

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.  
Граденский В. Г.  
Журавлев П. В.  
Захаревич В. Г.  
Калыев 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.  
Петрунин В. Ф.  
Путилов А. В.  
Пятишев Е. Н.  
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

### ЭЛЕМЕНТЫ МСТ И МИКРОСИСТЕМЫ

Былинкин С. Ф., Вавилов В. Д., Вавилов И. В., Китаев И. В. Разработка и исследования микросистемных акселерометров. . . . . 2

### МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МСТ

Солошенко А. Н., Овчинникова Г. И., Пирогов Ю. А., Новик В. К. Релаксация дефектов в облученном микроволнами монокристалле триглицинсульфата . . . . . 6  
Шиляев П. А., Павлов Д. А., Хохлов А. Ф., Шенгуров В. Г. Связь фрактальной размерности и свойств поверхности поликристаллического кремния. . . . . 10

### КОНСТРУИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МСТ

Слесарев Ю. Н. Динамическое самосогласованное моделирование термомагнитной записи . . . . . 13  
Шилько С. В., Старжинский В. Е., Бабин А. П., Зернин М. В., Шалобаев Е. В. Особенности расчета сопряжений компонентов МЭМС . . . . . 16  
Панкратов В. М., Джашигов В. Э., Ульбин В. И., Мокров Е. А., Семенов В. А., Тихомиров Д. В. Математические модели функционирования датчика давления для космических летательных аппаратов при нестационарной температуре измеряемой и окружающей сред. . . . . 20

### НАНОТЕХНОЛОГИЯ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

Принц В. Я., Селезнев В. А., Чеховский А. В. Самоформирующиеся полупроводниковые микро- и нанотрубки . . . . . 29  
Обухов И. А. О возможности применения СТМ—АСМ литографии для создания новых типов квантовых приборов. . . . . 34  
Краткие сведения о редакционной коллегии журнала "Микросистемная техника". . . . . 38

### ИНФОРМАЦИЯ

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, Строминский 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. Джаводин

Сдано в набор 28.03.2003. Подписано в печать 13.05.2003. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл.-печ. л. 4,9. Усл. кр.-отт. 6,86. Уч.-изд. л. 6,05. Заказ 727. Цена договорная

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

# ЭЛЕМЕНТЫ МСТ И МИКРОСИСТЕМЫ

УДК 531.768.082.14

С. Ф. Былинкин, канд. техн. наук,  
В. Д. Вавилов, д-р техн. наук, проф.,  
И. В. Вавилов, И. В. Китаев,  
Арзамасский НПП "ТЕМП-АВИА"

## РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОСИСТЕМНЫХ АКСЕЛЕРОМЕТРОВ

*Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований, проведенных в процессе создания серийных образцов акселерометров, выполненных на основе объемной микротехнологии. Установлены математические модели акселерометров как электромеханических систем в виде передаточных функций с учетом особенностей конструирования и применяемых материалов. Описаны соотношения для оценки погрешностей акселерометров от влияний различных физических воздействий.*

### Введение

Начало нового века в приборостроении ознаменовалось бурным развитием нового направления микроэлектромеханических систем (МЭМС), объединивших несколько технических областей: от микроинструмента до микросамолетов. Главным в этом направлении является применение микроэлектронной технологии, адаптированной на производство сложных интегрированных устройств и систем. Достойное место в МЭМС заняли интегральные датчики первичной информации [1]. Стимулирующим фактором развития интегральных датчиков служит нарастающая потребность в информации в различных управляемых технических системах. Основу МЭМС составляет концепция "от датчика к системе", формулировка сущности которой может быть представлена в виде следующих направлений:

- разработка, исследование и создание интегрированных датчиков прямого измерения, объединяющих первичный чувствительный элемент и вторичный электронный преобразователь, при условии их исполнения в рамках единого технологического процесса;
- разработка, исследование и создание интегрированных компенсационных датчиков, объединяющих первичный чувствительный элемент, вторичный электронный преобразователь и преобразователь обратной связи для управления чувствительным элементом, при условии их ис-

полнения в рамках единого технологического процесса;

- разработка, исследование и создание интегрированных датчиков с вычислительными возможностями, например, включающими в себя многофакторность измерений, аналого-цифровое и цифроаналоговое преобразования, адаптацию к оптимальным условиям, выполнение контрольно-диагностических функций и др., при условии их исполнения в рамках единого технологического процесса;
- разработка, исследование и создание беспроводных интегрированных датчиков с малым потреблением электроэнергии и обладающих свойствами первых трех групп.

Наиболее ответственным узлом интегральных датчиков является чувствительный элемент (ЧЭ). Для акселерометров и микрогирископов, например, это подвижный узел (маятник), а для датчиков давлений — мембрана. Рассмотрим подробнее ЧЭ микросистемных акселерометров.

Интегральный маятник (рис. 1) выполнен из проводящего кремния марки КЭФ-4,5 и является одновременно подвижным электродом дифференциального емкостного датчика перемещений. Особенностью интегрального маятника являются короткие подвесы с криволинейными боковыми об-

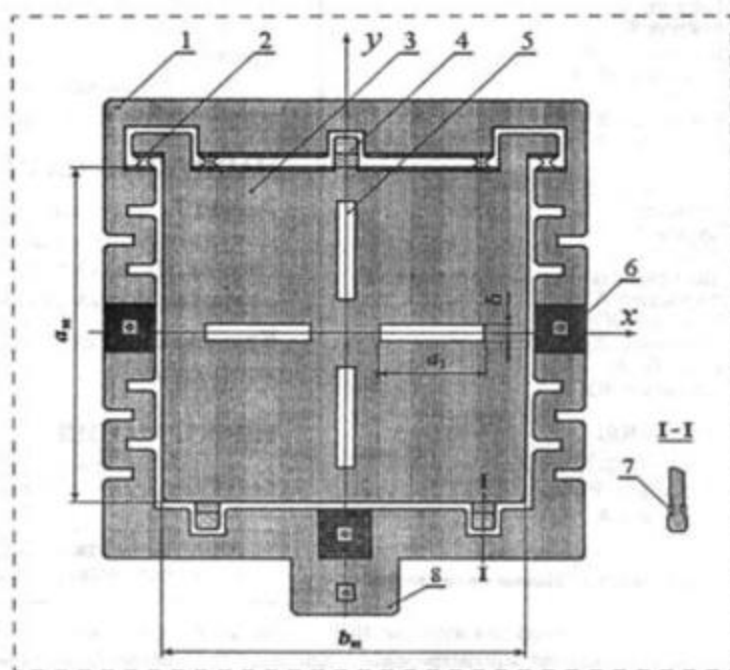


Рис. 1. Интегральный маятник:

1 — несущая рамка; 2 — упругий подвес; 3 — маятник; 4 — противоударный демпфер; 5 — прорезь для подгонки оптимального демпфирования; 6 — площадка для соединения с неподвижной крышкой; 7 — виброгасящий материал; 8 — контактная площадка



водами, позволяющие задать ось качания маятника в минимальном сечении (шейке) подвеса. Тем самым конструктивно маятнику обеспечивается только одна степень свободы, а именно — угловые движения относительно оси качания.

В конструкции маятника предусмотрены три противоударных демпфера 4, представляющих собой упоры, выступающие от плоскости маятника на 2—3 мкм и связанные с телом маятника через консольную балку с виброгасящим покрытием, например, с металлизацией. Противоударные демпферы могут быть размещены вместо маятника на неподвижных крышках.

Демпфер использует гистерезисный принцип гашения ударов. Коэффициент потерь определяется трением в вязком слое покрытия упругого элемента. Параметры демпфирующего слоя подбираются экспериментально. Кроме того, настройку демпфера рассчитывают на неразрушающий режим по следующей методике:

$$G_{\text{дем}} x_{\text{max}} = m j_{\text{уд}}, \quad (1)$$

где

$$G_{\text{дем}} = \frac{1}{a_1} \left\{ E_1 b_1 c_1^3 + E_2 \left[ b_2 c_2^3 + 2b_2 c_2 \left( \frac{c_1 + c_2}{2} \right)^2 \right] \right\}$$

— жесткость консольной балки демпфера;  $a_1, b_1, c_1$  — длина, ширина и толщина кремниевой части консольной балки;  $b_2, c_2$  — ширина и толщина слоя металлизации;  $x_{\text{max}}$  — разность между выступом противоударного демпфера и зазором между маятником и неподвижными электродами;  $m$  — масса маятника со всеми надстройками;  $j_{\text{уд}}$  — ускорение удара (обычно задают 100...1000g).

Наибольшую погрешность в ЧЭ вносят контактные напряжения, передаваемые на его упругие подвесы от площадок соединения с неподвижными элементами. Оценку контактных напряжений осуществляют по формуле Буссинеска [1].

В интегральных ЧЭ расстояние от точки приложения сосредоточенной силы до заданного сечения чаще всего не зависит от площади контакта. При этом формула для оценки контактных напряжений, возникающих от любых силовых воздействий в местах соединений, имеет простой вид:

$$\sigma_i = p \frac{(1 - \nu^2) S}{(1 - \nu^2) S + y_0 L}, \quad (2)$$

где  $p$  — давление на контакт;  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $S$  — площадь контакта;  $L$  — расстояние от точки приложения сосредоточенной силы до заданного сечения;  $y_0$  — толщина пластины с ЧЭ.

Из формулы (2) видно, что с уменьшением размеров площадки соединения и с увеличением расстояния до упругих подвесов маятника влияние контактных напряжений снижается. Тем не менее

выполнение только одного соотношения (2) не может обеспечить заданной точности. Не менее важным является обеспечение независимости начального зазора между подвижным и неподвижными электродами от температурных изменений.

Неподвижные электроды выполнены на стеклянной крышке (рис. 2) посредством вакуумной металлизации или электроосаждения. Для защиты измерительных емкостей от влияния электростатических наводок они охвачены проводящим заземленным контуром 3. Жесткое соединение проводящего кремниевого маятника с ионосодержащими стеклянными крышками осуществляется электростатической сваркой в термопечи.

Неподвижные электроды могут быть выполнены из кремния, при этом на площадках соединения выращивается пленка из оксида, легированная бором. Толщина этой пленки должна быть не менее одного микрометра.

Левая и правая крышки являются одинаковыми. Электроды 2 левой и правой крышек относительно проводящего маятника образуют измерительные емкости. Возможно применение в конструкции дополнительных электродов 1, расположенных над проводящей несущей рамкой и соединенных вместе для правой и левой крышек. При таком решении не требуется применять контактную площадку от маятника для соединения с электрической схемой, что упрощает конструкцию ЧЭ.

На рис. 3 приведена структурная схема акселерометра с местной обратной связью, динамические звенья которого определяются следующими передаточными соотношениями:

•  $W_{\text{чз}} = m l_{\text{ц}}$  — передаточная функция чувствительного элемента (чувствительная к ускорениям масса);  $m = \gamma c_m (a_m b_m - 2a_1 \delta - 2b_1 \delta)$  — масса маятника за вычетом масс центрального и боковых сквозных отверстий, предназначенных для подгонки коэффициента газодинамического демпфирования;  $\gamma = 2300 \text{ Н} \cdot \text{с}^2/\text{м}^4$  — плотность кремния;  $a_m = b_m = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  — длина и ширина маятника;  $c_m = 3,8 \cdot 10^{-5} \text{ м}$  — соответственно толщина маятника;  $a_{\text{ц}} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ,  $a_{\text{бо}} = 0,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  — размеры центрального и боковых отверстий для подгонки газодинамического коэффициента к значению,

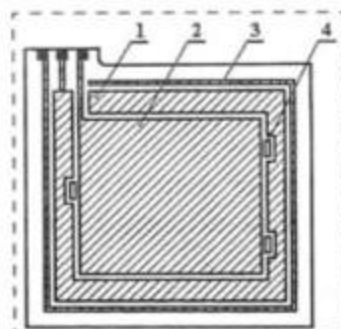


Рис. 2. Топология неподвижного электрода:

1 — центральный электрод; 2 — боковой электрод; 3 — экран; 4 — площадка для противоударного демпфера

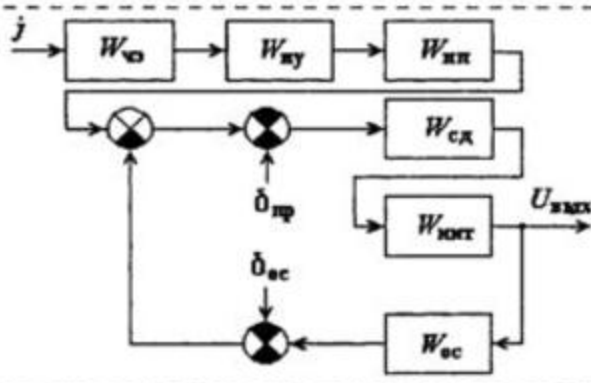


Рис. 3. Структурная схема акселерометра

близкому  $(1/2)^{0,5}$ ;  $l_{\text{ц}} = a_{\text{м}}/2 = 2,2 \cdot 10^{-3}$  м — длина плеча маятника (расстояние от центра масс маятника до минимального сечения упругого подвеса). Все размеры ЧЭ взяты по фотошаблону;

•  $W_{\text{пу}} = 1/(Js^2 + K_{\text{д}}s + G_y)$  — передаточная функция подвижного узла;  $J = m(a_{\text{м}}^2 + c_{\text{м}}^2)/12$  — момент

инерции маятника;  $K_{\text{д}} = \frac{2\mu(a_1 - \delta)^3(b_1 - \delta)^3 l_{\text{ц}}^2}{h^3[(a_1 - \delta)^2 + (b_1 - \delta)^2]}$  —

абсолютный коэффициент демпфирования;  $h = h_{\text{кр}} - h_{\text{м}} = 5...28,2 \cdot 10^{-6}$  м — зазор между подвижным и неподвижным электродами в нейтральном положении (выбирается в зависимости от обеспечения оптимального демпфирования);  $h_{\text{кр}}$ ,  $h_{\text{м}}$  — соответственно размеры кремниевой и металлической областей, образующих зазор;  $G_y =$

$\frac{E_{[100]}b_{\text{п}}c_{\text{п}}^3}{a_{\text{п}}} F(\lambda)$  — угловая жесткость упругого

подвеса;  $F(\lambda) = \frac{\sqrt{\lambda(1-\lambda)}}{\arctg \sqrt{1/\lambda - 1}}$  — функция, учиты-

вающая кривизну обводов упругого подвеса;  $\lambda = b_{\text{мин}}/b_{\text{макс}}$  — отношение минимальной ширины подвеса к максимальной;  $b_{\text{п мин}} = 2,4 \cdot 10^{-3}$  м — минимальная ширина упругого подвеса;  $c_{\text{п}} = 3 \cdot 10^{-5}$  м — толщина подвеса;  $b_{\text{п макс}} = 2,8 \cdot 10^{-5}$  м — максимальная ширина упругого подвеса;  $a_{\text{п}} = 0,4 \cdot 10^{-4}$  м — длина упругого подвеса;  $U_{\text{оп}}$  — напряжение питания емкостного моста;

•  $W_{\text{пп}} = U_{\text{оп}} l_{\text{ц}}/h$  — передаточная функция преобразователя перемещений;

•  $W_{\text{инт}} = 1/(\tau s)$  — передаточная функция интегратора;  $\tau$  — постоянная времени интегратора, определяемая схемными элементами [2];

•  $W_{\text{ос}} = 1$  — передаточная функция (коэффициент) звена обратной связи;

•  $W_{\text{сд}}$  — передаточная функция синхронного детектора. Физически реализуется модулятором с единичным коэффициентом передачи.

