздействием приложенного напряжения происходит обратимое управляемое изменение комплекса свойств среды, подобное изменениям свойств при ФППП или ФПМД.

### Резонансные явления в МЭМС-аналогах сред с ФП

Представляет интерес выяснение условий возникновения в рассматриваемых структурах резонансных явлений. Это важно, с одной стороны, для создания ситуаций, в которых минимальное воздействие на входе может приводить к переключению системы, а с другой — для выяснения областей параметров и воздействий, обеспечивающих заданный уровень стабильности.

Было показано [8], что кулоновская сила при включении МЭМС во внешнюю цепь может существенно зависеть не только от амплитуды приложенного напряжения, но и от частоты переменного сигнала и параметров внешней цепи. Установлено, что когда рассматриваемая МЭМС включена в цепь последовательно с индуктивной нагрузкой  $L$ , возможна ситуация, в которой в системе без потерь сила неограниченно возрастает. В отсутствие внешнего напряжения емкость МЭМС  $C_0 = \frac{\epsilon_c \epsilon_0 S}{d}$ , "собственная частота" полученного последовательного колебательного контура  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC_0}}$ . При

смещении пластины конденсатора от положения равновесия у емкость МЭМС

$$C = C_0 \frac{1}{1 - \frac{y}{d}} \frac{\epsilon_c(y)}{\epsilon_{c0}},$$

и зависимость электростатической силы от смещения и внешних параметров ( $\omega$ ,  $U$ ) примет вид

$$F(y) = \frac{\epsilon_c \epsilon_0 U^2 S}{2(d-y)^2} \left( \frac{1}{1 - \omega^2 LC_0} \right)^2 = \frac{\epsilon_c \epsilon_0 U^2 S}{2d^2(1-\phi)^2} \frac{1}{\left[ 1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2(1-\phi)} \frac{\epsilon_c}{\epsilon_{c0}} \right]^2}.$$

На рис. 5 приведены расчетные зависимости силы от приведенного смещения  $\phi = y/d$  при различных частотах внешнего электрического сигнала при условии малой зависимости  $\epsilon_c$  от  $y$ .

При приближении значения отклонения  $y$  к величине  $y = d \left( 1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \frac{\epsilon_c}{\epsilon_{c0}} \right)$  (или при соответствующей

подстройке частоты) сила в системе без потерь неограниченно возрастает. Следует отметить, что в системе реализуются множественные резонансы.

В композитах может наблюдаться ряд собственных резонансных явлений [9]. Так, например, в композитах с проводящими частицами при выполнении условия  $(\omega_p \tau)^2 \gg 1$  вместо одной плазменной частоты может наблюдаться до трех резонансных частот, при которых действительная часть комплексного показателя преломления —  $\epsilon'$  — проходит через ноль (здесь  $\omega_p$  и  $\tau$  — плазменная частота и время релаксации импульса свободных носителей заряда соответственно). Резонансные явления в этих условиях существенным образом зависят от объемных долей компонентов и фактора деполяризации, определяемого формой частиц и их ориентацией относительно электрического поля. При

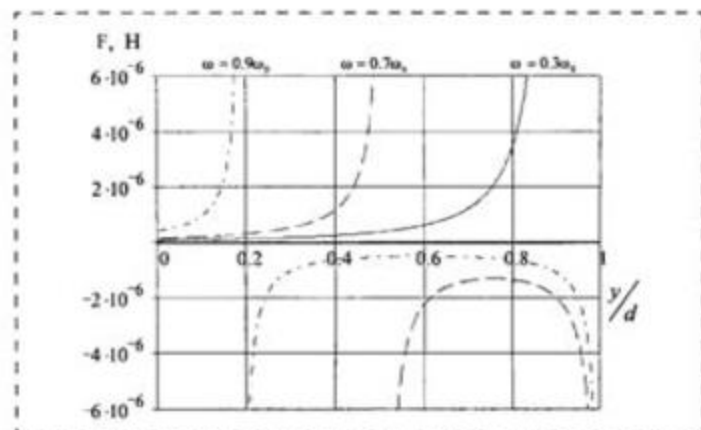


Рис. 5. Зависимости силы от приведенного перемещения  $\phi = y/d$  при различных частотах внешнего электрического сигнала при условии малой зависимости  $\epsilon_c$  от  $y$



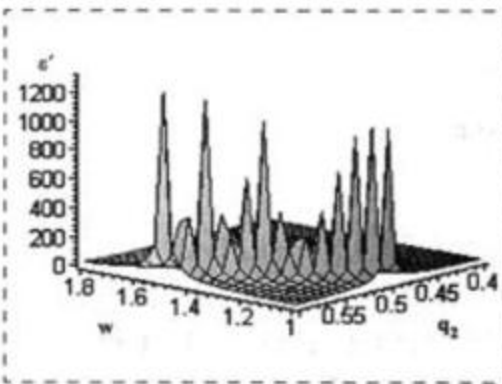


Рис. 6. Зависимость действительной части комплексной диэлектрической проницаемости двухкомпонентного композита  $\epsilon'$  от фактора деполяризации  $w$  и объемной доли проводящих частиц  $q_2$  при  $\sigma_2 = 10^5$  См/м,  $\omega = 10^{10}$  Гц

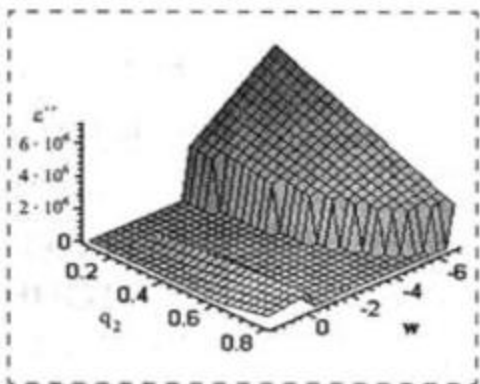


Рис. 7. Зависимость мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости двухкомпонентного композита  $\epsilon''$  от  $w$  и  $q_2$  при  $\sigma_2 = 10^5$  См/м,  $\omega = 10^{10}$  Гц

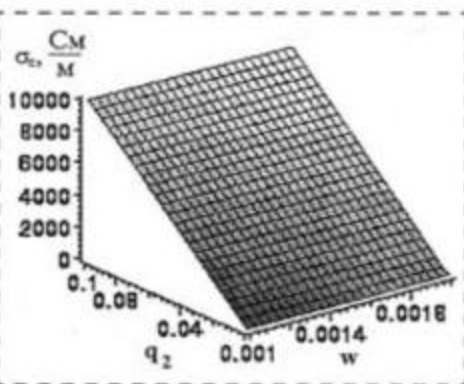


Рис. 8. Зависимость высокочастотной проводимости двухкомпонентного композита от фактора деполяризации  $w$  и объемной доли проводящей компоненты  $q_2$  при  $\sigma_2 = 10^5$  См/м,  $\omega = 10^{10}$  Гц

воздействию электрического поля в МЭМС с композитом могут существенным образом изменяться и ориентация частиц, и их объемные доли, что должно приводить к изменению электродинамических и оптических свойств таких структур.

Зависимости комплексной диэлектрической проницаемости и проводимости от параметров среды и частоты в композитах в так называемой низкочастотной области, в которой  $(\omega\tau)^2 \ll 1$ , насколько можно судить по доступной литературе, практически не исследованы. Также нет каких-либо указаний на изучение свойств композита в МЭМС. Низкочастотная область охватывает очень широкий диапазон. В зависимости от свойств частиц проводящей фазы его верхняя граница варьирует от  $10^{12}$  до  $10^{14}$  Гц. Поэтому здесь сообщаются результаты изучения зависимостей в низкочастотной области.

Связь комплексной диэлектрической проницаемости проводящей фазы  $\epsilon$  с ее низкочастотной проводимостью  $\sigma$ , временем релаксации импульса носителей заряда  $\tau$  и высокочастотной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon L$  можно записать следующим образом:

$$\epsilon = \epsilon L - \frac{\sigma\tau}{\epsilon_0} - i \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}$$

Для расчета свойств композита использовалась модель эффективной среды, и комплексная диэлектрическая проницаемость определялась решением уравнения, получаемого на основе (2). Расчеты проводились для двух- и трехкомпонентных сред.

Обнаружены резонансные зависимости действительной части комплексной диэлектрической проницаемости композита  $\epsilon'$  от соотношения объемных долей  $q$  компонентов и фактора деполяризации и резкие изменения  $\epsilon''$  от этих же параметров, что иллюстрируется рис. 6, 7.

При изменении напряжения, подаваемого на МЭМС-конденсатор с композитным наполнением, происходит изменение  $q_2$  и может изменяться фактор деполяризации. Независимость объема проводящей фазы от смещения  $y$  позволяет записать

$$q_2 = q_{20} \frac{d}{d-y}$$

Это позволяет рассчитать зависимости  $\epsilon'$ ,  $\epsilon''$  и высокочастотной проводимости композита  $S_c = \epsilon''\omega\epsilon_0$  непосредственно от смещения  $\phi = y/d$  подвижного элемента, приведенного к исходному зазору. На рис. 8, 9 отображены зависимости  $S_c$  от  $w$  и  $q_2$  и от  $\sigma_2$  и  $q_2$ . На рис. 10 приведена полученная зависимость  $\epsilon'$  композита от  $\phi$  и  $\sigma_2$ . Эти зависимости ярко демонстрируют резонансный характер и возможности существенного изменения свойств среды при малых перемещениях подвижного элемента.

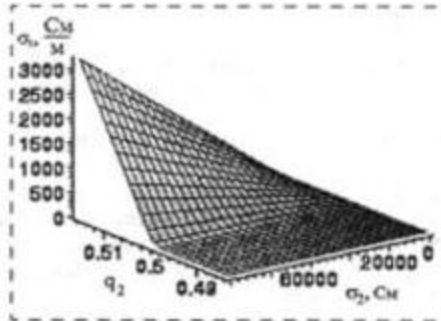


Рис. 9. Зависимость высокочастотной проводимости двухкомпонентного композита от проводимости  $\sigma_2$  и объемной доли  $q_2$  проводящей компоненты

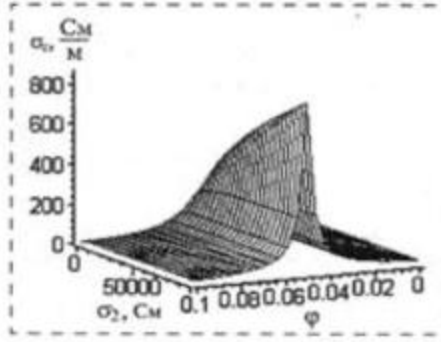


Рис. 10. Зависимость действительной части комплексной диэлектрической проницаемости композита  $\epsilon'$  от проводимости  $\sigma_2$  и приведенного смещения  $\phi = y/d$

## Заключение

Установлена возможность создания МЭМС-аналогов сред и структур с фазовыми переходами металл—полупроводник или металл—диэлектрик на основе периодических структур и структур с композитом, в которых комплекс свойств может обратимо изменяться в зависимости от значения амплитуды или частоты поданного управляющего напряжения или механического воздействия на подвижные элементы. Варьируя управляющие параметры, можно осуществлять как монотонное, так и скачкообразное изменение комплексных диэлектрической проницаемости и показателя преломления и определяемых ими функциональных характеристик. Рассматриваемые микроэлектромеханические системы обладают основными свойствами сред с фазовым переходом — обратимыми изменениями комплекса свойств и гистерезисом. В то же время такие структуры выгодно отличаются от аналога (ФППП в  $\text{VO}_2$ ) возможностями управления разностью потенциалов, более широкими диапазонами изменения параметров и температурным диапазоном работы, существенно меньшими энергией и временем переключения. Эти важные количественные параметры дополняются рядом качественных отличий. Среди них следует отметить большое разнообразие физических и химических воздействий, вызывающих переход, энергонезависимую память в любом состоянии и возможность существования колебаний, поддерживаемых энергией физического вакуума, многоходовость и возможность локальным воздействием вызывать быстрое обратимое переключение из состояния в состояние на больших площадях.