С учетом передаточных функций отдельных звеньев полная передаточная функция рассматриваемой схемы имеет вид

$$W(s) = \frac{K}{(T^2 s^2 + 2\xi Ts + 1)(1 + \tau s)}, \quad (3)$$

где  $K = U_{\text{оп}} m l_{\text{ц}}^2 / (h G_y)$  — коэффициент крутизны статической характеристики акселерометра;  $T = \sqrt{J/G_y}$  — постоянная времени акселерометра;

$\xi = K_{\text{д}} / (2\sqrt{J G_y})$  — относительный коэффициент демпфирования подвижного узла.

Оценка погрешности крутизны статической характеристики на примере интегрального акселерометра прямого измерения АТ1112 осуществлялась как теоретически, так и экспериментально по обобщенным данным для партии из сорока штук. Экспериментальные исследования проводились на типовом испытательном оборудовании Арзамасского НПП "ТЕМП-АВИА".

Расчетная формула для теоретической оценки погрешности крутизны статической характеристики имеет следующий вид:

$$\delta_{\text{к}}^* = \left[ \alpha_U - \alpha_E - \alpha_{\text{кр}} \left( 1 + \frac{h_{\text{кр}}}{h_{\text{кр}} - h_{\text{м}}} \right) + \frac{\alpha_{\text{м}} h_{\text{м}}}{h_{\text{кр}} - h_{\text{м}}} \right] \Delta T, \quad (4)$$

где  $\alpha_U = -6,55 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  — температурный коэффициент стабилитрона;  $\alpha_E = -6,3 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  — температурный коэффициент модуля упругости кремния;  $\alpha_{\text{кр}} = 2,5...6,9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  — температурный коэффициент линейных расширений кремния;  $\alpha_{\text{м}} = 2,38 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  — температурный коэффициент линейных расширений алюминия.

Минимизацию погрешностей акселерометра возможно осуществить, выполнив конструктивно соотношение между размерами элементов маятника и температурными коэффициентами материалов так, чтобы выражение в квадратных скобках формулы (4) обратилось в нуль. Из всех величин, входящих в формулу (4), варьировать можно только двумя: толщиной слоя металлизации  $h_{\text{м}}$  и значением температурного коэффициента стабилитрона. Известны конструктивно-технологические способы получения любого заданного значения температурного коэффициента стабилитрона [4].

Зазор между подвижным и неподвижным электродами в конструкции ЧЭ по рис. 1 определяется разностью между размерами кремниевой части и толщиной металлического слоя неподвижного электрода. Выбирая оптимальным образом соот-

ношения между зазорами, можно значительно снизить погрешности как крутизны характеристики, так и нулевого уровня.

Из анализа формулы (4) при требовании равенства нулю суммарной погрешности и выборе температурного коэффициента стабилитрона так, чтобы выполнить условие  $\alpha_U - \alpha_E - \alpha_{кр} = 0$ , можно показать, что отношение толщины слоя металлизации неподвижного электрода к зазору между проводящим маятником и электродом обратно пропорционально отношению их температурных коэффициентов линейных расширений:

$$h_m = h_{кр} \frac{\alpha_{кр}}{\alpha_m} \quad (5)$$

При выполнении соотношения (5) погрешности от температурной нестабильности источника питания, модуля упругости кремния и коэффициента линейных расширений алюминия вносят допустимые значения в общую погрешность акселерометра. Это подтверждается экспериментальными результатами, приведенными на рис. 4. Следует заметить, что как характер, так и числовое значение температурной погрешности крутизны статической характеристики имеют близкое совпадение с теорией.

На рис. 5 приведены экспериментальные данные для погрешности нулевого уровня, обобщенные по той же партии акселерометров АТ1112.

На рис. 5 видно, что погрешность нулевого уровня для рассматриваемых акселерометров имеет одинаковый порядок с погрешностью крутизны статической характеристики.

Формула (5) является одним из вариантов требований к соотношению между физическими и конструктивными параметрами, обеспечивающим минимум погрешности интегрального акселерометра.

Если коэффициент температурных расширений примененных материалов считать не константой, а некоторой функцией от температуры, то дополнительно еще придется учитывать равенства отношений температурных коэффициентов при старших степенях:

$$\frac{\alpha_{кр}}{\alpha_m} = \frac{\alpha_{кр}^1}{\alpha_m^1} = \frac{\alpha_{кр}^2}{\alpha_m^2} \quad (6)$$

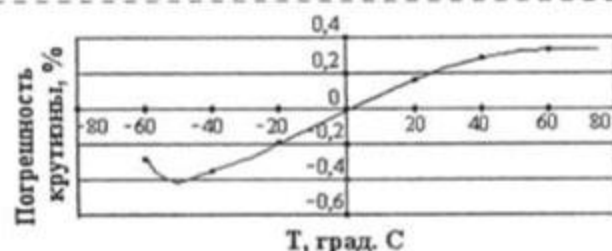


Рис. 4. Экспериментальные данные для погрешности крутизны характеристики

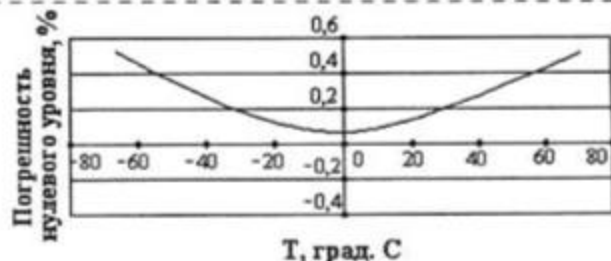


Рис. 5. Экспериментальные данные для погрешности нулевого уровня

где  $\alpha_{кр}^1$ ,  $\alpha_{кр}^2$ ,  $\alpha_m^1$ ,  $\alpha_m^2$  — температурные коэффициенты при старших степенях.

Современные интегральные акселерометры, как правило, работают в составе микропроцессорных систем. В связи с этим имеется возможность в любой момент проконтролировать точность работы акселерометра с помощью тестового сигнала. Тестовый алгоритм предусматривает смещение моста в датчике посредством принудительного изменения напряжения питания. Измеряется выходной сигнал датчика до подачи тестового сигнала и после подачи и находится отношение разности этих сигналов к тестовому напряжению, например, равного напряжению одного из источников питания. Это отношение, умноженное на 100 с гарантированным допуском, при любых ситуациях должно быть постоянным. Тестовое число указывается в паспорте на датчик. По желанию потребителя тестовое число наносится офсетной печатью на крышку датчика.

## Выводы

- Соотношение (5), наряду с соотношением (2), рекомендуются как обязательное при конструировании новых интегральных акселерометров.
- Минимальную погрешность ЧЭ можно получить в случае применения вместо стеклянных крышек кремниевых с диффузионными неподвижными электродами.
- В рассмотренных интегральных акселерометрах типа АТ1112 имеется резерв по точности, который в случае необходимости может быть реализован при использовании источника опорного напряжения с заданным температурным коэффициентом.

## Список литературы

1. Мокров Е. А., Папко А. А. Акселерометры НИИ физических измерений — элементы микросистемной техники // Микросистемная техника. 2002. № 1. С. 3—9.
2. Паршин В. А., Харитонов В. И. Особенности технологии мультисенсорных датчиков с нелегированными упругими подвесами // Датчики и системы. 2002. № 2. С. 22—24.
3. Былинкин С. Ф., Вавилов В. Д., Лосев В. В., Лещев В. Т. Интегральные акселерометры измерения // Датчики и системы. 2000. № 6. С. 30—33.
4. Соколов С. Аналоговые интегральные схемы. М.: Мир, 1988. 584 с.



# МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МСТ

УДК 537.226.4:537.868

**А. Н. Солошенко,**  
**Г. И. Овчинникова,** канд. физ.-мат. наук,  
**Ю. А. Пирогов,** д-р физ.-мат. наук, проф.,  
**В. К. Новик,** д-р физ.-мат. наук,  
Физический факультет МГУ  
им. М. В. Ломоносова  
E-mail: novikmp@orc.ru

## РЕЛАКСАЦИЯ ДЕФЕКТОВ В ОБЛУЧЕННОМ МИКРОВОЛНАМИ МОНОКРИСТАЛЛЕ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА

*Облучение монокристаллов ТГС высокочастотным излучением (40 ГГц) с плотностью потока мощности не более  $10 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$  подавляет сингулярность диэлектрической проницаемости при фазовом переходе. В данной статье излагаются итоги исследований релаксации диэлектрических свойств облученных монокристаллов к исходному состоянию. Констатируются особенности поведения, обусловленные двумя видами возбужденных дефектов. Определены постоянные времени процессов релаксации, значение которых составляет 7 и 9 ч.*

Макроскопические свойства сегнетоэлектриков, определяемые особой природой их полярного состояния, крайне чувствительны к любым видам искажений их кристаллической решетки. Единственным известным способом привнесения этих искажений (дефектов) в объем монокристалла с возможным (при необходимости) последующим залечиванием дефектов является облучение монокристаллов электромагнитным излучением с различной энергией квантов. Выбор значения этой энергии позволяет реализовать избирательное воздействие на элементы структуры решетки, т. е. в конечном итоге связать формирование дефектов с определенным уровнем энергии связи атомов и, таким способом, в известной мере селективировать атомы, формирующие дефект.

Излучение, проходящее через твердое тело, в той или иной мере разупорядочивает исходную кристаллическую решетку и способствует появлению новых состояний в электронной конфигурации кристалла.

Общим следствием облучения проникающей радиацией (рентгеном,  $\gamma$ -квантами) является формирование ансамбля дефектов из смещенных атомов: из узлов — в междоузлия (дефекты Френке-

ля), в кластерные скопления, в линейные цепочки. Освободившиеся объемы образуют, соответственно, группы вакансий [1]. Наиболее ярко радиационные дефекты проявляются в свойствах водородосодержащих сегнетоэлектриков вследствие относительно большой податливости (слабой устойчивости) водородных связей, ответственных за сегнетоэлектрические свойства. Разрыв или искажение этих связей приводит к значительным подвижкам отдельных атомов или даже молекулярных групп. Среди водородосодержащих сегнетоэлектриков модельным объектом в исследованиях влияния облучения признан монокристалл триглицинсульфат  $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4$  (сокращенно ТГС). Эта роль ТГС обусловлена присутствием в его структуре ряда сильных и слабых водородных связей, стягивающих тетраэдры  $\text{SO}_4^{2-}$  и многоатомные молекулы глицинов в единый кристаллический каркас. Известно [2], что в ТГС при облучении электромагнитными квантами с энергией не более 50 кэВ среди тяжелых атомов серы, углерода, азота, кислорода имеют место только процессы ионизации и возбуждения, в то время как легкие атомы водорода могут смещаться из своих положений. Излучение большей энергии приводит к смещению уже и тяжелых атомов каркаса. Такое нагромождение механизмов отклика сегнетоэлектрика на ионизирующее излучение затрудняет выделение конкретного типа дефекта, доминирующего в макроскопических проявлениях свойств.

В данной работе исследуется создание дефектов микроволновым излучением с крайне малой энергией кванта  $\approx 0,5 \text{ мэВ}$ . Это воздействие инициирует ряд существенных эффектов, которые обсуждаются ниже. В работе [3] было показано, что облучение микроволнами монокристаллов ТГС приводит к существенному изменению температурной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(T) = \varepsilon'(T) + i\varepsilon''(T)$ , где  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  — действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости, соответственно, в области структурного, сегнетоэлектрического фазового перехода. Явление состоит в снижении пикового значения и деформации гиперболических кривых  $\varepsilon(T)$  выше и ниже точки Кюри  $T_K = 49,2^\circ\text{C}$ . Реакция на микроволновое воздействие внешне, казалось бы, идентична реакции на введение примесей или на создание дефектов проникающей радиацией. Однако принципиальное отличие состоит в том, что в данном случае подавление аномалии диэлектрической проницаемости не сопровождается заметным

сдвигом температуры фазового перехода, в то время как проникающая радиация, также уменьшая пиковое значение  $\epsilon(T)$ , одновременно значительно (на единицы градусов) понижает точку Кюри.

Если микроволновое излучение воздействует только на протонную подсистему ТГС [2], то это открывает возможность исследования индивидуального вклада дефектов этой подсистемы. Обратная релаксация дефектов, восстанавливающая исходную зависимость  $\epsilon(T)$ , анализируется в данной статье по временным зависимостям действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости. Здесь же проводится сравнение с особенностями релаксации радиационных дефектов.

### Методика эксперимента

Образцы для измерений вырезались из монокристалла, выращенного в сегнетоэлектрической фазе в виде параллелепипеда сечением  $5,2 \times 2,6$  мм и толщиной 4,5 мм. Полярная ось ориентировалась вдоль малого размера параллелепипеда, и на грани, перпендикулярные полярной оси, наносились электроды из сусального серебра. Перед измерениями кристаллы отжигались при температуре 80–100 °С. Затем отожженные образцы помещались в короткозамкнутый волновод сечением  $5,2 \times 2,6$  мм вплотную к замыкающей пластине, расположенной на расстоянии 40 мм от выходного фланца генератора. Электроды кристалла плотно соприкасались со стенками волновода. Источником высокочастотных сигналов служил генератор Г4-141, работавший в режиме непрерывной генерации на частоте 40 ГГц. Номинальная мощность генератора в режиме бегущей волны составляла  $\approx 3$  мВт. Никаких специальных мер по согласованию коэффициента стоячей волны тракта облучения не предпринималось.

Реакция образцов на облучение анализировалась по абсолютным значениям и виду зависимости  $\epsilon(T)$ , измеренной на частоте  $10^3$  Гц, в интервале температур 15–65 °С. Для проведения этих измерений кристалл устанавливался в термостат с длительной стабилизацией температуры в пределах  $\pm 0,05$  °С. Емкость и тангенс угла потерь измерялись мостом Р551. Измерения проводились сразу по окончании облучения и затем последовательно через выбранные интервалы времени в течение нескольких дней.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

Первые же эксперименты по облучению микроволнами выявили принципиальную особенность условий восприятия образцами такого рода воздействий. Проникающая радиация деформирует свойства образцов ТГС вне зависимости от их собственной температуры при облучении. Микроволны же оказываются активными в этом смысле лишь в определенном интервале температур образца

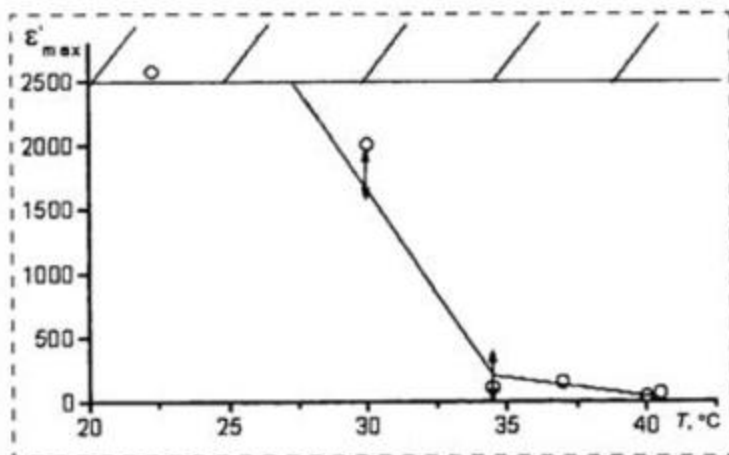


Рис. 1. Зависимость  $\epsilon'_{\max}$  от температуры, при которой проводилось облучение

( $28 < T < 42$  °С). На рис. 1 представлена зависимость максимального значения действительной части диэлектрической проницаемости в пике  $\epsilon'_{\max}$  от температуры облучаемого образца для интервала 22–42 °С. Заштрихованная область соответствует уровню значений  $\epsilon'_{\max}$  до облучения. Небольшой разброс значений  $\epsilon'_{\max}$  в этой области связан с различием условий предваряющих отжигов образцов при сохранении общей тенденции. Зависимость  $\epsilon'_{\max}(T)$  имеет немонотонный характер, и заметное подавление пикового значения начинается с температур облучаемого образца выше 35 °С. Именно на этом участке и были выбраны температуры для последующего облучения. По-видимому, именно в этом интервале температур вклад водородных связей является критичным.

На рис. 2 и 3 представлены температурные зависимости потерь (мнимой части диэлектрической проницаемости) для двух образцов ТГС, облучен-

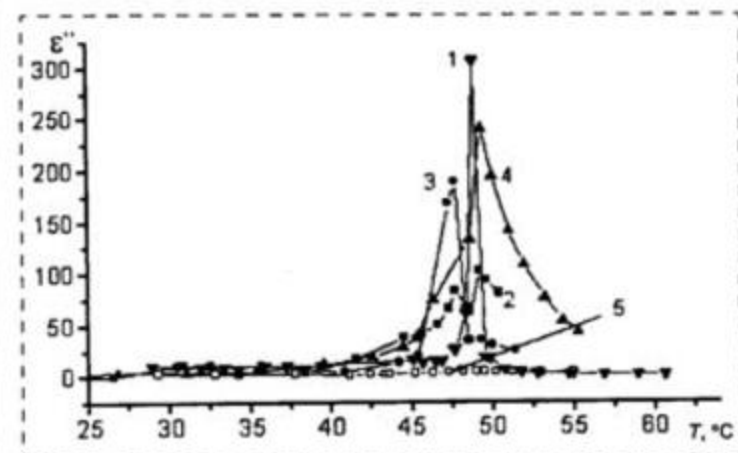


Рис. 2. Температурная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости  $\epsilon''(T)$ : чистого ТГС (кривая 1), облученного в течение 4 ч при температуре 37 °С (кривые 2–5). Кривая 2 — через 2 ч после облучения, 3 — через 3,5 ч, 4 — через 45 ч, 5 — через 72 ч

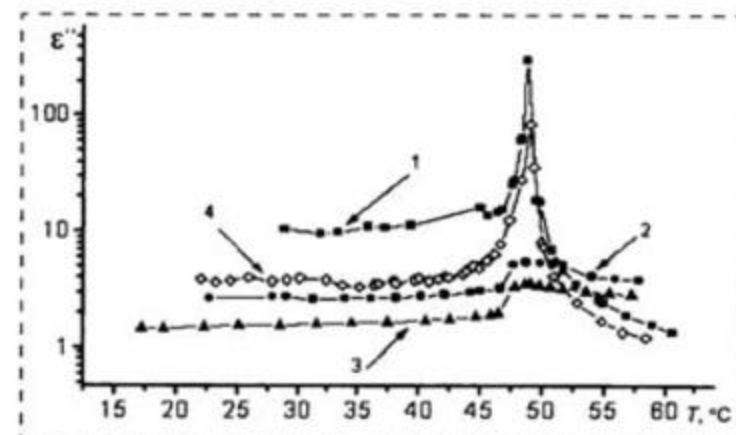


Рис. 3. Температурная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости  $\epsilon''(T)$ : чистого ТГС (кривая 1), облученного в течение 5 ч при температуре 40 °С (кривые 2–4). Кривая 2 — через 1 ч после облучения, 3 — через 22 ч, 4 — через 73 ч

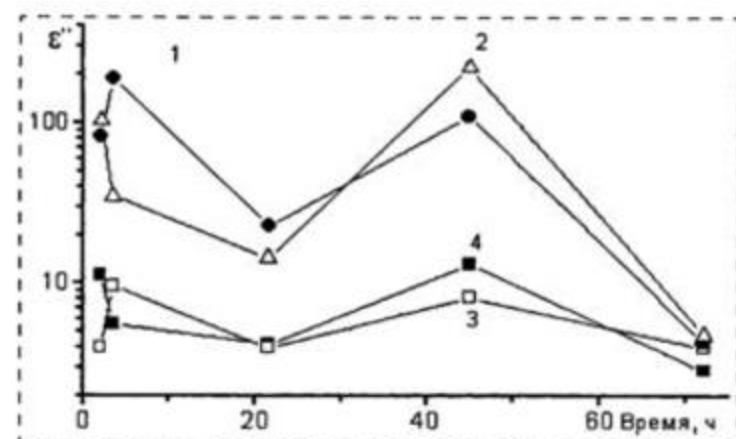


Рис. 4. Временные зависимости изменения мнимой части диэлектрической проницаемости  $\epsilon''(T)$  кристаллов ТГС, облученных в течение 4 ч при температуре 37 °С, измеренные соответственно при температурах 47,7 °С (кривая 1), 49,2 °С (кривая 2), 37 °С (кривая 3) и 40 °С (кривая 4)

ных микроволнами при температурах 37 °С (рис. 2) и 40 °С (рис. 3). Оба образца перед облучением были отожжены при температуре 100 °С. Первый образец облучался в течение 5 ч, второй — в течение 4 ч при одной и той же мощности. В первой серии измерений температурные зависимости диэлектрической проницаемости облученного кристалла снимались в течение трех дней (рис. 2–4), во второй — в течение 26 дней (рис. 5).

На графиках видно, что релаксация потерь в образцах, облученных при выбранных температурах, имеет качественно разный характер. В образцах, облученных при температуре 40 °С, наблюдаются заметное подавление ( $\epsilon''_{\max}$  уменьшается от 300 до 5) и размытие пика потерь в измерениях сразу после облучения (см. рис. 3, кривые 1 и 2), в то время как в образцах, облученных при температуре 37 °С, отчетливо просматриваются пики потерь, хотя и более размытые, чем в необлученных кристаллах (см. рис. 2, кривые 1–4), как сразу после облучения,

так и в течение последующих двух суток. Первое измерение через два часа после облучения обнаруживает наличие двух пиков потерь, несколько смещенных по температуре в обе стороны от точки фазового перехода: один пик при температуре 47,7 °С, другой — при температуре 49,2 °С (рис. 2, кривая 2). С течением времени сначала развивается низкотемпературный пик потерь, а через двое суток начинается формирование второго пика, и уже через трое суток происходит почти полное подавление аномалий потерь, как и для облучения при температуре 40 °С.

Пиковый характер носят и температурные зависимости действительной части диэлектрической проницаемости кристаллов, облученных при температуре 37,7 °С, но они несколько сдвинуты по температуре в низкотемпературную область (47,3 °С вместо 47,7 °С, 48,6 °С вместо 49,2 °С).

Одновременное присутствие двух пиков потерь в отклике на микроволновое воздействие указывает на наличие двух конкурирующих механизмов, ответственных за потери, причем один из них смещает температуру фазового перехода в область низких температур, а другой — в область более высоких температур. Природа микроскопии этих механизмов не ясна, но сам факт их существования уже не вызывает сомнения и должен быть изучен в дальнейшем. Множественные типы дефектов характерны для искажений решетки, образующихся и под воздействием радиационного излучения.

На рис. 4 и 5 представлены временные зависимости  $\epsilon''_{\max}$  для описанных выше двух серий измерений. В первой серии временные зависимости определялись при температурах, соответствующих двум пикам потерь (см. рис. 2, кривая 2), во втором — в более широком интервале температур как в сегнето-, так и в парафазах. Видно, что в обеих сериях временные зависимости имеют ярко выраженный немономонный характер. В первой серии релакса-

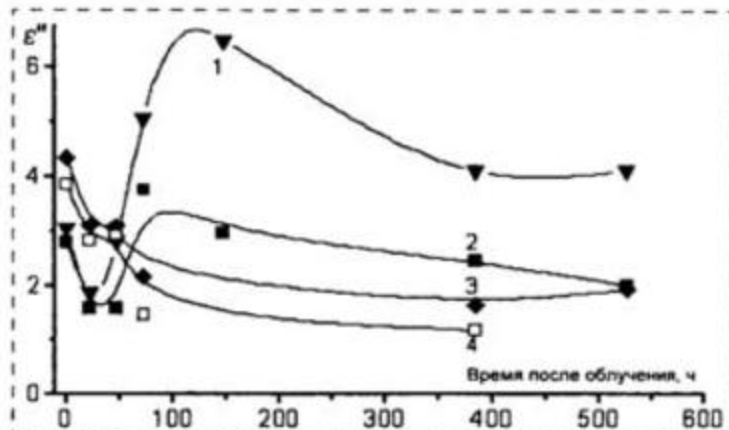


Рис. 5. Временные зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости  $\epsilon''(T)$  кристаллов, облученных в течение 5 ч при температуре 40 °С, измеренные соответственно при температурах 44,3 °С (кривая 1), 23,7 °С (кривая 2), 53,5 °С (кривая 3) и 56 °С (кривая 4)



ция дефектов при температурах, соответствующих двум пикам, имеет разный характер (см. рис. 4) рост потерь в течение первых 3 ч после облучения с последующим спадом при температуре 47,7 °С (кривая 1) и уменьшение в течение 24 ч при температуре 49,2 °С (кривая 2). В дальнейшем с течением времени поведение потерь становится одинаковым: они сначала растут, затем уменьшаются. Во второй серии измерений (рис. 5) сразу после облучения потери уменьшаются при всех температурах как в сегнето-, так и в парафазах. По прошествии двух суток начинается рост потерь с последующим выходом на постоянный уровень.

Временные зависимости действительной части диэлектрической проницаемости ведут себя идентично потерям в образцах, облученных при температуре 37 °С, а в образцах, облученных при 40 °С, имеет место только рост значений  $\varepsilon'_{\max}$  — медленный сразу после облучения и резкий по прошествии двух суток.

Таким образом, временные зависимости  $\varepsilon'_{\max}$  в монокристаллах ТГС обнаруживают наличие максимумов, которые, по-видимому, связаны не только с образованием, но и временной трансформацией самих дефектов. В случае облучения при температуре 40 °С (см. рис. 3) присутствует один максимум при температуре фазового перехода  $T_K = 49,2$  °С. В случае облучения при температуре 37 °С в пике (см. рис. 2) потерь присутствуют два максимума: один при температуре 47,7 °С, другой — при температуре 49,2 °С. Характерно, что релаксационные процессы при температурах, равных температурам облучения, также различаются, указывая на смену механизма потерь в окрестности этих температур. Исследования спектров электронного парамагнитного резонанса могли бы пролить свет на временную эволюцию структуры дефектов, объясняющую немонотонный характер кривых на рис. 4 и 5 в процессе заживления дефектов, т. е. возвращения монокристалла к исходной структуре.

Зависимости, подобные полученным нами при облучении кристаллов ТГС микроволнами, наблюдались в этом сегнетоэлектрике ранее по измерениям проводимости образцов ТГС, подвергнутых малым дозам рентгеновского излучения [4]. Авторы работы [4] связывают два пика во временных зависимостях проводимости с образованием двух типов дефектов, влияющих на состояние доменной структуры. Исходя из данных по ЭПР-исследованиям таких кристаллов ТГС [5] было показано, что дефекты одного типа — это метастабильные радикалы  $\text{CH}_2\text{COOH}$ , образующиеся на глицине I, а другого — стабильные, имеющие устойчивую конфигурацию, радикалы  $\text{NH}_3^+ \text{CHCO}_2^-$ , формирующиеся на глицинах II и III. Оба указанных радикала стабилизируют направление полярности в домене [5]. В нашем случае представляется наиболее

вероятным уход протонов с двух самых длинных и слабых водородных связей 0,3037 нм между азотом глицина II и кислородом  $\text{SO}_4$ -группы, а также 0,2976 нм между азотом глицина III и кислородом связанной с ним  $\text{SO}_4$ -группы.

Оба спадающих участка временных зависимостей в работе [4] аппроксимировались экспоненциальными функциями, по которым и были определены времена релаксации. Подобные оценки проведены и в нашей работе. Значения времен релаксации для всех спадающих участков кривых рис. 4 и 5 оказались равными:

- 8 ч на участке первого спада в образцах, облученных при 37 °С, и 7 ч в образцах, облученных при температуре 40 °С;
- 7–8 ч на участке второго спада в образцах, облученных при 37 °С, и 19 ч в образцах, облученных при 40 °С.