## Список литературы

1. Климов Д. М., Васильев А. А., Лучинин В. В. и др. Перспективы развития микросистемной техники в XXI веке // Микросистемная техника. 1999. № 1. С. 3—6.
2. Бугаев А. А., Захарченко Б. П., Чудновский Ф. А. Фазовый переход металл—полупроводник и его применение. Л.: Наука, 1979. 183 с.
3. Casimir H. B. G., Proc. K. Ned. // Akad. Wet. 1948. Vol. 51. P. 793.
4. Мостепаненко В. В., Трунов С. Н. Эффект Казимира и его приложения // УФН. Т. 156. Вып. 3. С. 385—426.
5. Kind H., Bonard J. M., Emmenegger C. et al. Patterned films of nanotubes using microcontact printing of catalysts // Advanced Materials. 1999. 11. N 15. P. 1285—1290.
6. Bergman D. The Dielectric Constant of Composite Material // Phys. Rev. C. 1978. V. 43. N 9. P. 377—406.
7. Оделевский В. И. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем // ЖТФ. 1951. Т. 21. Вып. 6. С. 667—685.
8. Биленко Д. И., Плякин М. Е., Терин Д. В. и др. Влияние электрического поля на свойства наноструктур // Вторая международная конференция "Фундаментальные проблемы физики" (ФППФ 2000). Саратов, Россия, 9—14 октября 2000 года. Материалы научной конференции. Саратов: Изд-во ГосУНЦ, 2000. 208 с.
9. Биленко Д. И., Галишикова Ю. Н., Хасина Е. И. и др. Электродинамические свойства полупроводниковых неупорядоченных сред // Физика полупроводников и полупроводниковая электроника. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1986. Вып. 12. С. 32—51.

УДК 621.38.049.772.1

Ю. В. Панфилов<sup>1</sup>, д-р техн. наук, проф.,  
М. И. Самойлович<sup>2</sup>, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
И. В. Слободчикова<sup>1</sup>,  
<sup>1</sup>МГТУ им. Н. Э. Баумана,  
<sup>2</sup>АО ЦНИТИ "Техномаш"

## ПЕРСПЕКТИВЫ ПОЛУЧЕНИЯ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ НАНЕСЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК В ВАКУУМЕ НА ПОДЛОЖКАХ ИЗ СИНТЕТИЧЕСКОГО ОПАЛА

*Проведен анализ изделий на основе фотонных кристаллов и возможностей технологии тонких пленок для их изготовления. Проведена оценка проводимости каналов, образованных глобулами опаловой матрицы. Приведены результаты экспериментов по нанесению тонких пленок на подложки из синтетического опала.*

## Введение

В настоящее время с помощью нанотехнологий создаются материалы (наноструктуры) с размерами элементов от 1 до 100 нм и объемной плотностью до  $10^{14}$ — $5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Одна из возможностей нанотехнологий заключается в создании "ловушек" для фотонов и, соответственно, устройств хранения и обработки информации на их основе [1].

Большинство уже разработанных методов получения наноструктур относится к одно- и двумерным периодическим структурам. Создание трехмерных высокоупорядоченных (на уровне кристаллических структур) наносистем оказалось довольно сложной задачей. Так, трехмерные наноструктуры изготавливаются, например, с помощью оптической литографии (рис. 1, а, см. вторую сторону обложки) [1]. Но оказалось, что сама природа создала такие материалы, одним из которых является благородный опал, имеющий структуру кремнезема (рис. 1, б) [2].

Регулярные упаковки полосок материала или глобул кремнезема образуют трехмерную решетку с периодичностью, которая может быть охарактеризована как 3D (трехмерная) оптическая сверхрешетка или фотонный кристалл ("упорядоченные неоднородности"). При диаметрах сфер 150...450 нм правильная упаковка кремнезема содержит структурные пустоты размерами 60...200 нм, которые могут быть заполнены другим материалом. В результате образуется трехмерная сверхрешетка из диоксида кремния и материала заполнения.

## Фотонные кристаллы

Фотонные кристаллы предполагается использовать для создания оптических интегральных схем так же, как обычные полупроводники, металлы и диэлектрики используются для создания электронных



## Заключение

Установлена возможность создания МЭМС-аналогов сред и структур с фазовыми переходами металл—полупроводник или металл—диэлектрик на основе периодических структур и структур с композитом, в которых комплекс свойств может обратимо изменяться в зависимости от значения амплитуды или частоты поданного управляющего напряжения или механического воздействия на подвижные элементы. Варьируя управляющие параметры, можно осуществлять как монотонное, так и скачкообразное изменение комплексных диэлектрической проницаемости и показателя преломления и определяемых ими функциональных характеристик. Рассматриваемые микроэлектромеханические системы обладают основными свойствами сред с фазовым переходом — обратимыми изменениями комплекса свойств и гистерезисом. В то же время такие структуры выгодно отличаются от аналога (ФППП в  $\text{VO}_2$ ) возможностями управления разностью потенциалов, более широкими диапазонами изменения параметров и температурным диапазоном работы, существенно меньшими энергией и временем переключения. Эти важные количественные параметры дополняются рядом качественных отличий. Среди них следует отметить большое разнообразие физических и химических воздействий, вызывающих переход, энергонезависимую память в любом состоянии и возможность существования колебаний, поддерживаемых энергией физического вакуума, многоходовость и возможность локальным воздействием вызывать быстрое обратимое переключение из состояния в состояние на больших площадях.

## Список литературы

1. Климов Д. М., Васильев А. А., Лучинин В. В. и др. Перспективы развития микросистемной техники в XXI веке // Микросистемная техника. 1999. № 1. С. 3—6.
2. Бугаев А. А., Захарченко Б. П., Чудновский Ф. А. Фазовый переход металл—полупроводник и его применение. Л.: Наука, 1979. 183 с.
3. Casimir H. B. G., Proc. K. Ned. // Akad. Wet. 1948. Vol. 51. P. 793.
4. Мостепаненко В. В., Трунов С. Н. Эффект Казимира и его приложения // УФН. Т. 156. Вып. 3. С. 385—426.
5. Kind H., Bonard J. M., Emmenegger C. et al. Patterned films of nanotubes using microcontact printing of catalysts // Advanced Materials. 1999. 11. N 15. P. 1285—1290.
6. Bergman D. The Dielectric Constant of Composite Material // Phys. Rev. C. 1978. V. 43. N 9. P. 377—406.
7. Оделевский В. И. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем // ЖТФ. 1951. Т. 21. Вып. 6. С. 667—685.
8. Биленко Д. И., Плякин М. Е., Терин Д. В. и др. Влияние электрического поля на свойства наноструктур // Вторая международная конференция "Фундаментальные проблемы физики" (ФППФ 2000), Саратов, Россия, 9—14 октября 2000 года. Материалы научной конференции. Саратов: Изд-во ГосУНЦ, 2000. 208 с.
9. Биленко Д. И., Галишикова Ю. Н., Хасина Е. И. и др. Электродинамические свойства полупроводниковых неупорядоченных сред // Физика полупроводников и полупроводниковая электроника. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1986. Вып. 12. С. 32—51.

УДК 621.38.049.772.1

Ю. В. Панфилов<sup>1</sup>, д-р техн. наук, проф.,  
М. И. Самойлович<sup>2</sup>, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
И. В. Слободчикова<sup>1</sup>,  
<sup>1</sup>МГТУ им. Н. Э. Баумана,  
<sup>2</sup>АО ЦНИТИ "Техномаш"

## ПЕРСПЕКТИВЫ ПОЛУЧЕНИЯ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ НАНЕСЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК В ВАКУУМЕ НА ПОДЛОЖКАХ ИЗ СИНТЕТИЧЕСКОГО ОПАЛА

*Проведен анализ изделий на основе фотонных кристаллов и возможностей технологии тонких пленок для их изготовления. Проведена оценка проводимости каналов, образованных глобулами опаловой матрицы. Приведены результаты экспериментов по нанесению тонких пленок на подложки из синтетического опала.*

## Введение

В настоящее время с помощью нанотехнологий создаются материалы (наноструктуры) с размерами элементов от 1 до 100 нм и объемной плотностью до  $10^{14}$ — $5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Одна из возможностей нанотехнологий заключается в создании "ловушек" для фотонов и, соответственно, устройств хранения и обработки информации на их основе [1].

Большинство уже разработанных методов получения наноструктур относится к одно- и двумерным периодическим структурам. Создание трехмерных высокоупорядоченных (на уровне кристаллических структур) наносистем оказалось довольно сложной задачей. Так, трехмерные наноструктуры изготавливаются, например, с помощью оптической литографии (рис. 1, а, см. вторую сторону обложки) [1]. Но оказалось, что сама природа создала такие материалы, одним из которых является благородный опал, имеющий структуру кремнезема (рис. 1, б) [2].

Регулярные упаковки полосок материала или глобул кремнезема образуют трехмерную решетку с периодичностью, которая может быть охарактеризована как 3D (трехмерная) оптическая сверхрешетка или фотонный кристалл ("упорядоченные неоднородности"). При диаметрах сфер 150...450 нм правильная упаковка кремнезема содержит структурные пустоты размерами 60...200 нм, которые могут быть заполнены другим материалом. В результате образуется трехмерная сверхрешетка из диоксида кремния и материала заполнения.

## Фотонные кристаллы

Фотонные кристаллы предполагается использовать для создания оптических интегральных схем так же, как обычные полупроводники, металлы и диэлектрики используются для создания электронных

интегральных схем. Наибольший интерес представляют фотонные кристаллы, работающие в видимой и примыкающих к ней ближней инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра. Цель получения фотонных кристаллов — создание микромощных лазеров, оптических компьютеров и средств связи.

Кластерная сверхрешетка благородного опала (рис. 1, б, см. вторую сторону обложки) послужила прототипом для создания искусственных фотонных кристаллов — оптически совершенного синтетического опала. Технология синтеза [2] позволяет варьировать диаметром сфер, пористостью и показателем преломления синтетического опала. Решетки, образованные плотноупакованными сферами из диоксида кремния (рис. 2, а, см. вторую сторону обложки), содержат пустоты, занимающие до 25 % от общего объема кристалла (рис. 2, б), которые могут быть частично или полностью заполнены полупроводниковыми, сверхпроводящими, магнитными материалами (рис. 2, в).

Фотонный кристалл на основе опаловой матрицы не пропускает свет, т. е. имеет фотонную запрещенную зону, в диапазоне длин волн от 1,38 до 1,62 мкм. Дополнительные свойства ему можно придать, покрыв внутреннюю поверхность узлов (заполнить пустоты) тонкой пленкой материала с другим коэффициентом преломления (рис. 2, в, см. вторую сторону обложки). Использование такой композиции позволяет управлять положением фотонной запрещенной зоны с помощью магнитного и электрического полей и таким путем манипулировать световыми потоками в кристалле, например, для создания переключателя света — оптического транзистора (рис. 3, см. вторую сторону обложки) [1].

Фотонные кристаллы планируется также использовать для создания нового типа логических элементов, сверхпроводников, волноводов и т. д.

### Методы нанесения

Заполнение межглобулярных пустот опаловой матрицы можно осуществлять в жидкой или газовой среде. Однако с нашей точки зрения наиболее перспективным методом является нанесение тонких пленок в вакууме. Такое утверждение связано с расширением номенклатуры материалов, включая сплавы и другие многокомпонентные вещества, а также с однородностью их состава. Основное препятствие для использования технологии тонких пленок связано с ограниченной проводимостью нанометровых каналов, через которые молекулы осаждаемого материала должны проникнуть в глубь опала.

Следует отметить, что в межглобулярных пустотах опала практически всегда имеет место молекулярный режим течения газа, так как даже при атмосферном давлении длина свободного пробега молекул воздуха, составляющая 65,1 нм, соизмерима с размерами этих пустот.