Иными словами, облучение при 40 °С формирует более устойчивые дефекты. Времена релаксации микроволновых дефектов лежат в пределах времен релаксации радиационных дефектов [4]. Единственное различие состоит в том, что в наших экспериментах в пределах точности измерений не была обнаружена зависимость времен релаксации от температуры.

## Заключение

Проведенные исследования релаксации низкочастотной диэлектрической проницаемости облученных микроволнами кристаллов ТГС позволяют сделать следующие выводы:

- микроволновое излучение малой мощности, воздействующее на кристаллы ТГС в течение 4–5 ч, приводит к возникновению в кристаллах двух типов дефектов, что подтверждается наличием двух областей аномального поведения временных зависимостей диэлектрических потерь;
- наличие температурного интервала (35–40 °С), в котором возможно формирование дефектов микроволновым излучением, и совпадение этого интервала с областью спонтанной перестройки доменной структуры, обусловленной повышенной лабильностью протонов, указывает на связь механизма воздействия микроволн с протонной подрешеткой кристалла;
- температурный интервал 35–40 °С является областью, в которой происходит смена механизма дефектообразования, что подтверждается наличием двух пиков потерь в образцах, облученных при температуре 37 °С, и только одного, почти полностью подавленного, максимума потерь в образцах, облученных при 40 °С;
- если имеет место корреляция между типом дефекта в ТГС и смещением температуры максимума потерь, то доминирующая разновидность дефектов, сформировавшаяся через 45 ч после облучения (рис. 2, кривая 4), должна быть по-

добна дефектам, обусловленным малыми дозами проникающей радиации. В обоих случаях пик потерь располагается выше температуры Кюри;

- отклик водородосодержащих сегнетоэлектриков на микроволновое излучение является устойчивым, сильным и воспроизводимым эффектом, обусловленным реакцией водородных связей. Его исследование должно привести к выводам, общим для такого рода связей, в том числе применительно к таким объектам, как полимеры и биологические структуры.

#### Список литературы

1. **Пешиков Е. В.** Радиационные эффекты в сегнетоэлектриках. Ташкент: Фан. 1986. 140 с.
2. **Донцова Л. И., Тихомирова Н. А., Шувалов Л. А.** Дефекты и их роль в процессах переполяризации и формирования внутренних смешанных полей в сегнетоэлектриках // Кристаллография. 1994. Т. 39. № 1. С. 158—175.
3. **Новик В. К., Овчинникова Г. И., Пирогов Ю. А., Солошенко А. Н.** Подавление микроволновым излучением диэлектрической аномалии при фазовом переходе в триглицинсульфате // Известия РАН, сер. физическая. 2000. Т. 64. № 12. С. 2452—2456.
4. **Голицына О. М., Камышева Л. Н., Дрождин С. Н.** Релаксация радиационных дефектов в облученном триглицинсульфате // Физика твердого тела. 1998. Т. 40. № 1. С. 116—117.
5. **Демьянчук А. П.** Автореферат канд. дис. Киев. 1976. 28 с.

УДК 539.211

**П. А. Шиляев, Д. А. Павлов**, д-р физ.-мат. наук,  
**А. Ф. Хохлов**, д-р физ.-мат. наук,  
**В. Г. Шенгуров**, канд. физ.-мат. наук,  
Нижегородский государственный университет  
им. Н. И. Лобачевского

## СВЯЗЬ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ И СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

*Методом атомно-силовой микроскопии была исследована поверхность пленок поликристаллического кремния, полученных молекулярно-лучевым осаждением. Одновременно с топографией регистрировалась латеральная сила, а также смещение зонда в режиме z-модуляции. Проанализирована фрактальная размерность поверхности ( $F_d$ ), определенная "озерным" алгоритмом, и выявлена корреляция между значением  $F_d$  и такими свойствами поверхности, как коэффициент трения и микротвердость.*

### Введение

Очень часто перед исследователями, изучающими поверхность материалов с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ), стоит задача классификации огромного экспериментального материала. Это задача значительно упрощается при выборе правильной системы параметров для математического описания рельефа поверхности. Наиболее широко применяемые статистические параметры поверхности (шероховатость, средняя квадратическая шероховатость и т. д.) не сильно упрощают эту задачу. Они дают лишь представление об амплитудных характеристиках рельефа

и совершенно не характеризуют его структуру. Абсолютно разные на вид поверхности могут быть неразличимы по этим параметрам, а судить о физических свойствах самого материала по шероховатости и родственными ей параметрам практически невозможно.

Но существуют и другие способы описания поверхности. Данная статья посвящена одному интересному параметру поверхности — ее *фрактальной размерности*. Одним числом, заключенным в интервале от 2 до 3 и практически не зависящим от амплитудных характеристик рельефа, мы четко определяем структуру поверхности, что очень удобно для прак-

тического применения. Но фрактальная размерность поверхности непосредственно связана с внутренней структурой самого материала и его свойствами. Например, при молекулярно-лучевом осаждении (МЛО) геометрия растущей поверхности определяется теми же самыми процессами (адсорбцией, десорбцией, поверхностной миграцией и встраиванием атомов в решетку), что и внутренняя структура пленки. В частности, нам удалось установить связь между кристаллической структурой пленок кремния и фрактальной размерностью поверхности [1]. И это справедливо не только для получения пленок методом МЛО.

Еще более заманчивой является перспектива извлечения дополнительной информации о физических свойствах объекта с использованием только данных о топографии поверхности. Коль скоро поверхностная геометрия и внутренняя кристаллическая структура пленки тесно связаны, то взаимосвязаны геометрия и все остальные физические свойства объекта. Задача данной работы — попытаться установить связь физических свойств пленок кремния и геометрии их поверхности, используя аппарат фрактальной геометрии.

добна дефектам, обусловленным малыми дозами проникающей радиации. В обоих случаях пик потерь располагается выше температуры Кюри;

- отклик водородосодержащих сегнетоэлектриков на микроволновое излучение является устойчивым, сильным и воспроизводимым эффектом, обусловленным реакцией водородных связей. Его исследование должно привести к выводам, общим для такого рода связей, в том числе применительно к таким объектам, как полимеры и биологические структуры.

#### Список литературы

1. Пешиков Е. В. Радиационные эффекты в сегнетоэлектриках. Ташкент: Фан. 1986. 140 с.
2. Донцова Л. И., Тихомирова Н. А., Шувалов Л. А. Дефекты и их роль в процессах переполяризации и формирования внутренних смешанных полей в сегнетоэлектриках // Кристаллография. 1994. Т. 39. № 1. С. 158—175.
3. Новик В. К., Овчинникова Г. И., Пирогов Ю. А., Солошенко А. Н. Подавление микроволновым излучением диэлектрической аномалии при фазовом переходе в триглицинсульфате // Известия РАН, сер. физическая. 2000. Т. 64. № 12. С. 2452—2456.
4. Голицына О. М., Камышева Л. Н., Дрождин С. Н. Релаксация радиационных дефектов в облученном триглицинсульфате // Физика твердого тела. 1998. Т. 40. № 1. С. 116—117.
5. Демьянчук А. П. Автореферат канд. дис. Киев. 1976. 28 с.

УДК 539.211

П. А. Шиляев, Д. А. Павлов, д-р физ.-мат. наук,  
А. Ф. Хохлов, д-р физ.-мат. наук,  
В. Г. Шенгуров, канд. физ.-мат. наук,  
Нижегородский государственный университет  
им. Н. И. Лобачевского

## СВЯЗЬ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ И СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

*Методом атомно-силовой микроскопии была исследована поверхность пленок поликристаллического кремния, полученных молекулярно-лучевым осаждением. Одновременно с топографией регистрировалась латеральная сила, а также смещение зонда в режиме z-модуляции. Проанализирована фрактальная размерность поверхности ( $F_d$ ), определенная "озерным" алгоритмом, и выявлена корреляция между значением  $F_d$  и такими свойствами поверхности, как коэффициент трения и микротвердость.*

### Введение

Очень часто перед исследователями, изучающими поверхность материалов с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ), стоит задача классификации огромного экспериментального материала. Это задача значительно упрощается при выборе правильной системы параметров для математического описания рельефа поверхности. Наиболее широко применяемые статистические параметры поверхности (шероховатость, средняя квадратическая шероховатость и т. д.) не сильно упрощают эту задачу. Они дают лишь представление об амплитудных характеристиках рельефа

и совершенно не характеризуют его структуру. Абсолютно разные на вид поверхности могут быть неразличимы по этим параметрам, а судить о физических свойствах самого материала по шероховатости и родственным ей параметрам практически невозможно.

Но существуют и другие способы описания поверхности. Данная статья посвящена одному интересному параметру поверхности — ее *фрактальной размерности*. Одним числом, заключенным в интервале от 2 до 3 и практически не зависящим от амплитудных характеристик рельефа, мы четко определяем структуру поверхности, что очень удобно для прак-

тического применения. Но фрактальная размерность поверхности непосредственно связана с внутренней структурой самого материала и его свойствами. Например, при молекулярно-лучевом осаждении (МЛО) геометрия растущей поверхности определяется теми же самыми процессами (адсорбцией, десорбцией, поверхностной миграцией и встраиванием атомов в решетку), что и внутренняя структура пленки. В частности, нам удалось установить связь между кристаллической структурой пленок кремния и фрактальной размерностью поверхности [1]. И это справедливо не только для получения пленок методом МЛО.

Еще более заманчивой является перспектива извлечения дополнительной информации о физических свойствах объекта с использованием только данных о топографии поверхности. Коль скоро поверхностная геометрия и внутренняя кристаллическая структура пленки тесно связаны, то взаимосвязаны геометрия и все остальные физические свойства объекта. Задача данной работы — попытаться установить связь физических свойств пленок кремния и геометрии их поверхности, используя аппарат фрактальной геометрии.



### Анализ фрактальной размерности методом периметр-площадь

АСМ позволяет не только исследовать топографию поверхности, но также дополнительно получать данные о физических свойствах поверхности, таких как, например, коэффициент трения между зондом и поверхностью, а также данные об упругих свойствах. Изучая одновременно с топографией и указанные выше параметры, можно установить связь геометрии поверхности и ее физических свойств.

В режимах регистрации латеральной силы и в режиме  $z$ -модуляции (когда зонд в контактном режиме подвергается небольшой модуляции в перпендикулярном к поверхности направлении) мы получаем карты распределения силы трения и микротвердости по поверхности образца [2, 3]. Но, к сожалению, регистрируемые величины носят лишь относительный характер, так как сигналы в данных режимах работы в значительной степени зависят от конкретной настройки микроскопа — силы прижима зонда, скорости сканирования, настроек цепи обратной связи. Трудно сохранить те же самые настройки в разных опытах, поэтому данные, полученные в разных опытах, сложно сравнивать количественно. Но из этой ситуации есть элегантный выход. Нужно выбрать соответствующий объект исследований: использование поликристаллического материала позволяет избежать этих трудностей.

Объектом исследования в данной работе был выбран поликристаллический кремний (рис. 1, см. третью сторону обложки). Поверхность поликристалла имеет сложную структуру. Приповерхностный слой в вершинах зерен и в межзеренных границах имеет разное строение приповерхностного слоя и разную степень совершенства решетки. И свойства таких участков должны быть различны. Таким образом, в пределах одного скана (при неизмен-

ных условиях эксперимента!) мы получаем информацию о свойствах поверхности с различной степенью атомарной упорядоченности и можем количественно ее анализировать.

В объеме зерен положения атомов упорядочены и соответствуют положению атомов в монокристаллическом материале. Но на поверхности зерен положения атомов неправильные — поверхность сильно развита вследствие неравновесности процесса роста. Степень же развитости поверхности естественно зависит от локализации на поверхности (на вершинах зерен поверхность более гладкая, а в межзеренных границах более развита). Степень развитости поверхности может быть охарактеризована с помощью фрактальной размерности поверхности. Используя озерный алгоритм расчета фрактальной размерности (так называемый метод периметр-площадь), мы можем проанализировать фрактальную размерность на разных участках поверхности [4, 5].

Анализ показывает (рис. 2), что фрактальная размерность действительно зависит от выбора уровня сечения — фрактальная размерность больше у межзеренных границ и меньше у вершин зерен. Обычно для определения фрак-

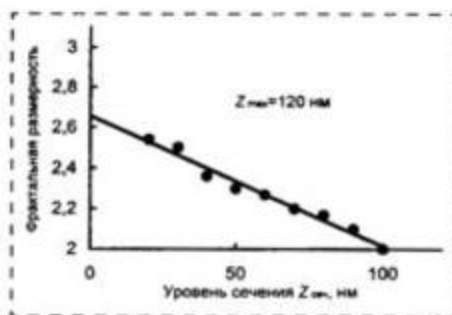


Рис. 2. Зависимость фрактальной размерности от уровня сечения  $z_{сеч}$ . При определении фрактальной размерности "озерным" алгоритмом поверхность рассекается плоскостью  $z = \text{const}$  в сечении ищутся все односвязные области ("озера"), определяются их периметр и площадь. Далее по наклону графика зависимости периметра от площади "озер" в двойном логарифмическом масштабе определяется фрактальная размерность [7]

тальной размерности рассматриваются "озера" на всех сечениях от  $z_{\min}$  до  $z_{\max}$  на поверхности или сечение на уровне  $(z_{\min} + z_{\max})/2$  [5, 6]. Но анализ сечений по отдельности на разных уровнях имеет свой физический смысл. "Озера", сформированные на более высоком уровне сечения, выделяют участки поверхности, близкие к вершинам зерен (рис. 3, см. третью сторону обложки). В вершинах же зерен положения атомов близки к положению атомов в монокристалле, поэтому значение фрактальной размерности приближается к 2,0 [1]. Более низкие сечения выделяют участки, лежащие у межзеренных границ. Там положения атомов неупорядочены, как у аморфного материала, что вызывает увеличение фрактальной размерности. Таким образом, мы можем использовать фрактальную размерность для характеристики степени развитости поверхности и структуры приповерхностного слоя.

### Анализ физических свойств поверхности

Участки поверхности с разной степенью усложнения должны обладать и разными физическими свойствами. С помощью АСМ была исследована сила трения между зондом и поверхностью, а также микротвердость (рис. 4, 5, см. третью сторону обложки). Эти данные очень хорошо подтверждают наше предположение: участки поверхности, находящиеся ближе к межзеренным границам, имеют меньшую твердость и больший коэффициент трения, т. е. свойства зависят от локализации участков на поверхности. Локализацией, как было показано выше, определяется и фрактальная размерность (чем меньше уровень сечения, тем ближе получающиеся "озера" к межзеренным границам). Поэтому имеет смысл сопоставить фрактальную размерность и эти физические свойства.