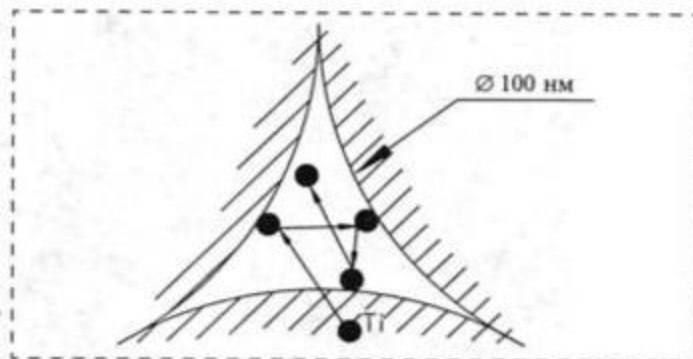


Рис. 4. Сорбционно-десорбционная модель

Процесс заполнения межглобулярных пустот можно представить, как попадание атомов, молекул, ионов, диполей и т. п. на пористую поверхность и последующее их движение в глубь материала подложки (рис. 4). Этот процесс можно описать с помощью расчета проводимости, аппроксимируя пустоты элементарными каналами: прямоугольного, эллиптического, цилиндрического и конического сечения, а также трубопроводом в виде щели.

Сравнение результатов расчета проводимости каналов различной формы для воздуха при температуре 293 К показал, что для данных геометрических размеров форма канала на его проводимость практически не сказывается. Для дальнейших расчетов рекомендуется использовать каналы треугольной формы как наиболее близкие по внешнему виду к реальным каналам.

### Результаты расчета проводимости каналов различной формы

| Вид сечения каналов                      | Проводимость, $U_m, \text{м}^3/\text{с}$ |
|------------------------------------------|------------------------------------------|
| Прямоугольник                            | $1,211 \cdot 10^{-13}$                   |
| Щель                                     | $4,163 \cdot 10^{-13}$                   |
| Эллипс                                   | $1,154 \cdot 10^{-13}$                   |
| Круг                                     | $1,256 \cdot 10^{-13}$                   |
| Равносторонний треугольник               | $1,203 \cdot 10^{-13}$                   |
| Круглое сечение конического трубопровода | $1,950 \cdot 10^{-13}$                   |

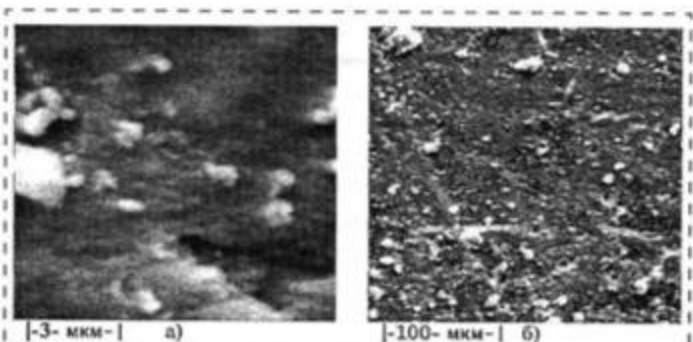


Рис. 5. Полученное с помощью электронного микроскопа изображение поверхности образца синтетического опала с тонкой пленкой титана при увеличении  $\times 5000$  (а) и  $\times 500$  (б)



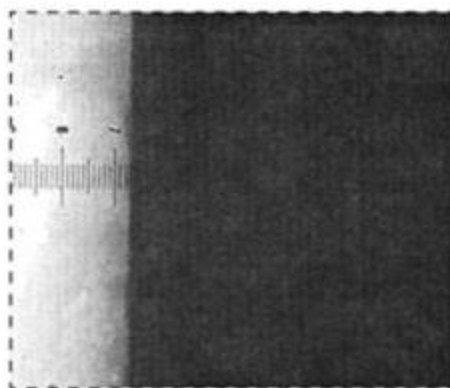


Рис. 6. Образец 1. Без пленки

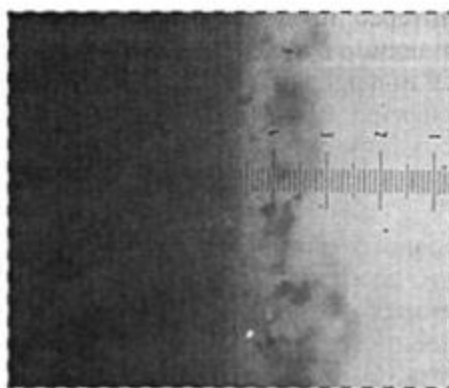


Рис. 7. Образец 1. С пленкой Ti, дуговой метод

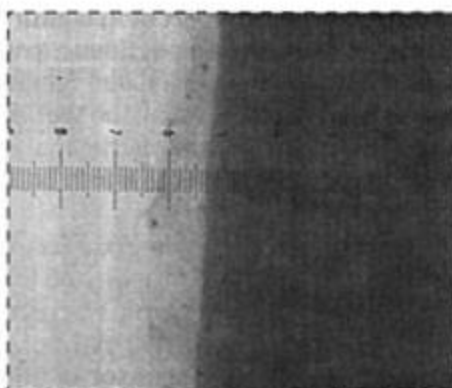


Рис. 8. Образец 2. С пленкой Ti, термический метод

Экспериментальная проверка проводимости каналов образца синтетического опала объемом  $5,6 \cdot 10^{-8} \text{ м}^3$  осуществлялась на вакуумном стенде методом постоянного объема по изменению потока газовой выделенности во времени. Результаты расчета и экспериментов оказались достаточно близкими.

Анализ существующих методов нанесения тонких пленок [3] показал, что для решения проблемы заполнения межглобулярных пустот синтетического опала наибольший интерес могут представлять ионно-плазменные методы, в которых заметную долю составляет диффузное движение атомов или молекул.

В лаборатории кафедры "Электронные технологии в машиностроении" МГТУ им. Н. Э. Баумана были проведены экспериментальные исследования по нанесению тонких пленок Ti, Cu, TiV и  $\alpha$ -C:H на подложки из синтетического опала. Использовались следующие методы: магнетронный, дуговой, термического испарения и стимулированное плазмой осаждение из газовой фазы. Изображение поверхности синтетического опала с нанесенной с помощью дугового источника пленкой титана показано на рис. 5. Фотографии поперечного сечения образцов опала без тонкой пленки (рис. 6), с пленкой Ti, нанесенной дуговым методом (рис. 7) и термическим испарением (рис. 8) свидетельствуют о возможности относительно глу-

бокого (10...30 мкм) проникновения материала заполнения в опаловую матрицу при использовании технологии тонких пленок в вакууме.

\*\*\*

Создание фотонных кристаллов открывает новое направление развития электронной техники — фотонику. Для развития этого направления необходимы материалы со структурами, позволяющими обеспечить большую степень интеграции элементов. Такими структурами являются трехмерные сверхрешетки, которые можно получать на основе опаловой матрицы различными методами. Один из наиболее перспективных методов — метод нанесения тонких пленок в вакууме, так как он может быть реализован на оборудовании, широко применяемом в различных областях науки и техники.

#### Список литературы

1. <http://www.computerra.ru/offline/2001/407/11869/forprint.html>
2. Самойлович С. М. Синтез и свойства материалов со структурой благородного опала (природных аналогов и 3D-наноконструкций): Автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. техн. наук. М.: МГУ, 1999. 28 с.
3. Технологии, оборудование и системы управления в электронном машиностроении / Ю. В. Панфилов, Л. К. Ковалев, В. Г. Блохин и др. Под общ. ред. Ю. В. Панфилова // Энциклопедия "Машиностроение". Т. III-8. М.: Машиностроение, 2000. 744 с.

## ИНФОРМАЦИЯ

Семинар "Моделирование и проектирование элементов МСТ" проводится ежемесячно с января 2003 г. на Кафедре микросистемной техники Факультета электроники МИРЭА:

16.05.03 г. в 15 ч.

"Об электрических контактах в чувствительных элементах для анализа химических веществ"; Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, д-р хим. наук А. А. Карякин

20.06.03 г. в 15 ч.

"Моделирование подвижных дифракционных решеток для микромеханических систем навигации и управления"; ФТИАН, канд. техн. наук В. А. Кальнов

Желающих посетить семинар, просим направлять список участников по электронной почте: [microsystems@caravan.ru](mailto:microsystems@caravan.ru). Руководитель семинара д-р техн. наук, проф. П. П. Мальцев

# КОНСТРУИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МСТ

УДК 621.3

И. П. Пронин<sup>1</sup>, канд. физ.-мат. наук,  
 Е. Ю. Каптелов<sup>1</sup>,  
 А. В. Гольцев<sup>1</sup>, канд. физ.-мат. наук,  
 В. П. Афанасьев<sup>2</sup>, д-р техн. наук, проф.,  
<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе  
 РАН, Санкт-Петербург  
<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный  
 электротехнический университет "ЛЭТИ"

## ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРА САМОПОЛЯРИЗАЦИИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ЦИРКОНАТА—ТИТАНАТА СВИНЦА\*

*Обсуждаются электрический и механический вклады в возникновение самополяризованного состояния в тонкопленочном сегнетоэлектрическом конденсаторе. Образование самополяризации связывается с поляризующим электрическим полем, вызванным неоднородным распределением зарядов на интерфейсах сегнетоэлектрического слоя, а растягивающие или сжимающие механические напряжения либо увеличивают, либо уменьшают самополяризацию.*

Тонкие сегнетоэлектрические пленки широко используются для создания активных элементов в устройствах микромеханики, пьезо- и пьезоэлектрических сенсоров различного назначения, выполненных в микроэлектронном исполнении [1–4]. Эффективность таких микроэлектронных устройств определяется рядом факторов, среди которых существенную роль играют условия формирования сегнетоэлектрической фазы и степень поляризованности сегнетоэлектрического слоя, определяемой остаточной поляризацией  $P_r$ . В частности, могут быть изготовлены тонкие сегнетоэлектрические слои, которые оказываются поляризованными (самополяризованными) непосредственно после их получения, без приложения к ним поляризующего напряжения [4–15]. Это составляет практическую значимость эффекта самополяризации, поскольку из технологической цепочки изготовления микроэлектронных устройств исключается

трудоемкая операция по поляризации сегнетоэлектрической пленки.

Пьезоэлектрические и пьезоэлектрические параметры самополяризованных пленок практически достигают значений, характерных для пленок, поляризованных приложением внешнего электрического поля [4, 6, 7]. Это означает, что остаточная поляризация в такой пленке близка к своему максимально возможному значению. Подобная ситуация наблюдается в тетрагональных пленках цирконата-титаната свинца  $PbZr_{1-x}Ti_xO_3$  (ЦТС), прилегающих к титанату свинца ( $x > 0,75$ ). Напротив, при переходе через морфотропную фазовую границу (МФГ) в область ромбоэдрических твердых растворов ( $x < 0,5$ ) самополяризация испытывает резкий скачок вниз до значения, не превышающего 10 % максимального значения (рис. 1) [6, 7]. Причины такого поведения самополяризации до сих пор остаются непонятными, что затрудняет выбор оптимальных составов ЦТС самополяризованных пленок, используемых в интегральных ИК приемниках и микромеханических системах.

В связи с этим целью работы являлась оценка практического потенциала самополяризованных пленок ЦТС разного состава, которая проводилась с учетом электрического и механического вкладов в формирование самополяризованного состояния.

Природа самополяризации остается не вполне понятной, несмотря на то, что свойства самополяризованных тонких пленок со структурой перовскита, в частности, цирконата-титаната свинца и титаната бария, достаточно подробно исследова-

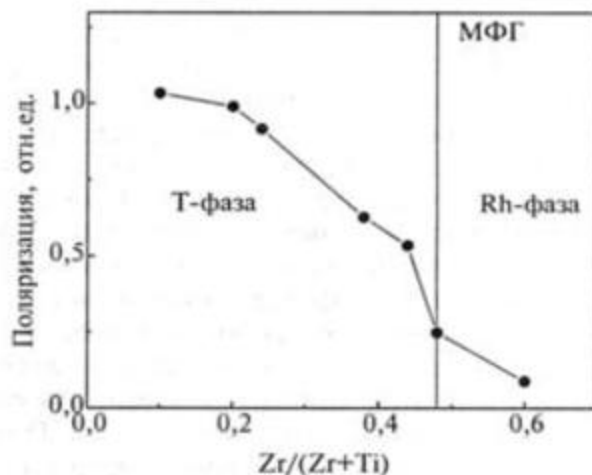


Рис. 1. Концентрационная зависимость самополяризации (в относительных единицах) в тонких пленках ЦТС [6]

\*Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 01-02-17-799) и грантом Министерства образования РФ (ЕОО-3.4-350).



ны [4, 6—19]. Сформировались два подхода к объяснению этого явления. Электрическая природа самополяризации связывается либо с наличием в сегнетоэлектрическом слое дипольных дефектов, либо с асимметричным распределением малоподвижных (связанных) заряженных дефектов, либо с захватом носителей заряда [8, 9]. Сторонники механического подхода полагают, что определяющую роль в формировании полярного состояния играют механические напряжения, возникающие в сегнетоэлектрической пленке из-за различия коэффициентов линейного расширения подложки и сегнетоэлектрика [6, 18, 19]. Предполагается, что растягивающие напряжения способны изменять ориентацию поляризации в направлении плоскости пленки [6]. Однако концентрационную зависимость самополяризации в твердых растворах ЦТС (рис. 1) не удается объяснить в рамках только электрической или только механической моделей.

Электрический вклад обсуждался многими исследовательскими группами. С учетом этих обсуждений авторами были предложены модели, позволяющие непротиворечиво объяснить результаты экспериментальных исследований пленок ЦТС [20—22]. Было показано, что необходимыми условиями возникновения самополяризованного состояния в тонкопленочном конденсаторе являются: наличие носителей заряда в сегнетоэлектрической пленке и различная плотность зарядов на ловушках ее интерфейсов. Причина появления носителей заряда в ЦТС пленках связана с особенностями технологии получения тонких слоев этих материалов. В частности, в зависимости от состава мишени и температуры осаждения могут формироваться пленки ЦТС с дефицитом либо по свинцу, либо по кислороду. Наличие кислородных вакансий приводит к  $n$ -типу проводимости пленки, а вакансии по свинцу обеспечивают  $p$ -тип проводимости.

Кристаллизация сегнетоэлектрического слоя на подложке с нижним электродом проводится при температуре выше 500 °С. В ходе охлаждения носители заряда захватываются многочисленными локализованными состояниями на границе раздела нижний электрод — сегнетоэлектрический слой. Этот процесс, как правило, происходит до осаждения верхнего проводящего электрода. В этом случае на границе раздела сегнетоэлектрический слой — воздух число ловушек захвата существенно меньше, чем на нижнем интерфейсе. Поэтому подавляющая часть носителей заряда локализуется на нижнем интерфейсе структуры и заряжает его либо положительными, либо отрицательными зарядами в зависимости от типа основных носителей. При охлаждении ниже температуры Кюри заряд нижнего интерфейса поляризует приэлектродную область сегнетоэлектрической пленки, в которой образуется макроскопическая поляризация. С появлением

поляризации растет и деполяризующее поле в сегнетоэлектрике, поэтому наведенная поляризация может быть частично или полностью экранирована миграционной поляризацией (рис. 2, а). Поскольку осаждение верхнего электрода, как правило, осуществляется при относительно низких температурах (не более 200 °С), то перераспределения зарядов между интерфейсами не происходит. Самополяризованные пленки из-за наличия поля миграционной поляризации, которое часто называют внутренним полем, характеризуются смещенными по оси напряжений петлями гистерезиса и вольт-емкостными характеристиками.

Высокотемпературный отжиг (при температуре, близкой к температуре Кюри или выше) приводит к освобождению зарядов, локализованных на ловушках и их перераспределению между интерфейсами структуры в процессе охлаждения. Это ведет к появлению встречно поляризованных областей вблизи каждого из интерфейсов структуры и исчезновению самополяризации (рис. 2, б). Форма петель диэлектрического гистерезиса будет иметь симметричный вид с перетяжкой посередине, поскольку представляет собой суперпозицию двух петель, симметричных относительно центра инверсии в начале координат [22—23].

Отметим, что данная модель не объясняет концентрационную зависимость самополяризации в

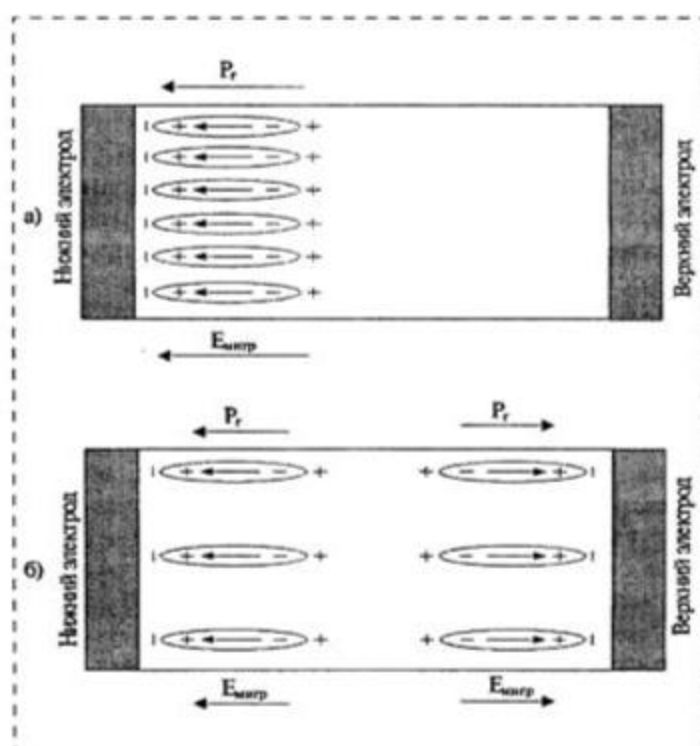


Рис. 2. Схематическое распределение поляризованного состояния ( $P_r$  — остаточная поляризация) и миграционного заряда на интерфейсах тонкопленочного сегнетоэлектрического конденсатора: а — после формирования пленки; б — после отжига и выдержки при температуре 20 °С

тонких пленках ЦТС (см. рис. 1). Для объяснения этого необходимо учесть концентрационную зависимость диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  пленок, которая растет с увеличением содержания Zr от 150 для титаната свинца до 700 для составов, прилегающих к морфотропной фазовой границе, а затем падает. Действительно, с ростом  $\epsilon$  поляризующее поле зарядов на нижнем интерфейсе уменьшается, что ведет к ухудшению условий для возникновения самополяризованного состояния. Однако учет этого фактора не позволяет объяснить резкого падения самополяризации в области МФГ в ромбоэдрической фазе.

В этой связи помимо электрического вклада необходимо учитывать и механический вклад в самополяризацию. Самополяризованное состояние в сегнетоэлектрической пленке может быть связано, по крайней мере, с двумя типами механических воздействий. Одно из них вызывается рассогласованием параметров кристаллических решеток нижнего электрода и подложки с сегнетоэлектрической пленкой, другое — различными коэффициентами линейного расширения подложки и сегнетоэлектрического слоя. В нашей модели мы будем исходить из того, что поликристаллическая пленка ЦТС характеризуется столбчатой структурой с поперечным размером зерна не более 100 нм. В этом случае рассогласование решеток можно пренебречь [6, 19].

Так как кристаллизация пленки происходит при достаточно высоких температурах, то после охлаждения она подвергается механическому сжатию или растяжению в зависимости от соотношения коэффициентов линейного расширения пленки и подложки. Поскольку пленка ЦТС является сегнетоэластиком, механические напряжения в ней могут переориентировать поляризацию. Рассмотрим механическую систему подложка — сегнетоэлектрическая пленка (рис. 3). В тетрагональных (100)-текстурированных пленках ЦТС (см. рис. 1) переключение поляризации может происходить при переходе от растягивающих сил к сжимающим (рис. 3, а). При этом самополяризация может изменяться от нуля до значения, достигающего своего максимума. Напротив, в ромбоэдрических пленках ЦТС механические напряжения не приводят к переориентации поляризации (рис. 3, б). Иная ситуация складывается в (111)-ориентированных пленках. В пленках тетрагональной модификации механические напряжения не приводят к переключению поляризации (рис. 3, в). С ростом содержания Zr и переходом в ромбоэдрическую фазу механические растяжения переориентируют поляризацию по направлению, близкому к плоскости подложки (рис. 3, г).

Все диаграммы, приведенные на рис. 3, могут быть реализованы на практике в пленках ЦТС. Во-

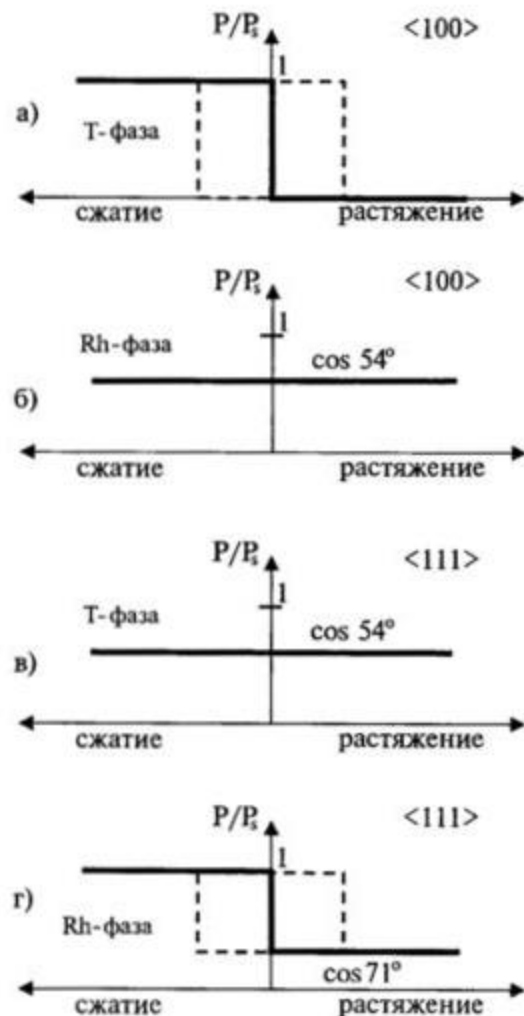


Рис. 3. Диаграмма изменения поляризации под действием сил сжатия и растяжения для (100)-ориентированных (а, б) и (111)-ориентированных (в, г) сегнетоэлектрических пленок ЦТС, составы которых соответствуют тетрагональной (а, в) и ромбоэдрической (б, г) фазам ( $P_s$  — спонтанная поляризация)

первых, это связано с тем, что пленки титаната свинца имеют отрицательный коэффициент линейного расширения вплоть до температуры фазового перехода при 490 °C, а с ростом содержания Zr коэффициент линейного расширения твердых растворов становится положительным и может достигать величин  $(5-10) \cdot 10^{-6}$  и более [24]. Во-вторых, коэффициент линейного расширения используемых подложек изменяется в широких пределах — от  $\alpha_1 = 0,5 \cdot 10^{-6}$  (плавленый кварц) до  $\alpha_1 = 13 \cdot 10^{-6}$  (оксид магния).