В данном случае можно также использовать "озерный" алгоритм

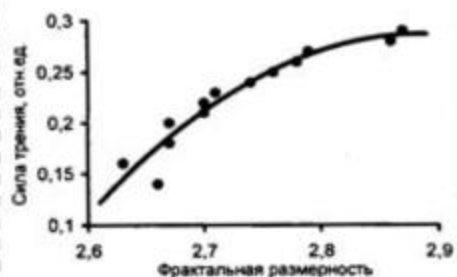


Рис. 6. Зависимость силы трения от фрактальной размерности

расчета фрактальной размерности. При исследовании топографии мы оперировали в трехмерном пространстве  $XY-Z$ , где в качестве уровня выступала плоскость  $z = \text{const}$ . Аналогично можно применить "озерный" алгоритм и к картам распределения силы трения и микротвердости. Но в этом случае мы оперируем в пространстве  $XY-P$ , где третьей координатой  $P$  является свойство в данной точке поверхности (сила трения или микротвердость). Сечения  $P = \text{const}$  будут выделять участки в плоскости  $XY$  с постоянной силой трения и микротвердостью соответственно. Меняя уровень сечения и определяя фрактальную размерность, мы исследуем зависимости трибологических и упругих свойств поверхности от фрактальной размерности (рис. 6, 7).

Исследуемые свойства напрямую определяются степенью развитости поверхности (структурой приповерхностного слоя), которая количественно характеризуется фрактальной размерностью. Так, сила трения максимальна, а твердость материала соответ-

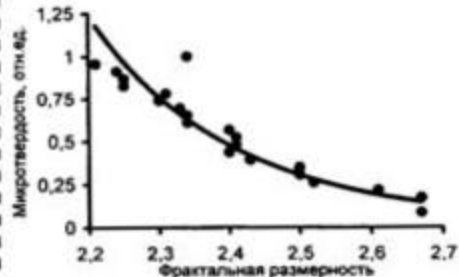


Рис. 7. Зависимость микротвердости от фрактальной размерности

венно меньше на участках с большей фрактальной размерностью, т. е. на участках с сильно развитой и усложненной поверхностью, лежащих ближе к подножию зерен. Коэффициент трения с неровной (развитой) поверхностью больше, чем с ровной, имеющей меньшую фрактальную размерность, а следовательно, и правильное расположение атомов на поверхности. Аналогична ситуация и с микротвердостью материала. Неровная, развитая поверхность вследствие неупорядоченного расположения атомов в приповерхностном слое деформируется легче, чем гладкая, как и твердость аморфного материала меньше твердости монокристалла. Таким образом, с помощью фрактальной размерности можно количественно охарактеризовать структуру и свойства приповерхностного слоя.

### Заключение

Среди множества возможных параметров для описания геометрии поверхности фрактальная размерность имеет ряд неоспоримых преимуществ. Она позволяет

охарактеризовать поверхность всего одним числом в диапазоне от 2 до 3, причем это число будет четко характеризовать степень развитости поверхностной геометрии. Но особенно важно то, что фрактальная размерность еще и непосредственно связана с физическими свойствами исследуемого объекта. На примере поликристаллического кремния мы показали связь фрактальной размерности и ряда физических свойств поверхности. А ранние наши исследования, выявившие связь фрактальной размерности поверхности и кристаллической структуры самого материала, свидетельствуют о перспективности применения данного параметра в исследовательской практике, особенно для выявления корреляций между рельефом и свойствами материалов.

### Список литературы

1. Павлов Д. А. и др. Фрактальность поверхности пленок аморфного, нано-, микро- и поликристаллического кремния // Поверхность. 2001. № 7. С. 107–112.
2. A Practical Guide to Scanning Probe Microscopy // ThermoMicroscopes, 1999.
3. Бухараев А. А., Овчинников Д. Б., Бухараева А. А. Диагностика поверхности с помощью сканирующей силовой микроскопии (обзор) // Заводская Лаборатория. Исследование структуры и свойств. Физические методы исследования и контроля. 1996. № 1. С. 10–27.
4. Chesters S., Wong H. G., Kasper G. A fractal-based method for describing surface roughness and texture // Proc. of Institute of Environmental Sciences. 1990. 31 p.
5. Gomez-Rodriguez J. M. et al. Fractal characterization of gold deposits by scanning tunneling microscopy // Vac. Sci. Technol. B. 1991. V. 9. N 2. P. 495.
6. Almqvist N. Fractal analysis of scanning probe microscopy images // Surface Science. 1996. V. 355. N 1–3. P. 221–228.
7. Федер Е. Фракталы. М.: Мир, 1991. 256 с.

# КОНСТРУИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МСТ

УДК 004.083.8

Ю. Н. Слесарев, канд. техн. наук,  
Пензенский государственный университет  
e-mail: robot@diamond.stup.ac.ru

## ДИНАМИЧЕСКОЕ САМОСОГЛАСОВАННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ЗАПИСИ

*В работе описана уточненная самосогласованная модель терромагнитной записи, описывающая динамические процессы при записи и стирании информации, принимающая в расчет намагничивание по петле гистерезиса и передаточной характеристики носителя информации.*

Метод самосогласованного динамического моделирования получил широкое распространение для моделирования записи информации на ферромагнитных носителях посредством приложения локального магнитного поля, создаваемого магнитной головкой [1, 2].

Некоторые общие положения данной методики могут быть применены и для терромагнитной записи (ТМЗ) с учетом особенностей терромагнитной записи информации и моделей переключения носителей [3].

Существуют два основных способа ТМЗ: запись при нагревании выше точки Кюри и запись на носителях с температурным спадом коэрцитивной силы (запись за точку компенсации). В работе [4] приведено описание самосогласованной динамической модели ТМЗ. Она основана на том, что в ряде материалов для ТМЗ собственная доменная структура может иметь размеры гораздо меньшие, чем области, перемагничиваемые под действием нагрева лазерным пучком. Это обстоятельство позволяет описать области записи с помощью параметров, характерных для макрообластей, в частности, коэрцитивной силой, коэффициентом прямоугольности петли гис-

терезиса, которые легко могут быть измерены.

Известная модель [4] качественно хорошо описывает динамические процессы при записи и может быть использована для их изучения. Однако эксперименты показали, что она количественно недостаточно точно согласуется с экспериментальными данными по процессу стирания (дает завышенные значения поля стирания) и записи, что не позволяет рассчитать значение поля записи и стирания. Причина этого заключается в том, что описание перемагничивания осуществляется только с помощью петли гистерезиса, в которой не заложена информация о поведении магнитного материала при переходе из парамагнитного в ферромагнитное состояние. Такую информацию можно получить из передаточной характеристики материала при ТМЗ и результатов исследования моделей переключения носителя при ТМЗ [3]. Это потребовало изменить алгоритм вычисления намагниченности области записи.

Задача перемагничивания запоминающего слоя при изменении поля температур решалась методами конечных элементов путем разбиения области носителя на  $N$  элементов длиной  $P$ , ограничен-

ных узловыми точками  $x_i$ . В каждый момент времени задается поле температур  $T_i = T(x_i)$ . Для данного распределения температур вычисляется распределение намагниченности в узлах:

$$M_i(T) = M(H(x_i, t), M(x_i, t - \Delta t)) \quad \text{при } T_i(t) < T_k, \quad (1)$$

$$M_i(t) = f_{ij}(H(x_i, t - \Delta t)) \quad \text{при } T_i(t) > T_k,$$

где  $H(x_i, t)$  — суммарное магнитное поле, действующее на элемент в момент времени  $t$ ;  $M(x_i, t - \Delta t)$  — намагниченность элемента;  $T_k$  — температура Кюри;  $f_{ij}(H(x_i, t - \Delta t))$  — функция передачи носителя при ТМЗ;  $T_i(t)$  — температурное поле при записи или стирании;  $t - \Delta t$  — время, предшествующее времени  $t$ .

Выражение (1) было исследовано при записи и стирании на носителях типа TbFe с использованием температурных зависимостей намагниченности и коэрцитивной силы, приведенных на рис. 1, и функции передачи, приведенной на рис. 2.

На рис. 3 показано развитие процесса перемагничивания носителя ТМЗ, для которого харак-

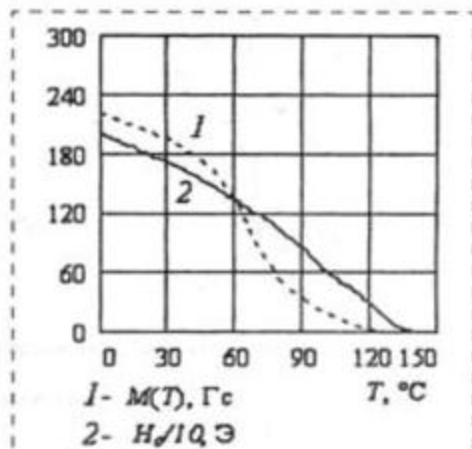


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности и коэрцитивной силы носителя TbFe



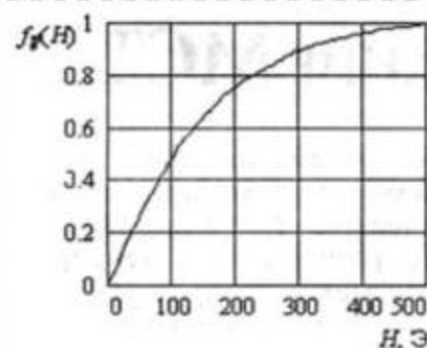


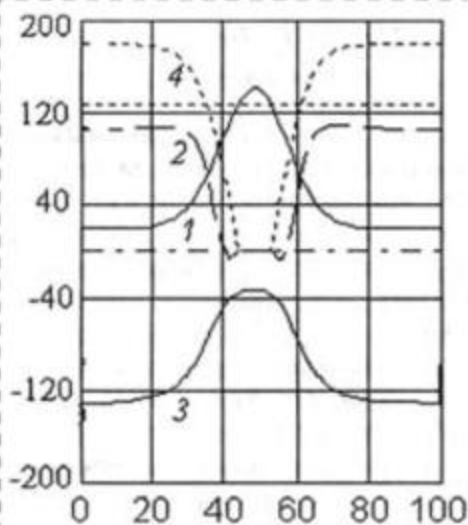
Рис. 2. Функция передачи TbFe при ТМЗ

терен монотонный характер зависимости  $M$  и  $H_c$  от температуры, соответствующий  $Tb_{0,14}Fe_{0,86}$  (см. рис. 1).

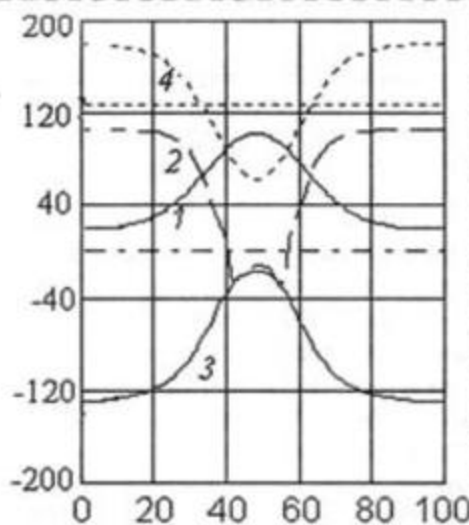
Повышение температуры записи выше  $T_k$  в конце действия импульса записи (рис. 3, а) приводит к появлению парамагнитной области, при приближении к которой наблюдается постепенное уменьшение намагниченности и коэрцитивной силы. Размер этой области определяется пере-

сечением температурного распределения  $temp1_i$  с температурой точки Кюри ( $127^\circ C$ ). На кривой  $m/k_i$  появилась область с инверсной намагниченностью, которая вызвана переключением материала за счет поля рассеяния и подмагничивающего поля записи напряженностью  $-200$  Э, а также уменьшения коэрцитивной силы с возрастанием температуры.

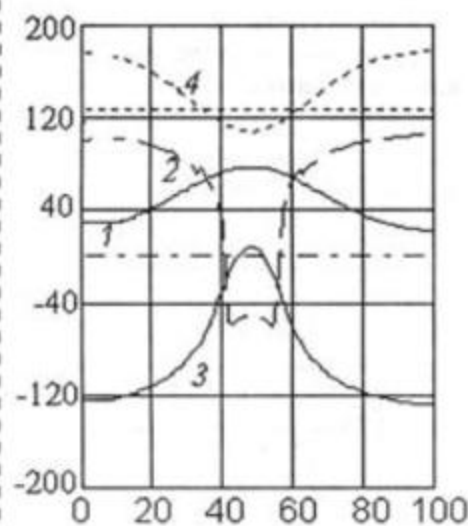
Следовательно, на формирование следа записи оказывают влияние два процесса: уменьшение коэрцитивной силы с возрастанием температуры и парамагнитная область, появившаяся при нагреве выше точки Кюри. После выключения источника излучения (рис. 3, б) происходит уменьшение температуры. При этом формируется след записи с резкими краями (рис. 3, б). На рис. 3, в



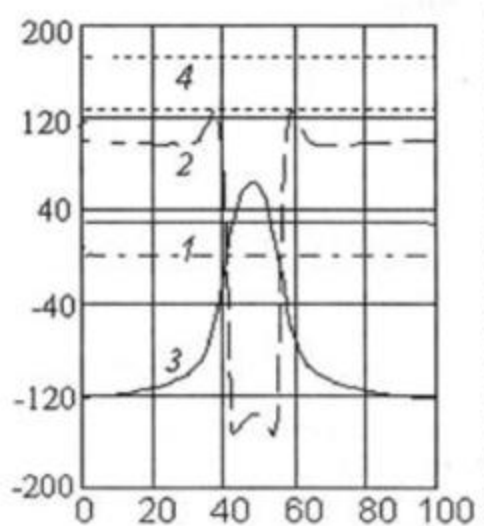
а)



б)



в)



г)

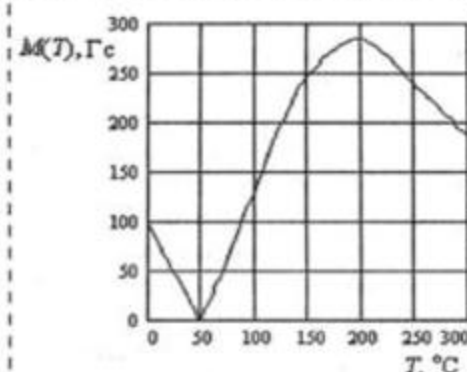
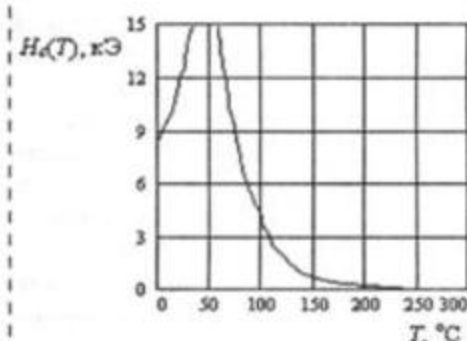
Рис. 3. Развитие процесса ТМЗ для носителя с коэрцитивной силой, зависящей от температуры:

а — распределения величин в конце импульса записи ( $1 - temp1_i, ^\circ C$ ;  $2 - ml1_i, Гс$ ;  $3 - hl_i, Э$ ;  $4 - hc1_i, 0,1 Э$ ;

б—г — периоды остывания носителя;  
б —  $1 - temp2_i, ^\circ C$ ;  $2 - ml2_i, Гс$ ;  $3 - hc2_i, Э$ ;  $4 - hc2_i, 0,1 Э$ ;

в —  $1 - temp3_i, ^\circ C$ ;  $2 - ml3_i, Гс$ ;  $3 - h3_i, 0,1 Э$ ;

г —  $1 - temp4_i, ^\circ C$ ;  $2 - ml4_i, Гс$ ;  $3 - h4_i, 0,1 Э$ ;  $4 - hc4_i, 0,1 Э$

Рис. 4. Температурная зависимость намагниченности  $Tb_{23,6}Co_{76,4}$ Рис. 5. Температурная зависимость коэрцитивной силы  $Tb_{23,6}Co_{76,4}$

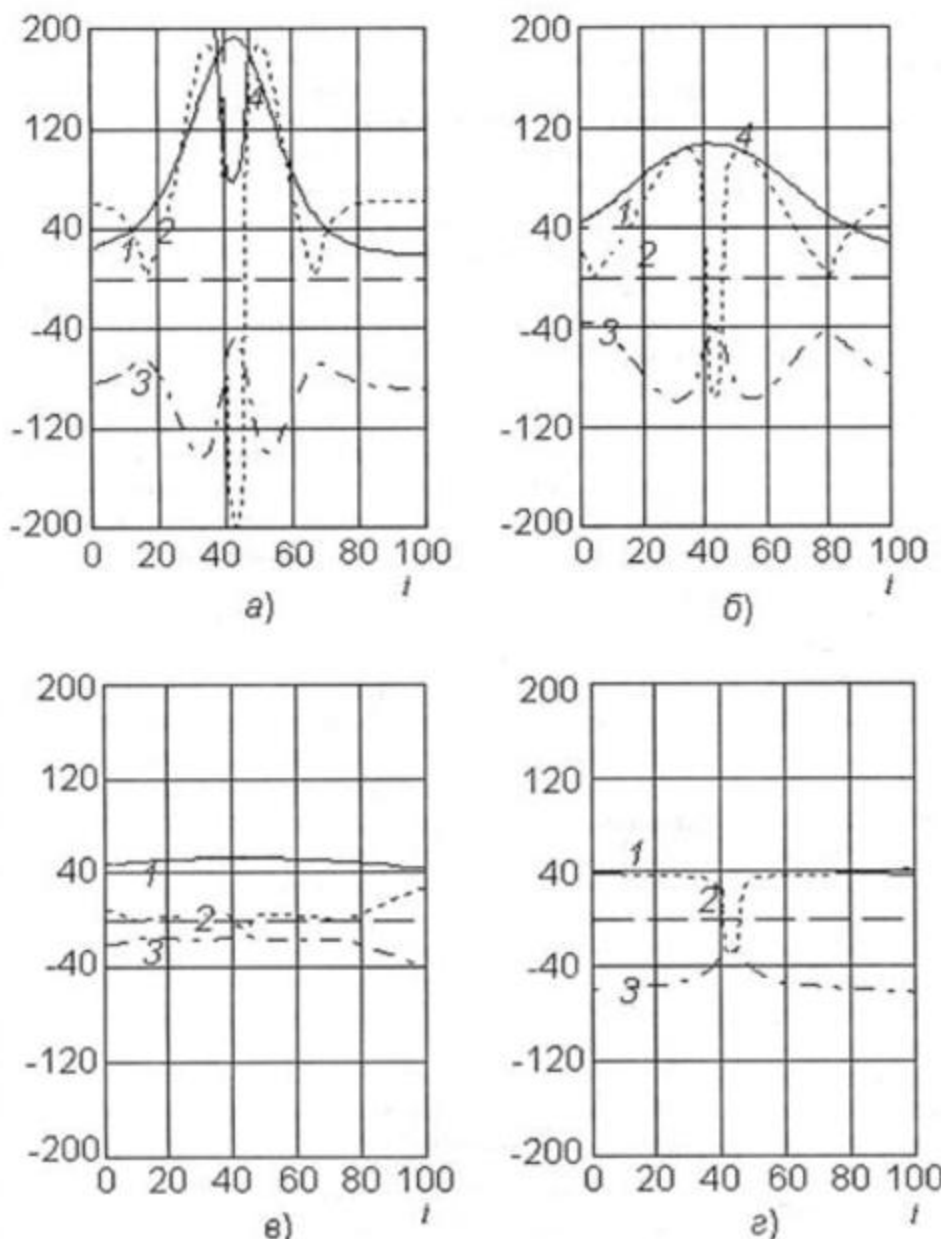


Рис. 6. Развитие процесса ТМЗ для носителя с температурным спадом коэрцитивной силы:

а — распределения температуры, намагниченности, размагничивающего поля, коэрцитивной силы в конце импульса записи ( $1 - \text{temp}1_i, ^\circ\text{C}$ ;  $2 - m1_i, \text{Гс}$ ;  $3 - h1_i \cdot 0,1, \text{Э}$ ;  $4 - hc1_i \cdot 0,1 \text{ Э}$ );

б —  $1 - \text{temp}2_i, ^\circ\text{C}$ ;  $2 - m2_i, \text{Гс}$ ;  $3 - h2_i \cdot 0,1, \text{Э}$ ;  $4 - hc2_i \cdot 0,1 \text{ Э}$ ;

в —  $1 - \text{temp}3_i, ^\circ\text{C}$ ;  $2 - m3_i, \text{Гс}$ ;  $3 - h3_i \cdot 0,1, \text{Э}$ ;  $4 - hc3_i \cdot 0,1 \text{ Э}$ ;

г —  $1 - \text{temp}4_i, ^\circ\text{C}$ ;  $2 - m4_i, \text{Гс}$ ;  $3 - h4_i \cdot 0,1, \text{Э}$ ;  $4 - hc4_i \cdot 0,1 \text{ Э}$

показано распределение намагниченности и размагничивающего поля после дальнейшего остывания носителя. В центре следа

записи также виден небольшой спад как исходной, так и инвертированной намагниченности, соответствующий температурной кри-

вой  $M(T)$ . При выравнивании температуры (рис. 3, г) намагниченность следа записи возрастает и формируется четкий след. "Выбросы" намагниченности на краях следа записи связаны с меньшим значением размагничивающего поля. Длина следа записи имеет большую протяженность, чем определяемая только записью с нагреванием выше точки Кюри. Переходная зона между перепадами намагниченности соответствует длительности инверсионной области, появившейся в конце действия импульса нагрева.

Для носителя с температурным спадом коэрцитивной силы, характеризуем температурной зависимостью намагниченности (рис. 4) и коэрцитивной силы (рис. 5), картина динамических процессов формирования следа записи приведена на рис. 6.

Границы переключенной области (рис. 6, г) более "размыты", чем в рассмотренном случае записи с нагреванием выше точки Кюри. Носители тем лучше пригодны для высокоплотной цифровой записи, чем меньшее влияние на формирование сигналограммы оказывает температурный спад коэрцитивной силы.

#### Список литературы

1. Ивасаки С., Судзуки Т. Динамическая модель процесса магнитной записи // Проблемы магнитной записи: Пер. с англ. / Под ред. В. Г. Королькова. Энергия, 1975. С. 25—34.
2. Самосогласованная модель магнитной записи (Not Just Another Self-Consistent Magnetic Recording Model) // IEEE Trans. On Magn. 1981. Vol. Mag-17. N 2. P. 1192—1199.
3. Слесарев Ю. Н., Евтихий Н. Н., Назаров Ф. М. Модели терромагнитной записи для ЗУ с побитовой и голографической организацией // ЭВМ-76: Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции. Ч. 1. — Москва, 1976. С. 180—181.
4. Слесарев Ю. Н., Серебряник П. М. Динамическое самосогласованное моделирование терромагнитной записи // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ЭВТ. 1989. Вып. 11. С. 14—21.

УДК 539.3:621.897

**С. В. Шилько**, канд. техн. наук,  
**В. Е. Старжинский**, д-р техн. наук,  
 Институт механики металлополимерных систем  
 НАН Беларуси (Гомель, Беларусь)  
**А. П. Бабин, М. В. Зернин**, канд. техн. наук,  
 Брянский государственный технический  
 университет;  
**Е. В. Шалобаев**, канд. техн. наук,  
 Санкт-Петербургский государственный  
 институт точной механики и оптики  
 (технический университет)

## ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА СОПРЯЖЕНИЙ КОМПОНЕНТОВ МЭМС

*Анализируются особенности деформационно-прочностного расчета сопряжений МЭМС, обусловленные масштабным фактором и технологией изготовления. Для анализа напряженно-деформированного состояния микросопряжений разработаны оригинальные алгоритмы и программы на основе методов граничных и конечных элементов.*

### Введение

Динамичное развитие микросистемной техники обусловлено сочетанием в одном устройстве механических и электрических компонентов наряду с использованием новых для машиностроения технологий микроэлектроники, что облегчает массовое производство изделий. В частности, весьма эффективны МЭМС, выполняющие функцию передачи энергии и движения [1–3]. Как и в устройствах традиционного размерного исполнения, типичными узлами МЭМС являются трибосопряжения (подшипники, зубчатые колеса, условно-неподвижные соединения и т. д.).

Однако прочностные и триботехнические расчеты сопряжений МЭМС практически не разработаны, поскольку переход на рассматриваемый масштабный уровень привел к появлению специфических явлений, существенно влияющих на характеристики трения, изнашивания и контактной прочности [4].

### 1. Особенности контактного взаимодействия в МЭМС

Масштабный эффект в МЭМС обусловлен, с одной стороны, близостью характерных размеров структурных составляющих материала деталей, самих деталей и адсорбированных их поверхностью слоев влаги. Например, модуль зацепления сверхминиатюрных зубчатых колес (40–100 мкм) становится соизмеримым с размерами надмолекулярных структур и армирующих фаз из полимерных композиционных материалов, используемых для изготовления указанных деталей.

Этот эффект проявляется также в возрастании по сравнению с объемными силами (например, инерционными) роли поверхностных сил трения и адгезии, а также в ухудшении теплоотвода [1, 5, 6]. Детали, включающие тонкие пленки микрометрической толщины, оказываются весьма чувствительными к указанным поверхностным силам. В результате существенно и иногда катастрофически снижается надежность МЭМС, вплоть до полного разрушения деталей в результате схватывания сопряженных поверхностей.

В целях стабильного функционирования микросистемной техники разрабатывается новое поколение адаптивных (динамически оптимальных) материалов [7] (в частности, на основе пьезокompозитов), в которых реализуется принцип авторегулирования условий контактного взаимодействия путем изменения объемных (деформационных) и поверхностных (фрикционных, адгезионных) характеристик. В этом случае появляется дополнительная нелинейность, обусловленная возникновением контура электромеханической обратной связи.

Названные выше факторы не учитываются в практике расчета и конструирования традиционных сопряжений деталей машин. Необходимо модифицировать существующие расчетные схемы и развить методы прикладной механики (в первую очередь, методы граничных и конечных элементов) для прочностного анализа трибосопряжений микроскопических размеров. Анализ подобных задач актуален также в рамках механики контактного разрушения [8], например, при разработке методов диагностики, основанных на индентировании материалов.

### 2. Разработка алгоритма граничноэлементного расчета сопряжений МЭМС

К числу эффективных процедур численного анализа следует отнести метод граничных элементов (МГЭ), позволяющий выполнить экспресс-анализ напряженно-деформированного состояния деталей с учетом реальной геометрии деталей и поверхностных явлений [9]. Метод является, в сущности, полуаналитическим, поскольку подразумевает совместное использование фундаментальных решений и пространственной дискретизации, которой подвергается лишь контур деформируемой области. Численное решение на границе и внутри тела строится на основе суперпозиции элементарных влияний, определяемых через соотношения, полученные для простых сингулярных задач. При этом добиваются приближенного выполнения заданных граничных условий на каждом элементе контура. Метод имеет два достоинства:

- сокращение на единицу геометрической размерности задачи;
- простоту описания бесконечных областей.



Необходимо отметить, что МГЭ позволяет отразить наиболее сложные граничные условия и описать существенную нелинейность контактного взаимодействия.

В качестве примера использования МГЭ приведем численный анализ процесса трения в адаптивном микросопрежении с пьезоэлектрическим слоем конечных размеров, схема которого показана на рис. 1. Слой представляет собой композит, образованный наполнением полимерной матрицы пьезочастицами. Рассматривается характерный для сопряжений МЭМС режим схватывания поверхностей, вызывающий локальную концентрацию напряжений сдвига. Напряжение сдвига генерирует сигнал в пьезочастицах-сенсорах и вызывает пропорциональную реакцию (констрикцию) сопряженных с ними пьезочастиц-актуаторов, способствующую уменьшению контактного давления и, тем самым, препятствующую схватыванию. Введем предположение, что актуаторная реакция пьезочастицы эквивалентна локальному уменьшению податливости в зоне актуации ЗА. Для определенности считаем, что зона актуации имеет прямоугольную форму, приращение высоты которой пропорционально уровню напряжения сдвига на поверхности контакта.

Моделирование схватывания и обратного ему процесса разделения (*"antilocking process"*) поверхностей может быть осуществлено с помощью эффективной релаксационной процедуры, поскольку неоднородность граничных условий задачи приводит к нелинейности деформирования даже в случае линейно-упругого (в локальных объемах) материала. Воспользуемся МГЭ в виде непрямого метода источников, позволяющего решать контактные задачи трибологии с высокой точностью и экономичностью [9, 10]. В частности, анализ контактного взаимодействия с учетом подобной нелинейности материала проводили с помощью программы "BEL" [10].

В примере расчета адаптивного сопряжения МЭМС рассматривалось индентирование слоя жестким телом прямоугольной формы (см. рис. 1).