Для наиболее широко используемых кремниевых подложек ( $\alpha_1 = 2,8 \cdot 10^{-6}$ ) может быть построена качественная зависимость изменения механического напряжения в пленках ЦТС, изображенная на рис. 4 (температурные зависимости ко-



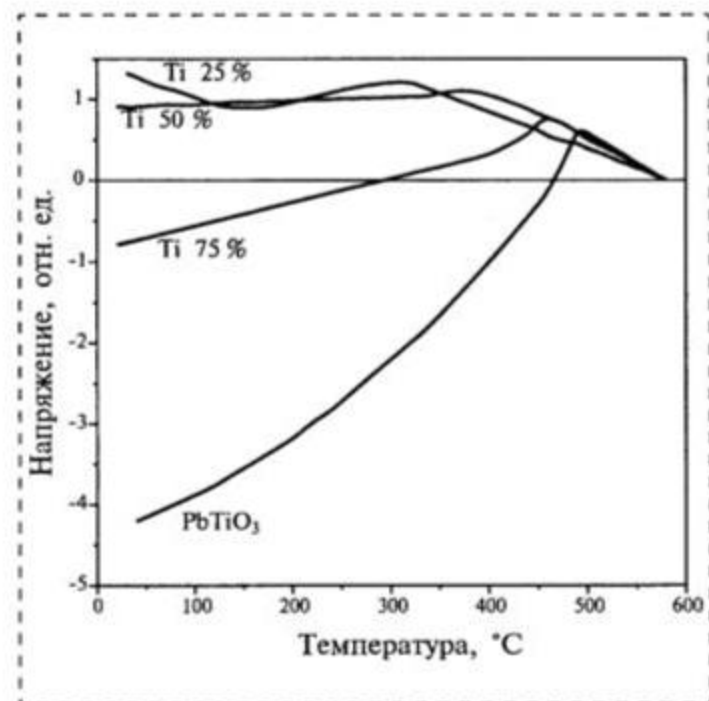


Рис. 4. Расчетные температурные зависимости изменения механических напряжений в пленках  $\text{PbZr}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$  с разным соотношением  $\text{Zr}/(\text{Zr} + \text{Ti})$  (отрицательные значения напряжений соответствуют сжатию пленок)

эффициентов линейного расширения твердых растворов ЦТС взяты из [24]). Видно, что механическое сжатие для пленок, близких к титанату свинца, с ростом содержания Zr заменяется растяжением. Качественно эта зависимость, а также диаграммы, представленные для  $\langle 111 \rangle$ -ориентированных пленок ЦТС (см. рис. 3, в, г), объясняют скачок самополяризации при изменении соотношения  $\text{Zr}/\text{Ti}$ . Действительно, пленки ЦТС составов вблизи МФГ испытывают растягивающие напряжения, что приводит к скачку самополяризации в соответствии с диаграммой, изображенной на рис. 3, г.

Таким образом, возникновение самополяризации в тонких сегнетоэлектрических пленках связано с поляризующим электрическим полем, вызванным неоднородным распределением зарядов на интерфейсах сегнетоэлектрического конденсатора. Роль механических напряжений сводится (при определенных условиях) к переориентации поляризации, т. е. к скачкообразному увеличению или уменьшению самополяризации.

Диаграммы, представленные на рис. 3, позволяют сделать некоторые выводы о возможности практического использования самополяризованных пленок ЦТС.

- Для ИК приемников наиболее эффективными представляются  $\langle 100 \rangle$ -ориентированные самополяризованные пленки ЦТС составов, примыкающих к титанату свинца.  $\langle 111 \rangle$ -ориентирован-

ные пленки ЦТС, богатые цирконием, также могут составить конкуренцию, но только в том случае, если пленки осаждаются на подложки с высоким коэффициентом линейного расширения.

- Для микромеханических устройств, использующих пьезоэлектрические свойства сегнетоэлектрических пленок, оптимальные составы пленок ЦТС следует искать среди  $\langle 100 \rangle$ -ориентированных тетрагональных или среди  $\langle 111 \rangle$ -ориентированных ромбоэдрических пленок, примыкающих к МФГ. С одной стороны, приближение составов к МФГ ведет к росту пьезоэлектрических коэффициентов, но, с другой стороны, — снижает поляризованный объем пленки. Поэтому выбор конкретного состава пленок будет являться результатом учета обоих факторов.

#### Список литературы

1. Polla D. L. Microelectromechanical systems based ferroelectric thin films // *Microelectronic Engineering*. 1995. V. 29. P. 51–58.
2. Whatmore R. W. Ferroelectrics, microsystems and nanotechnology // *Ferroelectrics*. 1999. V. 225. P. 179–192.
3. Дятлов В. Л., Косцов Э. Г. Высокоэнергетические микродвигатели на основе тонких сегнетоэлектрических пленок // *Микросистемная техника*. 1999. № 1. С. 22–31.
4. Gerlach G., Suchanek G., Kohler R. et al. Properties of sputter and sol-gel deposited PZT thin films for sensor and actuator applications: preparation, stress and space charge distribution, self poling // *Ferroelectrics*. 1999. V. 230. P. 109–114.
5. Foster N. F. The deposition and piezoelectric characteristics of sputtered lithium niobate films // *J. Appl. Phys.* 1969. V. 40. P. 420–423.
6. Bruchhaus R., Pitzer P., Schreiter M., Wersing W. Optimized PZT thin films for pyroelectric IR detector arrays // *Journal of Electroceramics*. 1999. V. 3. N 2. P. 151–162.
7. Schreiter M., Bruchhaus R., Pitzer D., Wersing W. Sputtering of self-polarized PZT films for IR-detector arrays // *Proceedings of the Eleventh IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectrics (ISAF XI'98)*, Montreux, Switzerland, August 24–27. 1998. P. 181–185.
8. Pike G. E., Warren W. L., Dimos D., et al. Voltage offsets in  $(\text{Pb}, \text{La})(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$  thin films // *Appl. Phys. Lett.* 1995. V. 66. N 4. P. 484–486.
9. Dimos D., Warren W. L., Sinclair M. B., et al. Photoinduced hysteresis changes in optical storage in  $(\text{Pb}, \text{La})(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$  thin films and ceramics // *J. Appl. Phys.* 1994. V. 76. N 7. P. 4305–4315.
10. Lee J., Ramesh R. Imprint of  $(\text{Pb}, \text{La})(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$  thin films with various crystalline qualities // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 68. N 4. P. 484–486.
11. Okamura S., Miyata S., Mizutani Y., et al. Conspicuous voltage shift of D-E hysteresis loop and asymmetric depolarization in Pb-based ferroelectric thin films // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1999. V. 38. Part I. N 9B. P. 5364–5367.
12. Lee E. G., Park J. S., Lee J. K., Lee J. G. // *Thin Solid Films*. 1997. V. 310. P. 327.
13. Maiwa H., Ishinose N., Okazaki K. Fatigue and refreshment of  $(\text{Pb}, \text{La})\text{TiO}_3$  thin films by multiple cathode sputtering // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1994. V. 33. Part I. N 9B. P. 5240–5243.
14. Kholkin A. L., Brooks K. G., Taylor D. V., et al. Self-polarization effect in  $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$  thin films // *Integrated Ferroelectrics*. 1998. V. 22. P. 525–533.

15. Kobune M., Ishito H., Mineshige A., et al. Relationship between pyroelectric properties and electrode sized in (Pb, La)(Zr, Ti)O<sub>3</sub> (PLZT) thin films // Jpn. J. Appl. Phys. 1998. V. 37. Part I. N 9B. P. 5154–5157.
16. Abe K., Komatsu S., Yanase N. et al. Asymmetric ferroelectricity and anomalous current conduction in heteroepitaxial BaTiO<sub>3</sub> thin films // Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 36. Part I. N 9B. P. 5846–5853.
17. Abe K., Komatsu S., Yanase N., et al. Modification of ferroelectrics in heteroepitaxial (Ba, Sr)TiO<sub>3</sub> films for non-volatile memory applications // Integrated Ferroelectrics. 1998. V. 21. P. 197–206.
18. Sviridov E., Sem I., Alyoshin V., et al. Ferroelectric film self-polarization // Mater. Res. Soc. Symp. Proc. 1995. V. 361. P. 141–146.
19. Spierings G. A. C. M., Dormans G. J. M., Moors W. G. J., et al. Stresses in Pt/Pb(Zr, Ti)O<sub>3</sub>/Pt thin-film stacks for integrated ferroelectric capacitors // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. P. 926.

20. Afanasjev V. P., Petrov A. A., Pronin I. P., et al. Polarization and self-polarization in PZT thin films // J. Phys.: Condensed Matter. 2001. V. 13. N 39. P. 8755–8763.
21. Пронин И. П., Каптелов Е. Ю., Тараканов Е. А. и др. Самополяризация и миграционная поляризация в тонких пленках цирконата-титаната свинца // ФТТ. 2002. Т. 44. № 4. С. 739–744.
22. Пронин И. П., Каптелов Е. Ю., Тараканов Е. А. и др. Влияние отжига на самополяризованное состояние в тонких сегнетоэлектрических пленках // ФТТ. 2002. Т. 44. № 9. С. 1659–1664.
23. Окадзаки К. Технология керамических диэлектриков. М.: Энергия. 1976. 336 с.
24. Shirane B. G., Suzuki K., Takeda A. // J. of Phys. Soc. of Japan. 1952. V. 7. N 1. P. 12.

УДК 621.315.592

А. А. Корнилович, канд. техн. наук, проф.,  
Новосибирский государственный технический  
университет  
E-mail: physics@ref.nstu.ru

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТРАНСПОРТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ И ДВУМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СИСТЕМ НЕРАЗРУШАЮЩИМИ МЕТОДАМИ

*Рассматриваются бесконтактные методы определения транспортных параметров двумерных (2D) систем типа GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и тонких пленок типа Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te, основанные на эффектах Шубникова — де Гааза и циклотронного резонанса. Из относительных измерений производных коэффициента отражения СВЧ-волны в зависимости от магнитного поля определены концентрация, подвижность, время релаксации импульса свободных электронов и холловское сопротивление с погрешностью ~0,5–1 %. Предложен бесконтактный тест исследуемых систем на двумерность.*

### Введение

Для бесконтактной диагностики транспортных параметров электронного газа в объемных полупроводниках, пленках, низкоразмерных системах, таких как GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и сверхрешетках наиболее приемлемыми являются оптические и СВЧ методы зондирования структур, характеризующиеся малым числом измеряемых величин, высокой чувствительностью и точностью.

Нами разработаны оптический [1] и СВЧ [2] способы и созданы устройства [3, 4] для определения транспортных параметров объемных (3D) и двумерных (2D) полупроводниковых структур. Устройства

позволяют измерять производные коэффициентов отражения  $\partial R/\partial B$  и  $\partial^2 R/\partial B^2$  в зависимости от значения постоянного магнитного поля и определять концентрацию и подвижность носителей заряда в 3D- и 2D-полупроводниках при гелиевых и азотных температурах.

В данной работе концентрация носителей заряда  $n_s$  и холловское сопротивление  $\rho_{12}$  в 2D-слоях гетероструктур определялись по измеренному периоду СВЧ осцилляции Шубникова — де Гааза (ШдГ). Подвижность  $\mu$  и время релаксации  $\tau$  носителей заряда определены по измеренным значениям индукции магнитного поля  $B_1$  и  $B_2$ , соответствующим максимумам первой и второй производных коэффициентов отражения СВЧ-волны частотой  $\omega$  в области циклотронного резонанса при  $\mu B > \omega \tau \geq 1$ .

При наблюдении осцилляции ШдГ бесконтактным методом в инфракрасной и СВЧ областях спектра затруднительно регистрировать абсолютные значения амплитуд осцилляций ШдГ. Однако, регистрируя значения индукции магнитного поля  $B_N$ , соответствующие максимальным значениям мощности волны, отраженной от образца, можно извлекать информацию о свойствах вырожденного газа носителей заряда исследуемого полупроводника.

### Условия эффективного наблюдения осцилляции ШдГ

Энергия орбитального движения свободных электронов в вырожденном полупроводнике в условиях гелиевых температур и сильного квантующего магнитного поля изменяется дискретно и плотность электронных состояний  $g(E)$  имеет осциллирующий характер с максимумами вблизи уровней Ландау  $E_N$ . При возрастании магнитного поля  $B$  энергетические интервалы  $\hbar\omega_c$  между уровнями



15. Kobune M., Ishito H., Mineshige A., et al. Relationship between pyroelectric properties and electrode sized in (Pb, La)(Zr, Ti)O<sub>3</sub> (PLZT) thin films // Jpn. J. Appl. Phys. 1998. V. 37. Part 1. N 9B. P. 5154–5157.
16. Abe K., Komatsu S., Yanase N., et al. Asymmetric ferroelectricity and anomalous current conduction in heteroepitaxial BaTiO<sub>3</sub> thin films // Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 36. Part 1. N 9B. P. 5846–5853.
17. Abe K., Komatsu S., Yanase N., et al. Modification of ferroelectrics in heteroepitaxial (Ba, Sr)TiO<sub>3</sub> films for non-volatile memory applications // Integrated Ferroelectrics. 1998. V. 21. P. 197–206.
18. Sviridov E., Sem I., Alyoshin V., et al. Ferroelectric film self-polarization // Mater. Res. Soc. Symp. Proc. 1995. V. 361. P. 141–146.
19. Spierings G. A. C. M., Dormans G. J. M., Moors W. G. J., et al. Stresses in Pt/Pb(Zr, Ti)O<sub>3</sub>/Pt thin-film stacks for integrated ferroelectric capacitors // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. P. 926.

20. Afanasjev V. P., Petrov A. A., Pronin I. P., et al. Polarization and self-polarization in PZT thin films // J. Phys.: Condensed Matter. 2001. V. 13. N 39. P. 8755–8763.
21. Пронин И. П., Каптелов Е. Ю., Тараканов Е. А. и др. Самополяризация и миграционная поляризация в тонких пленках цирконата-титаната свинца // ФТТ. 2002. Т. 44. № 4. С. 739–744.
22. Пронин И. П., Каптелов Е. Ю., Тараканов Е. А. и др. Влияние отжига на самополяризованное состояние в тонких сегнетоэлектрических пленках // ФТТ. 2002. Т. 44. № 9. С. 1659–1664.
23. Окадзаки К. Технология керамических диэлектриков. М.: Энергия. 1976. 336 с.
24. Shirane B. G., Suzuki K., Takeda A. // J. of Phys. Soc. of Japan. 1952. V. 7. N 1. P. 12.

УДК 621.315.592

А. А. Корнилович, канд. техн. наук, проф.,  
Новосибирский государственный технический  
университет  
E-mail: physics@ref.nstu.ru

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТРАНСПОРТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ И ДВУМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СИСТЕМ НЕРАЗРУШАЮЩИМИ МЕТОДАМИ

*Рассматриваются бесконтактные методы определения транспортных параметров двумерных (2D) систем типа GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и тонких пленок типа Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te, основанные на эффектах Шубникова — де Гааза и циклотронного резонанса. Из относительных измерений производных коэффициента отражения СВЧ-волны в зависимости от магнитного поля определены концентрация, подвижность, время релаксации импульса свободных электронов и холловское сопротивление с погрешностью ~0,5–1 %. Предложен бесконтактный тест исследуемых систем на двумерность.*

### Введение

Для бесконтактной диагностики транспортных параметров электронного газа в объемных полупроводниках, пленках, низкоразмерных системах, таких как GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и сверхрешетках наиболее приемлемыми являются оптические и СВЧ методы зондирования структур, характеризующиеся малым числом измеряемых величин, высокой чувствительностью и точностью.

Нами разработаны оптический [1] и СВЧ [2] способы и созданы устройства [3, 4] для определения транспортных параметров объемных (3D) и двумерных (2D) полупроводниковых структур. Устройства

позволяют измерять производные коэффициентов отражения  $\partial R/\partial B$  и  $\partial^2 R/\partial B^2$  в зависимости от значения постоянного магнитного поля и определять концентрацию и подвижность носителей заряда в 3D- и 2D-полупроводниках при гелиевых и азотных температурах.

В данной работе концентрация носителей заряда  $n_s$  и холловское сопротивление  $\rho_{12}$  в 2D-слоях гетероструктур определялись по измеренному периоду СВЧ-осцилляции Шубникова — де Гааза (ШдГ). Подвижность  $\mu$  и время релаксации  $\tau$  носителей заряда определены по измеренным значениям индукции магнитного поля  $B_1$  и  $B_2$ , соответствующим максимумам первой и второй производных коэффициентов отражения СВЧ-волны частотой  $\omega$  в области циклотронного резонанса при  $\mu B > \omega \tau \geq 1$ .

При наблюдении осцилляции ШдГ бесконтактным методом в инфракрасной и СВЧ областях спектра затруднительно регистрировать абсолютные значения амплитуд осцилляций ШдГ. Однако, регистрируя значения индукции магнитного поля  $B_N$ , соответствующие максимальным значениям мощности волны, отраженной от образца, можно извлекать информацию о свойствах вырожденного газа носителей заряда исследуемого полупроводника.

### Условия эффективного наблюдения осцилляций ШдГ

Энергия орбитального движения свободных электронов в вырожденном полупроводнике в условиях гелиевых температур и сильного квантующего магнитного поля изменяется дискретно и плотность электронных состояний  $g(E)$  имеет осциллирующий характер с максимумами вблизи уровней Ландау  $E_N$ . При возрастании магнитного поля  $B$  энергетические интервалы  $\hbar\omega_c$  между уровнями

Ландау возрастают и, когда уровень Ландау пересекает уровень Ферми  $E_F$ , электроны с уровня Ферми интенсивно переходят без изменения энергии на свободные состояния уровней  $E_N$ ,  $E_{N-1}$ ,  $E_{N-2}$ , ... Это вызывает резонансное изменение высокочастотной проводимости  $\sigma_{11}$ , возбуждаемой в полупроводнике зондирующим излучением. Поскольку в первом приближении можно считать, что коэффициенты поглощения и отражения линейно зависят от действительной части высокочастотной проводимости, наблюдаются резонансные изменения мощности волны, отраженной от образца (осцилляции Шубникова — де Гааза). В отличие от статического эффекта ШдГ в высокочастотной проводимости участвуют все электроны, имеющие энергию меньше энергии Ферми  $E_F$ . Этим обусловлено значительное повышение чувствительности бесконтактных методов [1, 2]. Упругое рассеяние электронов при  $E_N = E_F$  происходит эффективно при выполнении следующих условий:

$$E_F > \hbar\omega_c \gg k_0 T, \quad \omega_c \tau = \mu B = \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{11}} \gg 1, \quad (1)$$

где  $\omega_c$  — циклотронная частота;  $\tau$  и  $\mu$  — время релаксации импульса и подвижность электронов;  $\sigma_{11}$  и  $\sigma_{12}$  — продольная (диссипативная) и поперечная (холловская) компоненты тензора проводимости. Вероятность переходов электронов на уровни Ландау возрастает, когда энергия падающих фотонов близка к ширине запрещенной зоны. Тогда благодаря множителю резонансного усиления, который для носителей с малой массой равен  $(1 - \hbar^2\omega^2/E_g^2)^{-1}$ , амплитуда осцилляций  $R$  резонансно возрастает. Этим обусловлено дополнительное увеличение чувствительности оптического метода наблюдения осцилляции ШдГ. Осцилляции  $R$  эффективны и в области циклотронного резонанса.

Энергетический спектр двумерного слоя GaAs в системе GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As при  $B = 0$  остается непрерывным в плоскости ( $x, y$ ), а в поперечном движении — дискретным в результате квантового размерного эффекта. В треугольной потенциальной яме, образующейся в чистом GaAs, возникает слой 2D-носителей заряда  $n$ -типа проводимости. Двумерный слой толщиной ~10,0 нм является вырожденным, отделенным с обеих сторон слаболегированными слоями AlGaAs и GaAs. Следует заметить, что при исследовании транспортных свойств двумерного слоя GaAs контактными методами слаболегированные объемные слои вносят большую погрешность.

Двумерный газ в нижней подзоне сосредоточен в основном в средней части 2D-слоя и характеризуется высокой подвижностью и упругим взаимодействием носителей с поверхностью слоя.

#### Формулы для определения концентрации электронов и холловской проводимости 2D-слоя

Плотность электронных состояний

$$g(E) = \sum_i \left( \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \right), \quad (2)$$

где  $m^*$  — эффективная масса носителей заряда;  $\hbar$  — постоянная Планка.

Скачок плотности состояний происходит всякий раз, когда энергия  $E$  совпадает с дном очередной подзоны  $E_i$ . Концентрация двумерных носителей заряда в 2D-слое определяется суммой концентраций  $n_i$  в каждой подзоне с энергией носителей  $E < E_F$ . При заполнении лишь нижней подзоны концентрация электронов

$$n = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} (E_F - E_0). \quad (3)$$

Когда на двумерную систему действует квантующее магнитное поле  $B_z$ , свободное движение носителей становится квантованным по уровням Ландау. В магнитном поле  $B$ , перпендикулярном поверхности 2D-слоя (в случае геометрии Фарадея), энергетический спектр вырожденного 2D-газа носителей в каждой электронной подзоне дискретен. Тогда дискретный энергетический спектр с учетом квантования по уровням Ландау имеет вид

$$E = E_0 + \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c. \quad (4)$$

Рассеяние носителей на примесях вызывает дополнительное уширение уровней Ландау  $\Gamma$ , кроме температурного их размытия  $kT$ . Уширение уровней Ландау

$$\Gamma = \frac{\hbar\omega_c}{(\mu B)^{1/2}}. \quad (5)$$

Из условия  $E_F - E_0 = E_N$  следует выражение для определения концентрации носителей в 2D-слое

$$n = \frac{e}{\pi \hbar} \left[ \frac{(B_{N+1}^{-1} - B_N^{-1})}{l} \right]^{-1}. \quad (6)$$

В случае заполнения электронами двух подзон, образованных квантоворазмерными уровнями  $E_0$  и  $E_1$ , осцилляции ШдГ содержат кроме двух частот



(т. е. двух периодов  $\Delta(B^{-1})$ ) комбинации этих частот. Для нахождения частот (периодов  $\Delta(B^{-1})$ ) необходимо проводить Фурье-анализ осцилляций ШдГ. Периоды  $\Delta(B^{-1})$  определяются по положению пиков кривой спектральной плотности.

Холловская проводимость в поперечном квантовом магнитном поле определяется концентрацией свободных носителей заряда  $n$  и значением индукции магнитного поля

$$\sigma_{12} = en/B_N + (\mu B)^{-1/2} \sigma_{11}. \quad (7)$$

При  $\sigma_{12} \gg \sigma_{11}$  и  $\mu B \gg 1$

$$\sigma_{12} \approx en/B_N = e^2 N / p \hbar, \quad (8)$$

где коэффициент  $p = 1$  или  $2$ . В сильных магнитных полях для GaAs при  $B > 4$  Тл  $p = 2$  и проявляется квантовый эффект Холла.

Холловское сопротивление

$$\rho_{12} = 1/\sigma_{12} \approx B_N/en. \quad (9)$$

## Методика эксперимента

Бесконтактный метод [2] определения транспортных параметров 2D-слоев основан на наблюдении эффекта ШдГ на СВЧ и обладает повышенной чувствительностью по сравнению с оптическим методом [1]. СВЧ-установка для бесконтактного определения концентрации носителей заряда в полупроводниковых структурах по эффекту ШдГ описана в [4].

В разработанном СВЧ-методе [2] период СВЧ-волны меньше времени релаксации энергии электрона  $\tau$  и одного порядка с периодом орбитального движения электрона. При  $B = 0,1$  Тл частота СВЧ-волны генератора Ганна  $\nu = 37,8$  ГГц приблизительно равна циклотронной частоте  $\nu_c = 38$  ГГц для GaAs.

Для повышения чувствительности СВЧ-метода наблюдения осцилляций ШдГ выбиралась геометрия Фарадея, когда направление распространения СВЧ-волны параллельно направлению магнитного поля  $\vec{B}$ . В поле СВЧ-волны высокочастотный ток носителей имеет компоненту, изменяющуюся в фазе с электрическим полем волны. Именно синфазная компонента дает вклад в электропроводность. При этом электроны поглощают энергию волны, поляризованной по левому кругу. В то время как направление орбитального движения электронов противоположно, т. е. является правовращающим относительно направления магнитного поля. Квантование движения электронов эффективно, когда образец повернут активным слоем 2D-носителей к фронту падающей СВЧ-волны.

Увеличение чувствительности СВЧ-метода в первую очередь обусловлено увеличением периода

зондирующего СВЧ-излучения по сравнению с периодом инфракрасного излучения в оптическом методе [1], поскольку именно в пределах одного периода орбитального движения электрона происходит эффективное взаимодействие СВЧ-волны с электроном. Отношение сигнал/шум в СВЧ-методе превосходит в  $10^4$  раз чувствительность оптического метода.