Результаты были получены для материала с начальным модулем упругости  $E = 1000$  МПа и ко-

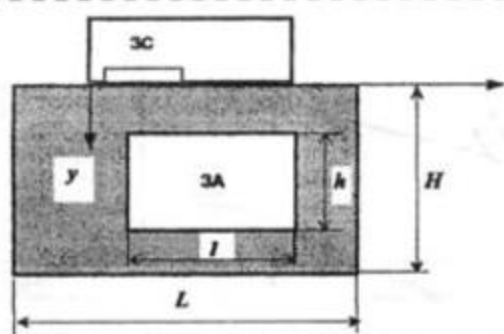


Рис. 1. Схема контактного нагружения в сопряжении МЭМС

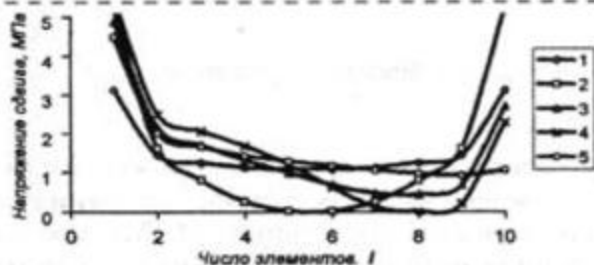


Рис. 2. Распределение напряжения сдвига в контакте в процессе адаптации

эффициентом Пуассона  $\nu = 0,4$  при плоской деформации. Длина  $L$  и высота  $H$  покрытия составляли 5 и 3 мкм соответственно. В области контакта  $S_c$  вводилась зона схватывания на участке длиной  $0,1 S_c$  путем задания аномально высокого коэффициента трения  $f_0 = 2$ .

Дискретизация контактной поверхности включала 20 граничных элементов и обеспечивала высокую точность решения контактной задачи.

Начальное состояние (кривая 1 на рис. 2) соответствует контактному деформированию физически линейного слоя (без актуации). В численном примере процесс моделировался по шагам (эпюры напряжений 2—5) в правой части слоя.

Показано, что на заключительной стадии адаптации (кривая 5 указанных выше распределений) имеет место эффективное уменьшение концентрации напряжений трения вблизи правой кромки деформируемой пластины по сравнению с аналогичной зоной вблизи левой кромки, где изменение свойств материала отсутствовало. Моделируемый процесс напоминает явление термоупругой неустойчивости при трении, когда локальный износ неровностей способствует снижению пиковых напряжений и температуры на пятнах касания.

### 3. Разработка алгоритма конечноэлементного расчета сопряжений МЭМС

Нелинейность деформирования материала хорошо описывается методом конечных элементов, в первую очередь, его вариантами, не требующими перестройки матрицы жесткости в процессе итерационного поиска решения. К таким вариантам относятся методы дополнительных напряжений и деформаций. Так как каждый из указанных вариантов накладывает существенные ограничения на свойства материалов, предлагается их модификация, позволяющая существенно расширить решаемый класс задач.

При реализации метода конечных элементов в случае линейной упругости материала задача сводится к решению системы линейных уравнений с  $n$  неизвестными, где  $n$  — число степеней свободы расчетной схемы:

$$\{\sigma\} = [D]\{\varepsilon\}, \quad (1)$$

где  $\{\sigma\} = \begin{Bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \dots \end{Bmatrix}$  — вектор напряжений;  $\{\epsilon\} = \begin{Bmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \dots \end{Bmatrix}$  —

вектор деформаций;  $[D]$  — матрица жесткости.

Как отмечено выше, особенность решения задач о контактом взаимодействии в МЭМС состоит в существенной нелинейности упругих свойств материала поверхностного слоя, что в терминах конечноэлементной аппроксимации учитывается матрицей жесткости с переменными коэффициентами:

$$\{\sigma\} = [D(\{\epsilon\})] \cdot \{\epsilon\}. \quad (2)$$

Неизвестные в системе нелинейных уравнений (2) обычно определяются в виде последовательности решений систем линейных уравнений, получаемой несколькими способами. В зависимости от способа сведения исходной задачи к указанной последовательности можно выделить ряд методов со своими достоинствами и недостатками.

Так, принимая на каждой итерации  $[D(\{\epsilon\})] = \text{const}$ , можно свести исходную задачу к последовательности линейных задач, корректируя на каждой итерации матрицу  $[D]$ . Рассмотренный метод называется методом переменных параметров и находит свое применение при решении задач пластичности. Недостатком этого метода является необходимость решать на каждой итерации систему уравнений полностью, так как при изменении матрицы  $[D]$  меняется система разрешающих уравнений.

Более перспективными являются методы, не требующие перестройки системы разрешающих уравнений на каждой итерации. Рассмотрим кратко эти методы.

Представим нелинейные свойства конечных элементов в виде

$$\{\sigma\} = [D](\{\epsilon\} + \epsilon_0(\{\epsilon\})). \quad (3)$$

При  $\epsilon_0(\{\epsilon\}) = \text{const}$  на каждой итерации нелинейная задача сводится к последовательности решений линейных задач с начальной деформацией (метод дополнительных деформаций). Сходимость метода иллюстрируется рис. 3. К недостаткам метода можно отнести невозможность его применения для анализа напряженно-деформированного

состояния жесткопластических тел, а также низкую скорость сходимости примера (рис. 3, а) по сравнению с примером (рис. 3, б).

Если же записать нелинейные свойства конечного элемента в виде

$$\{\sigma\} = [D](\{\epsilon\} - \sigma_0(\{\epsilon\})), \quad (4)$$

то при  $\sigma_0(\{\epsilon\}) = \text{const}$  на каждой итерации нелинейная задача сводится к последовательности решений линейных задач с начальным напряжением. Такой метод называется методом дополнительных напряжений. Сходимость этого метода представлена на рис. 4.

К недостаткам метода дополнительных напряжений можно отнести невозможность его применения для тел, имеющих жесткую зависимость напряжений от деформаций, а также низкую скорость сходимости случая, показанного на рис. 4, б, по сравнению со случаем рис. 4, а.

Нетрудно заметить, что там, где неэффективен метод дополнительных деформаций, хороших результатов можно добиться методом дополнительных напряжений и, наоборот.

Представим нелинейные свойства конечных элементов в виде

$$\{\sigma\} = [D](\{\epsilon\} + \epsilon_0(\{\epsilon\})) - \sigma_0(\{\epsilon\}). \quad (5)$$

При  $\epsilon_0(\{\epsilon\}) = \text{const}$  и  $\sigma_0(\{\epsilon\}) = \text{const}$  на каждой итерации нелинейная задача сводится к последовательности линейных задач с начальными напряжениями и деформациями. При этом в случае (а) на последующей итерации корректируем  $\epsilon_0(\{\epsilon\})$ , а в случае (б) —  $\sigma_0(\{\epsilon\})$ . Таким образом, разработанный комбинированный метод дополнительных напряжений и деформаций лишен ранее указанных недостатков.

Для того чтобы выявить преимущества предложенного подхода перед методом переменных параметров, получим зависимость разрешающей системы уравнений от значений  $\epsilon_0(\{\epsilon\}) = \text{const}$  и  $\sigma_0(\{\epsilon\}) = \text{const}$ .

Деформацию элемента через перемещения узлов КЭ можно записать в виде

$$\{\epsilon\} = [B](U). \quad (6)$$

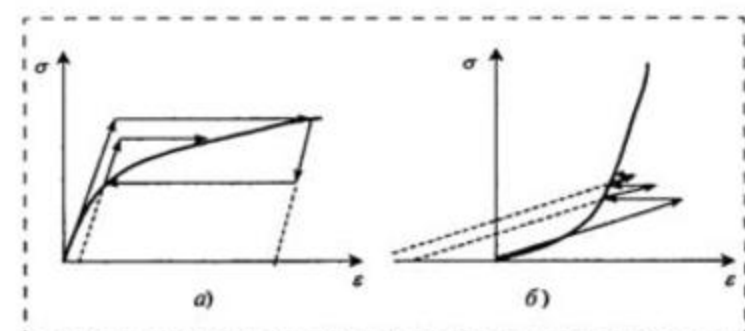


Рис. 3. Сходимость метода дополнительных деформаций

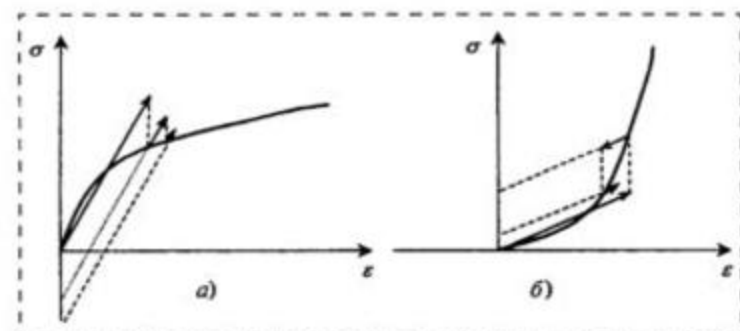


Рис. 4. Сходимость метода дополнительных напряжений

Запишем энергетический критерий для энергии деформации

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \int_V \{\epsilon\}^T \{\sigma\} dV - \{U\}^T \{P\} \rightarrow \min. \quad (7)$$

Из уравнения Лагранжа следует условие

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \{U\}} = 0. \quad (8)$$

Подставив (6) в выражение (7), получим

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \int_V \{U\}^T [B]^T ([D]\{\epsilon\} + [D]\epsilon_0(\{\epsilon\}) - \sigma_0(\{\epsilon\})) [B]\{U\} dV - \{U\}^T \{P\}. \quad (9)$$

Имеем

$$\int_V [B]^T [D] [B] \{U\} dV = \{P\} - \int_V [B]^T [D] \epsilon_0(\{\epsilon\}) dV + \int_V [B]^T \sigma_0(\{\epsilon\}) dV. \quad (10)$$

Если на каждой итерации  $\epsilon_0(\{\epsilon\}) = \text{const}$  и  $\sigma_0(\{\epsilon\}) = \text{const}$ , левая часть уравнения не меняется. Это позволяет провести факторизацию матрицы жесткости и уменьшить время решения задачи, что нельзя сделать в методе дополнительных параметров. Корректируя по изложенному выше алгоритму значения  $\epsilon_0(\{\epsilon\}) = \text{const}$  и  $\sigma_0(\{\epsilon\}) = \text{const}$ , решаем задачу до тех пор, пока значения  $\{U\}$  не перестанут изменяться.

На рис. 5 представлена сходимость рассматриваемого алгоритма для решения контактной задачи с известной площадкой контакта при использовании КЭ с реальными свойствами. При этом задача была решена с различными вариантами значений коэффициентов матрицы  $[D]$ , а также различными вариантами приложения внешней нагрузки (по частям и всей сразу). Как видно из рис. 5, для всех рассмотренных вариантов результат решения остался неизменным, что свидетельствует о достаточно высокой устойчивости решения. Следует

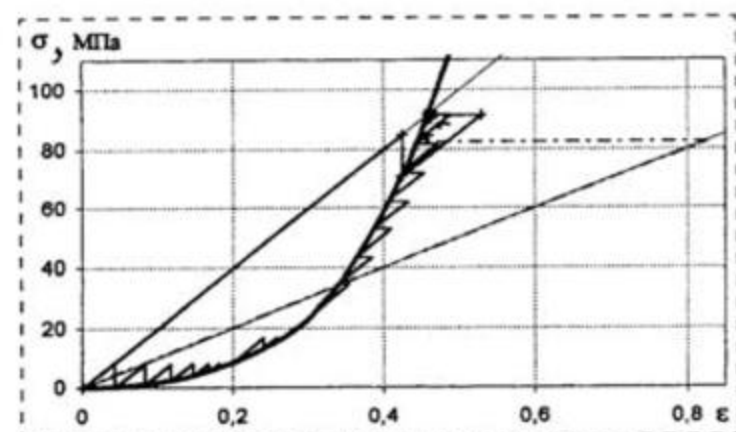


Рис. 5. Сходимость комбинированного метода

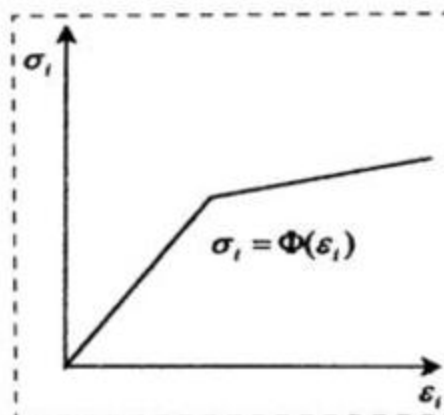


Рис. 6. Пример физической нелинейности материала

отметить, что для заданных свойств конечного элемента методы дополнительных напряжений и деформаций в отдельности не обеспечили устойчивого результата.

Здесь следует отметить и тот факт, что описанный подход может применяться не только для учета нелинейностей контактного слоя, но и для описания напряженно-деформированного состояния, где нелинейность обусловлена нелинейными свойствами материала (например, пластичностью), как показано на рис. 6. Разница состоит лишь в том, что записываются выражения, связывающие интенсивности деформаций и напряжений. Алгоритм решения задачи включает следующие действия:

- на текущей итерации определяются векторы напряжений и деформаций;
- вычисляется интенсивность напряжений и деформаций;
- по известной зависимости  $\sigma_i = \Phi(\epsilon_i)$  определяются  $\epsilon_0$  и  $\sigma_0$ ;
- вычисляются векторы начальных напряжений и деформаций для следующей итерации  $\epsilon_0(\{\epsilon\}) = \text{const}$  и  $\sigma_0(\{\epsilon\}) = \text{const}$ .

Таким образом, по описанному выше алгоритму можно решать физически нелинейные контактные задачи, не перестраивая матрицу жесткости от итерации к итерации.

\*\*\*

Расчет МЭМС имеет принципиальные особенности, не учитываемые в традиционных формулировках и методиках прочностного и триботехнического анализа. Проведенные численные расчеты подтверждают теоретические положения, изложенные в работах [4, 5]. Предложены алгоритмы и программы расчета решения существенно нелинейных контактных задач с учетом фрикционного и адгезионного взаимодействия в МЭМС [11].

#### Список литературы

1. Tribology Issues and Opportunities in MEMS // Proc. of NSF/AFOSR/ASME. WorkShop on Tribology Issues and Opportunities in MEMS, Columbus, 9–11 Nov. 1997 / Edited by B. Bhushan: Netherlands, Kluwer Acad. Publ., 1998.