Установка [4] позволяет регистрировать осцилляции мощности отраженной от образца СВЧ-волны, обусловленные эффектом ШдГ, и определять транспортные параметры носителей заряда как в низкоразмерных системах, так и в массивных образцах, содержащих вырожденный электронный газ, с погрешностью  $\sim 0,5\%$ . СВЧ-метод наблюдения осцилляций ШдГ обладает рядом преимуществ по сравнению с контактным методом исследования эффекта ШдГ в магнитосопротивлении. Эти преимущества относятся в первую очередь к ранней диагностике параметров электронного газа по форме линий осцилляции ШдГ при комплексном исследовании оптических и кинетических эффектов в 2D-системах, исключающем разрушение образцов.

## Результаты исследования эффекта ШдГ

На рис. 1 представлена зависимость  $dR/dB$  от  $B$  для трех образцов GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , содержащих двумерный вырожденный электронный газ. По графикам рис. 2 зависимости положений максимумов осцилляций  $B_N^{-1}$  от номера осцилляции опре-

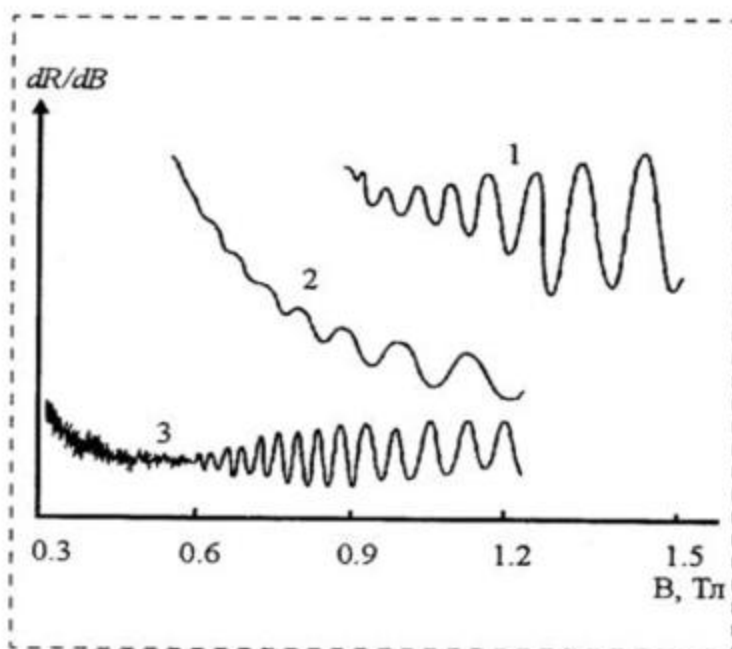


Рис. 1. Магнитопольная зависимость производной коэффициента отражения  $dR/dB$  для трех образцов GaAs/AlGaAs

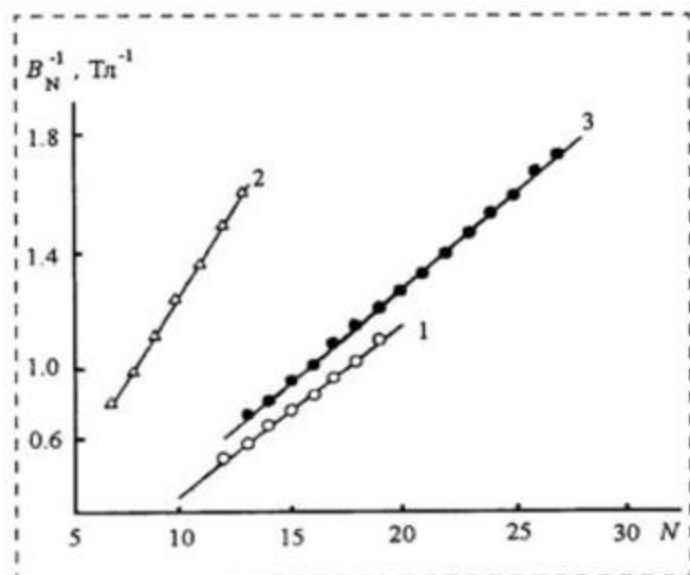


Рис. 2. Зависимость положения максимумов осцилляций  $B_N^{-1}$  от номера осцилляции  $N$  для образцов 1, 2, 3  $\text{CaAs}/\text{AlGaAs}$

делялись периоды осцилляций  $\Delta(B_N^{-1}) = (B_{N+1}^{-1} - B_N^{-1})/l$ . По формуле (6) вычислялась концентрация свободных электронов. Для образца 1 концентрация  $n_1 = (7,72 \pm 0,05) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , для образца 2  $n_2 = (4,03 \pm 0,07) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , для образца 3  $n_3 = (8,45 \pm 0,02) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Значения концентраций электронов совпадают с погрешностью  $\sim 5\%$  с значениями  $n$ , полученными холловскими измерениями. Из рис. 2 видно, что периоды осцилляций ШдГ строго постоянны. В этих случаях заполняется электронами нулевая подзона, образованная квантоворазмерным уровнем  $E_0$ . Следовательно, нет необходимости проводить Фурье-анализ осцилляций ШдГ.

В исследованных образцах существенно влияние примесей и неоднородностей 2D-слоя. В результате рассеяния на примесях, неоднородностях, а также теплового рассеяния носителей происходит уширение уровней Ландау и максимумы осцилляций ШдГ не являются острыми.

Осцилляции ШдГ периодичны по обратному магнитному полю  $B^{-1}$  для образцов полупроводника, содержащих как объемный, так и двумерный вырожденный электронный газ. Чтобы отличить эти два случая, необходимо проводить измерения, поворачивая исследуемый образец, тем самым, изменяя угол наклона магнитного поля  $B$  к поверхности образца. В случае объемных образцов осцилляции не зависят от угла поворота образца. В случае двумерного слоя на электронный газ действует только нормальная к двумерному слою компонен-

та магнитного поля  $B_n$ . Поэтому при повороте образца период осцилляций изменяется и, когда  $B_n = 0$ , осцилляции исчезают. Следовательно, поведение осцилляций при отклонении магнитного поля  $\vec{B}$  от нормали к плоскости слоя является одним из ключевых бесконтактных тестов на двумерность исследуемых структур (гетеропереходов, содержащих 2D-слой; квантовых ям, образованных двумя гетеропереходами или сверхрешетками). В отличие от известных контактных методов СВЧ-метод является неразрушающим методом и не требует абсолютных измерений, которые трудно выполнять при гелиевых температурах.

Метод позволяет определять концентрацию носителей заряда и холловскую проводимость в низкоразмерных системах, содержащих вырожденный двумерный газ носителей заряда, локализованный в слое толщиной  $\sim 10,0 \text{ нм}$  с точностью  $\sim 0,5\%$ .

#### Метод определения подвижности и времени релаксации импульса носителей заряда

Рассмотрим взаимодействие СВЧ-волны типа  $H_{10}$  с образцом, помещенным в центральной части волновода в постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси волновода. Образец повернут активным слоем к фронту падающей волны. Линейно поляризованную волну в случае геометрии Фарадея можно рассматривать как суперпозицию двух волн круговой поляризации [6]. При этом высокочастотная проводимость, возбужденная СВЧ-волной в образце, без учета распределения носителей по энергиям может быть представлена приближенным выражением

$$\sigma(\omega, B) = \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} = \frac{n_s e \mu}{2} \left[ \frac{1}{(\mu B + \omega \tau)^2 + 1} + \frac{1}{(\mu B - \omega \tau)^2 + 1} \right], \quad (10)$$

где  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$  — компоненты эффективной проводимости, возбуждаемые волнами правой и левой круговой поляризации соответственно. При  $\mu B > \omega \tau \gg 1$  в области циклотронного резонанса  $\sigma_- \gg \sigma_+$  и поглощение СВЧ мощности, в основном, обусловлено проводимостью  $\sigma_-$ . Увеличение проводимости  $\sigma$ , обусловленное возрастанием поглощенной носителями СВЧ-мощности, вызывает уменьшение коэффициента отражения  $R$ . Изменение  $R$  можно представить линейной зависимостью от  $\sigma$  [6]

$$\Delta R(\omega, B) = \left( \frac{\partial R}{\partial \sigma} \right)_{B=0} \Delta \sigma(\omega, B). \quad (11)$$



Производные  $\partial R/\partial \sigma$  и  $\partial R/\partial B$  имеют противоположные знаки.

Производные  $\partial R/\partial B$  и  $\partial \sigma/\partial B$  в области циклотронного резонанса достигают экстремальных значений при

$$\mu B_1 - \omega \tau = 1/\sqrt{3}. \quad (12)$$

Вторые производные  $\partial^2 R/\partial B^2$  и  $\partial^2 \sigma/\partial B^2$  максимальны при

$$\mu B_2 - \omega \tau = 1. \quad (13)$$

Производная  $\partial R/\partial B = 0$  при циклотронном резонансе.

Тогда

$$\mu B_0 = \omega_C \tau = \omega \tau, \quad (14)$$

где  $\omega_C = eB_0/m^*$  — циклотронная частота;  $m^*$  — эффективная масса носителей заряда.

Подвижность и время релаксации импульса носителей определяются выражениями

$$\mu = 1/\sqrt{3} (B_1 - B_0); \quad (15)$$

$$\tau = 1/\omega \sqrt{3} \left( \frac{B_1}{B_0} - 1 \right). \quad (16)$$

При известной эффективной массе носителей

$$\mu = 1/\sqrt{3} \left( B_1 - \frac{m^*}{e} \omega \right); \quad (17)$$

$$\tau = 1/\sqrt{3} \left( \frac{eB_1}{m^*} - \omega \right). \quad (18)$$

Из (13) и (14)

$$\mu = (B_2 - B_0)^{-1} = \left( B_2 - \frac{m^*}{e} \omega \right)^{-1}. \quad (19)$$

Из (15) и (19)

$$\mu = \frac{e}{m^*} \tau = \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{3}} \right) (B_2 - B_1)^{-1}. \quad (20)$$

В работе [7] приведено описание установки для измерения производных коэффициента отражения при температуре 77 К.

В разработанных устройствах [4, 7] применяется усовершенствованная методика двойного дифференцирования по магнитному полю с селективным усилением, синхронным детектированием и автоматической регистрацией самописцем измеряемо-

го сигнала. Амплитуда сигнала второй гармоники пропорциональна квадрату амплитуды модуляции. Это позволило при малых амплитудах модуляции магнитного поля значительно повысить чувствительность метода регистрации сигнала по второй гармонике. Индуктивность магнитного поля  $B$  измерялась датчиком Холла, откалиброванным по датчику ядерного магнитного резонанса. Погрешность определения  $B$  составляла менее 0,1 %. Эксперимент проводился на частоте падающей на образец СВЧ-волны  $\nu = 36,4$  ГГц. Толщина исследуемого образца была много меньше глубины скин-слоя.

На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости производных коэффициента отражения  $\partial R/\partial B$  и  $\partial^2 R/\partial B^2$  от магнитного поля, приведенные в работе [7] для 2D-слоя GaAs, гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с концентрацией электронов  $n_s = 2,5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> при  $T = 80$  К и  $\nu = 36,4$  ГГц.

Из анализа кривых рис. 3 получены значения магнитного поля  $B_0 = 0,091$  Тл,  $B_1 = 0,21$  Тл и  $B_2 = 0,30$  Тл. Подвижности электронов, определенные по (15) и (20) соответственно, составляют  $\mu_1 = 4,8$  м<sup>2</sup>/В·с и  $\mu_2 = 4,7$  м<sup>2</sup>/В·с. Эксперимен-

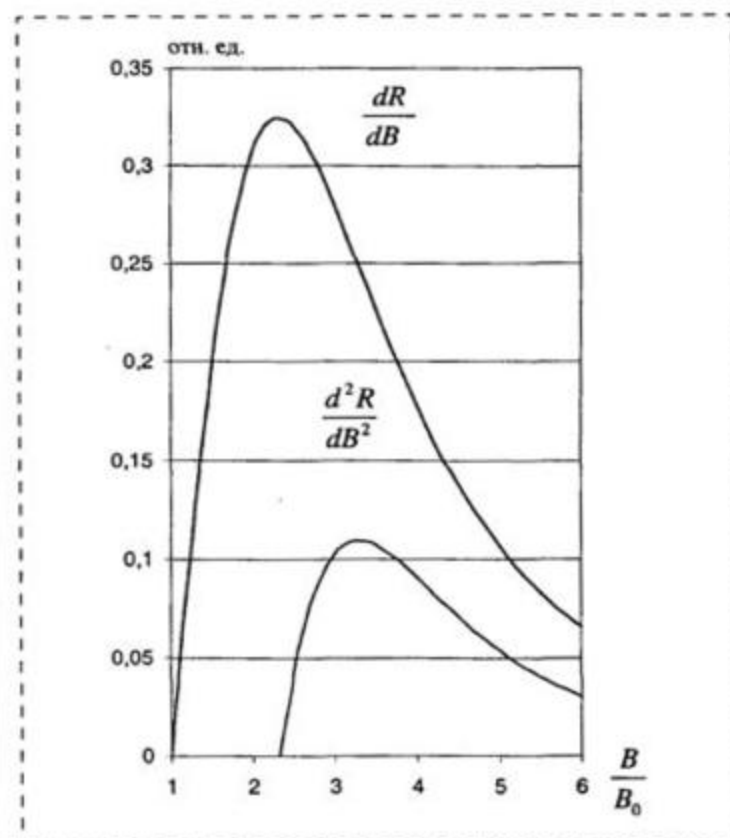


Рис. 3. Экспериментальные зависимости производных коэффициента отражения  $\partial R/\partial B$  и  $\partial^2 R/\partial B^2$  от магнитного поля для 2D-слоя GaAs гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с концентрацией электронов  $n_s = 2,5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> при  $T = 80$  К и  $\nu = 36,4$  ГГц

тальные результаты согласуются с паспортным значением  $\mu_n = 4,8 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  для структуры, из которой был изготовлен образец. Время релаксации импульса электронов, определенное по формулам (16) и (20), составило  $\tau = 1,9 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ .

Авторы [8] исследовали зависимость коэффициента отражения от магнитного поля для эпитаксиальных пленок  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при  $T = 77 \text{ К}$  и  $\nu = 36,4 \text{ ГГц}$ . Для объемного образца было получено  $B_1 = 0,13 \text{ Тл}$ . Принимая значение эффективной массы электронов, приведенное в [9],  $m^* = 0,06m_0$ , получаем  $B_0 = 0,078 \text{ Тл}$ . Подвижность электронов, определенная по формуле (17) для объемного образца, составляет  $\mu_0 = 11 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Для эпитаксиальной пленки при  $B_1 = 0,17 \text{ Тл}$  и  $B_0 = 0,078 \text{ Тл}$  подвижность, вычисленная по формуле (17),  $\mu_n = 6,3 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Время релаксации импульса электронов для объемного образца  $\tau_0 = 3,8 \cdot 10^{-12} \text{ с}$  и для эпитаксиальной пленки  $\tau_{\text{пл}} = 2,0 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ .

С увеличением  $\omega\tau$  уменьшается влияние учета производных от  $\sigma_+$  на положения максимумов производных коэффициента отражения, резонансные кривые имеют лоренцевский вид и возрастает точность определения измеряемых параметров. Увеличение  $\omega$  требует применения сильного магнитного поля, в котором могут проявляться квантовые эффекты. Уменьшая температуру от 77 до 4 К, можно увеличить  $\mu$  и  $\omega\tau$  более, чем в 2 раза [10], и проводить измерения в слабом магнитном поле. Расчетные значения магнитного поля для максимумов производных коэффициента отражения при  $\omega\tau = 2$  и  $T = 4 \text{ К}$  для гетероструктуры  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  уменьшаются и составляют  $B_1 = 0,117 \text{ Тл}$  и  $B_2 = 0,136 \text{ Тл}$ . При этом учет влияния производных от  $\sigma_+$  не вызывает изменения  $B_1$  и  $B_2$ , а погрешность определения  $\mu$  и  $\tau$  не превышает 1 %.

Разработанная методика определения подвижности и времени релаксации импульса носителей заряда применима для полупроводников одного типа проводимости с изотропной эффективной массой в области циклотронного и магнитолазменного резонансов в случаях, когда резонансная кривая имеет лоренцевский вид. Для двумерных полупроводниковых слоев применение этой методики эффективно в случае заполнения одной нулевой размерно-квантованной зоны носителями

одного знака. Для определения подвижности и времени релаксации импульса носителей нет необходимости измерять абсолютные значения коэффициента отражения. Достаточно измерить значения индуктивности магнитного поля, соответствующие максимумам производных коэффициента отражения.

Рассмотренный в работе бесконтактный метод может быть применен для неразрушающего экспресс-контроля транспортных параметров полупроводниковых структур на начальных этапах изготовления полупроводниковых приборов.

#### Список литературы

1. А. с. 1694018 СССР. Способ определения концентрации носителей заряда в вырожденных полупроводниках / А. А. Корнилов, С. А. Студеникин, Е. И. Уваров, Опубл. 22.07.91, Бюл. № 43.
2. Пат. № 2037911 РФ. Способ бесконтактного определения концентрации свободных носителей заряда в вырожденных полупроводниках / А. А. Корнилов, С. А. Студеникин, А. Ф. Будыгин, Опубл. 19.06.95, Бюл. № 17.
3. Вдовин А. В., Корнилов А. А., Скок Э. М., Уваров Е. И. Бесконтактные методы исследования нелинейного спинового резонанса и эффекта Шубникова — де Гааза в объемных полупроводниках и низкоразмерных системах // Автометрия, 2001. № 4. С. 62—75.
4. Корнилов А. А., Студеникин С. А., Будыгин А. Ф. СВЧ-установка для бесконтактного определения концентрации носителей заряда в полупроводниковых структурах по эффекту Шубникова — де Гааза // ИТЭ. 1996. № 2. С. 131—133.
5. Зеер К. Физика полупроводников: Пер. с англ. / Под ред. Ю. К. Пожель. М.: Мир, 1977.
6. Корнилов А. А. Бесконтактное определение подвижности и времени релаксации импульса носителей заряда в пленочных полупроводниковых структурах // Автометрия, 2002. Т. 38, № 5. С. 95—101.
7. Kornilovich A. A., Studenikin S. A., Baturina T. I. and Buldigin A. F. Microwave methods for contactless determination of transport parameters of semiconductor structures // Proc. APEIE-1996, Novosibirsk, 1996. V. 1. P. 43.
8. Борозовский П. А., Будыгин А. Ф., Студеникин С. А. СВЧ-методы измерения параметров эпитаксиальных пленок КРТ // Автометрия, 1996. № 4. С. 59—72.
9. Ando T., Fowler A. B., Stern F. Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. N 2. P. 437—672; Ando T., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем: Пер. с англ. / Под ред. Ю. В. Шмарцева. М.: Мир, 1985. 416 с.
10. Stormer H. L., Gossard A. C., Wiegmann W. and Baldwin K. Dependence of electron mobility in modulation-doped GaAs/AlGaAs heterojunction interfaces on electron density and Al concentration // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. P. 912—917.



## CONTENTS

Shakhrai M. V., Huth C., Quenzer J., Lisee T. *Characterization of Microelectromechanical HF-Switches* ..... 3

Microelectromechanical capacitive radiofrequency switches are considered. Design and technological process are reported. Switching characteristics and thermal behaviour are investigated. Ways to improve the measured parameters are shown. The switches are prospective for wireless telecommunication systems, in particular for mobile communications.

Kasimov F. D. *Solid-State Negatronics — A New Line of Functional Electronics* ..... 6

Many stage developments of solid-state negatronics, which have been a new line of functional electronics are described. It is shown, that the technology of simultaneous growth the local poly- and monocrystalline silicon films permit to form of sensor and negatronics circuit with frequency output at the single chip.

Vopik E. A., Vostokov N. V., Parafin A. E. *Investigation of the Edge Region of Superconducting Stripline* ..... 10

The morphology and structure of conductivity of edge of the  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (YBaCuO) strip is investigated. The AFM-modification of surface of the film, including its field evaporation is carried out. The area of edge having high resistance is allocated.

Lachinov A. N., Kornilov V. M. *Electronic Character of Surface Modification in Si-SiO<sub>2</sub> System* ..... 11

The paper presents the results of the STM investigation of the Si-SiO<sub>2</sub> system on the air. It was established that at certain conditions the tunnel current is a superposition of a number of components. Thus a "pseudorelief" instead of a true relief is observed on the STM image. The pseudorelief can be modified in the electric field. When the positive voltage is applied to the sample, the features that look like depressions are formed, in the opposite polarity "protrusions" appear. The electronic nature of the pseudorelief is suggested which is confirmed by the realization of the recording-erasing-recording cycle on the same place. The proposed mechanism of the Si surface modification is based on the insulator-oxide-semiconductor structure properties where the adsorbate layer serves as the insulator. The injected from the Si charge is captured by the traps of the adsorbate layer which influence the tunneling characteristics during further scanning. This model was checked by means of replacing of the adsorbate layer with the model insulating polymer film. In the latter case the phenomenon can be reproduced in the similar conditions. Thus, it was shown that STM could be used for recording, erasing and reading of information on the insulator-oxide-semiconductor structure.

Vasilyev L. S., Muravyov A. E., Lomayeva S. F. *The Problem of K-states and High-temperature concentration Phase Discontinuity* ..... 15

In the present paper we offer a correct thermodynamic substantiation of the existence of stable segregations in continuous phases of steels and alloys. Transmission electron, field-ion and atomic-force microscopy were used to study K-states of the Fe-Mo alloys.

Vaks V. L., Gaikovich K. P., Nozdin Yu. N., Reznik A. N. *Retrieval of Subsurface Dielectric Structure by Microwave Near-Field Measurements* ..... 18

First microwave near-field measurements of media with subsurface inhomogeneities of dielectric structure have been carried out. The results show the possibility of development of this noninvasive method of diagnostics which can be effective in various applications including, for example, defect finding and medical diagnostics. The possibility of the resolution improvement by taking into account the probe transfer function is shown.

Bilenko D. I., Plyakin M. E., Terin D. V., Khokhlova L. V. *Micro- and Nanoelectromechanical Analogues of Structures with Phase Transitions* ..... 20

The opportunity of creation of MEMS-analogues of environments with phase transitions the metal — semiconductor or metal — dielectric is established on the basis of periodic structures and structures with a composite which properties can change convertible depending on value of amplitude and (or) frequencies of the sent managing voltage or mechanical influence on managing elements, and the resonant phenomena in these structures are investigated.

Panfilov Yu. V., Samoilovich M. I., Slobodchikova I. V. *Thin Film Deposition to Artificial Opal Substrate Prospect* ..... 26

Thin film deposition for photonic lattices making is suggested. Conductance of the channels into artificial opal substrate is calculated. Results of experiments over thin film deposition to artificial opal substrate are shown.

Pronin I. P., Kaptelov E. Yu., Goltsev A. V., Afanasjev V. P. *Electromechanical Approach to Optimization of Self-Polarization Parameter of Lead Zirconate Titanate Thin Films* ..... 29

Electrical and mechanical contributions to self-polarization phenomenon in thin-film ferroelectric capacitor are discussed. The self-polarization appearance is suggested to be identified with polarized electric field caused by nonhomogeneous charge distribution at the interfaces of ferroelectric layer, whereas tensile or compressive stresses increase or decrease the self-polarization only.

Kornilovich A. A. *Determination of Transport Parameters of the Thin Films and Two-Dimensional Semiconductor Systems by Non-Destructive Methods* ..... 33

New contactless microwave methods to measure and calculate the transport parameters of semiconductor two-dimensional systems (2DS) such as GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterostructures and thin films such as Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te by using Shubnikov — de Haas and cyclotron resonance effects are presented. The relative measurements of the magnetic field dependences of the derivative of the reflection coefficient allows the carrier concentration, Hall-conductivity, carrier mobility and relaxation time of impulse to be determined an accuracy of ~0.5–1 %. The contactless test of 2D systems is proposed.

Подписку за рубежом принимают:

For foreign subscribers:

ЗАО МК-Периодика. E-mail: info@periodicals.ru;

Editor-in-Chief Ph. D. Petr P. Maltsev  
Index 79493.

Address is: 4, Stromynsky Lane, Moscow, 107076, Russia. Tel./Fax: (7 095) 269-5510.  
E-mail: it@novtex.ru