2. Антонюк В. Е. Технология производства и методы обеспечения качества зубчатых колес и передач. Справочное и научное издание // В. Е. Антонюк, Б. В. Иванов, М. М. Кане, А. Т. Кулинов, С. П. Руденко, В. Е. Старжинский, А. А. Сусин, Э. Е. Фельдштейн, Е. В. Шалобаев, С. В. Шилько. / Под общ. ред. В. Е. Старжинского и М. М. Кане. Минск—Гомель—Санкт-Петербург: Технопринт, 2003.

3. Oleksiuk W. The Role of Toothed Gears in mechatronic Devices // Gearing and Transmissions. 2001. N 1. P. 44—57.

4. Шалобаев Е. В. Мехатроника и микросистемная техника: особенности соотношения микро- и макроуровней // Микросистемная техника. 2000. № 4. С. 5—9.

5. Шалобаев Е. В. Проблемы микросистемной техники и XXI век // Микросистемная техника. 2001. № 3. С. 37—39.

6. Дедков Г. В. Нанотрибология: экспериментальные факты и теоретические модели // Успехи физических наук. 2000. Т. 170. № 6. С. 585—618.

7. Плещачевский Ю. М., Шилько С. В., Стельмах С. В. Этапы развития и уровни организации структуры материалов: адаптивные композиты // Доклады Нац. Акад. наук Беларуси. 1999. Т. 43. № 5. С. 119—123.

8. Морозов Е. М., Зернин М. В. Контактные задачи механики разрушения. М.: Машиностроение, 1999.

9. Крауч С., Старфилд А. Методы граничных элементов в механике твердого тела. М.: Мир, 1987.

10. Шилько С. В., Петроковец Е. М., Семенова Т. В. Оценка контактной жесткости локальных покрытий: сопоставление расчетных методов // Трение и износ. 2001. Т. 22. № 2. С. 23—28.

11. Шилько С. В., Бабин А. П., Старжинский В. Е., Зернин М. В. Моделирование контактного взаимодействия в сопряжениях микроэлектрических систем // Вестник Гомельского государственного технического университета. 2002. № 4.

УДК 531.787.084.2:629.7

**В. М. Панкратов**, д-р техн. наук,  
**В. Э. Джашигов**, д-р техн. наук,  
**В. И. Улыбин**, канд. техн. наук,  
**Е. А. Мокров**, д-р техн. наук,  
**В. А. Семенов**, канд. техн. наук,  
**Д. В. Тихомиров**,  
Институт проблем точной механики и управления  
РАН, г. Саратов,  
ФГУП НИИФИ "Научно-исследовательский  
институт физических измерений", г. Пенза

## МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ДАТЧИКА ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ ИЗМЕРЯЕМОЙ И ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕД

*Рассмотрены вопросы, связанные с построением и автоматизированным исследованием математических моделей датчиков давления, работающих в нестационарных неоднородных температурных полях измеряемой и окружающей сред. Построены и исследованы математические модели нестационарных тепловых процессов, протекающих в датчике, и математические модели термоупругого напряженно-деформированного состояния мембраны воспринимающего элемента датчика. Решение поставленных задач и его реализация в комплексах программ позволяют на этапе проектирования автоматизированно рассчитывать и анализировать неоднородные нестационарные температурные поля и полное напряженно-деформированное состояние датчика.*

### 1. Постановка задачи

Современные датчики физических величин (давления, температуры, инерциальной информа-

ции и др.) представляют собой сложные многокомпонентные динамические системы, в которых протекают взаимосвязанные физические процессы различной природы (тепловые, механические, упругие и термоупругие, электрические, оптические и другие). Эти системы включают ряд подсистем, главными из которых являются взаимосвязанные информационная и энергетическая подсистемы. Как показывает накопленный опыт исследований [1, 2], особое значение и роль тепловых процессов как части энергетической подсистемы в прецизионных датчиках состоит в том, что они во многом определяют не только точность датчиков, но и такие важные характеристики, как долговечность, надежность, время готовности и, в конечном итоге, эффективность их работы. В то же время необходимо уже на этапе проектирования датчиков, приборов и устройств знать, не проводя серий дорогостоящих, длительных и энергоемких натурных испытаний, как реальные условия эксплуатации (в частности температурные воздействия) повлияют на их выходные характеристики, какие материалы, геометрические, теплофизические и другие параметры являются оптимальными для успешной работы этих приборов в реальных условиях. Поэтому задача построения и исследования математических моделей функционирования датчиков физических величин при воздействии градиентов температур представляется весьма важной и актуальной, особенно в условиях все более усиливающейся автоматизации проектирования и внедрения новых технологий в приборостроении. В настоящей работе объектом исследования является датчик давления, предназначенный для измерения процессов статико-динамического давления жидких и газообразных сред (кислорода, азота, водорода) в ракетно-космической технике. Основной узел датчика — воспринимающий элемент, на мембране которого методом тонкопленочной технологии нанесе-

2. Антонюк В. Е. Технология производства и методы обеспечения качества зубчатых колес и передач. Справочное и научное издание // В. Е. Антонюк, Б. В. Иванов, М. М. Кане, А. Т. Кулинов, С. П. Руденко, В. Е. Старжинский, А. А. Сусин, Э. Е. Фельдштейн, Е. В. Шалобаев, С. В. Шилько. / Под общ. ред. В. Е. Старжинского и М. М. Кане. Минск—Гомель—Санкт-Петербург: Технопринт, 2003.

3. Oleksiuk W. The Role of Toothed Gears in mechatronic Devices // Gearing and Transmissions. 2001. N 1. P. 44—57.

4. Шалобаев Е. В. Мехатроника и микросистемная техника: особенности соотношения микро- и макроуровней // Микросистемная техника. 2000. № 4. С. 5—9.

5. Шалобаев Е. В. Проблемы микросистемной техники и XXI век // Микросистемная техника. 2001. № 3. С. 37—39.

6. Дедков Г. В. Нанотрибология: экспериментальные факты и теоретические модели // Успехи физических наук. 2000. Т. 170. № 6. С. 585—618.

7. Плещачевский Ю. М., Шилько С. В., Стельмах С. В. Этапы развития и уровни организации структуры материалов: адаптивные композиты // Доклады Нац. Акад. наук Беларуси. 1999. Т. 43. № 5. С. 119—123.

8. Морозов Е. М., Зернин М. В. Контактные задачи механики разрушения. М.: Машиностроение, 1999.

9. Крауч С., Старфилд А. Методы граничных элементов в механике твердого тела. М.: Мир, 1987.

10. Шилько С. В., Петроковец Е. М., Семенова Т. В. Оценка контактной жесткости локальных покрытий: сопоставление расчетных методов // Трение и износ. 2001. Т. 22. № 2. С. 23—28.

11. Шилько С. В., Бабин А. П., Старжинский В. Е., Зернин М. В. Моделирование контактного взаимодействия в сопряжениях микроэлектрических систем // Вестник Гомельского государственного технического университета. 2002. № 4.

УДК 531.787.084.2:629.7

**В. М. Панкратов**, д-р техн. наук,  
**В. Э. Джашигов**, д-р техн. наук,  
**В. И. Улыбин**, канд. техн. наук,  
**Е. А. Мокров**, д-р техн. наук,  
**В. А. Семенов**, канд. техн. наук,  
**Д. В. Тихомиров**,  
Институт проблем точной механики и управления  
РАН, г. Саратов,  
ФГУП НИИФИ "Научно-исследовательский  
институт физических измерений", г. Пенза

## МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ДАТЧИКА ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ ИЗМЕРЯЕМОЙ И ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕД

*Рассмотрены вопросы, связанные с построением и автоматизированным исследованием математических моделей датчиков давления, работающих в нестационарных неоднородных температурных полях измеряемой и окружающей сред. Построены и исследованы математические модели нестационарных тепловых процессов, протекающих в датчике, и математические модели термоупругого напряженно-деформированного состояния мембраны воспринимающего элемента датчика. Решение поставленных задач и его реализация в комплексах программ позволяют на этапе проектирования автоматизированно рассчитывать и анализировать неоднородные нестационарные температурные поля и полное напряженно-деформированное состояние датчика.*

### 1. Постановка задачи

Современные датчики физических величин (давления, температуры, инерциальной информа-

ции и др.) представляют собой сложные многокомпонентные динамические системы, в которых протекают взаимосвязанные физические процессы различной природы (тепловые, механические, упругие и термоупругие, электрические, оптические и другие). Эти системы включают ряд подсистем, главными из которых являются взаимосвязанные информационная и энергетическая подсистемы. Как показывает накопленный опыт исследований [1, 2], особое значение и роль тепловых процессов как части энергетической подсистемы в прецизионных датчиках состоит в том, что они во многом определяют не только точность датчиков, но и такие важные характеристики, как долговечность, надежность, время готовности и, в конечном итоге, эффективность их работы. В то же время необходимо уже на этапе проектирования датчиков, приборов и устройств знать, не проводя серий дорогостоящих, длительных и энергоемких натурных испытаний, как реальные условия эксплуатации (в частности температурные воздействия) повлияют на их выходные характеристики, какие материалы, геометрические, теплофизические и другие параметры являются оптимальными для успешной работы этих приборов в реальных условиях. Поэтому задача построения и исследования математических моделей функционирования датчиков физических величин при воздействии градиентов температур представляется весьма важной и актуальной, особенно в условиях все более усиливающейся автоматизации проектирования и внедрения новых технологий в приборостроении. В настоящей работе объектом исследования является датчик давления, предназначенный для измерения процессов статико-динамического давления жидких и газообразных сред (кислорода, азота, водорода) в ракетно-космической технике. Основной узел датчика — воспринимающий элемент, на мембране которого методом тонкопленочной технологии нанесе-

ны тензорезисторы, контактные площадки и другие электроэлементы, являющиеся распределенными внутренними источниками тепла заданной мощности. Датчик давления не имеет системы термостатирования и выполнен в вакуумированном или газонаполненном вариантах. Ставится *общая задача* построения, аналитического и компьютерного исследования математических моделей рассматриваемого датчика, работающего в нестационарных неоднородных температурных полях измеряемой и окружающей сред. Данная задача содержит две связанные подзадачи:

- построение и исследование математической модели нестационарных тепловых процессов, протекающих в рассматриваемом датчике;
- построение и исследование математической модели термоупругого напряженно-деформированного состояния мембраны воспринимающего элемента датчика.

Решение поставленных задач и их реализация в комплексах программ позволят на этапах проектирования автоматизированно рассчитывать и анализировать неоднородные нестационарные температурные поля и полное напряженно-деформированное состояние датчика (поля напряжений, деформаций и перемещений) как функции конструктивных, теплофизических, геометрических и других параметров прибора и характеристик внешних и внутренних температурных воздействий, с целью выбора оптимальной топологии тензорезисторов и конструктивных элементов датчика, в частности, мембраны.

## 2. Математическая модель тепловых процессов

В силу большой сложности (нестационарность, необходимость учета различных видов теплообмена, наличие несимметричных источников тепла, разнородная многокомпонентная структура, особенности крепления и условий теплообмена с внешней средой, взаимосвязанность физических процессов и т. п.) задача расчета температурного поля рассматриваемых классов приборов может быть решена путем применения численных методов [1–4] с использованием современных компьютеров.

В настоящей работе для расчета неоднородных трехмерных нестационарных температурных полей датчиков физических величин предлагается использовать приближенный численный метод [2], представляющий собой модифицированный вариант метода "элементарных" балансов [4]. Для составления тепловых балансов используются такие основные законы теплообмена [2, 3, 4], как закон сохранения энергии, закон Фурье, закон Ньютона, закон Стефана—Больцмана и др. Использование основных законов и гипотез теплообмена приводит к непосредственному получению расчетных алгоритмов, минуя стадию составления дифференциальных уравнений. Датчик разбивается на ряд

"элементарных" геометрических объемов. Это могут быть параллелепипеды, цилиндрические, шаровые сегменты и другие канонические формы, определяемые конструктивными особенностями различных типов датчиков. Основной алгоритм расчета температурного поля, полученный на основе метода тепловых балансов и принятых допущений для рассматриваемого типа датчиков, состоящих из твердотельных элементарных объемов, имеет следующий вид [1, 2]:

$$T_i(t + \Delta t) = \left[ 1 - \frac{\Delta t}{c_i} \left( \sum_{j=1}^M q_{ij} + q_{ic} \right) \right] T_i + \frac{\Delta t}{c_i} \left( \sum_{j=1}^M q_{ij} T_j + q_{ic} T_c + Q_i \right), \quad (1)$$

где  $T_i(t)$ ,  $T_i(t + \Delta t)$  — температура  $i$ -го объема соответственно в настоящий и последующий моменты времени;  $c_i$  — теплоемкость;  $q_{ij}$  — теплопроводимость между объемами  $i, j$ ;  $q_{ic}$  — теплопроводимость между  $i$ -м объемом и окружающей или измеряемой средой;  $Q_i$  — мощность источников или стоков тепла;  $\Delta t$  — шаг расчета;  $M$  — число объемов, имеющих тепловой контакт с  $i$ -м объемом;  $N$  — число объемов;  $i = 1, \dots, N$ .

Суммарная тепловая проводимость, характеризующаяся входящими в (1) коэффициентами теплопроводимости  $q_{ij}$ , может быть представлена в виде:

$$q_{ij} = q_T + q_K + q_H = \alpha_T f_T + \alpha_K f_K + \alpha_H f_H, \quad (2)$$

где  $q_T$ ,  $q_K$ ,  $q_H$  — коэффициенты теплопроводимости, учитывающие теплообмен в соответствии с теплопроводностью, конвекцией и излучением;  $\alpha_T$ ,  $\alpha_K$ ,  $\alpha_H$  — функции геометрических и теплофизических параметров элементарных объемов;  $f_T$ ,  $f_K$ ,  $f_H$  — функции температур.

Таким образом, предложенный способ расчета позволяет учитывать основные виды теплообмена, имеющие место в рассматриваемых классах датчиков. Формулы и соотношения, по которым рассчитываются эти коэффициенты, для основных случаев теплообмена в приборах и некоторых специальных случаях получены в [4, 5] на основе законов теплообмена Фурье, Ньютона, Стефана—Больцмана, критериальных уравнений Нуссельта, Рейнольдса, Грасгофа, Прандтля, теории подобия аэродинамических, электрических и тепловых процессов и экспериментальных исследований. К полученным разностным и другим соотношениям (1), (2) и формулам [4, 5] необходимо добавить начальные условия, и задача сведется к определению функций  $T_i(t)$  по всем элементарным объемам в каждый момент времени. Таким образом, построенные и реализованные в программных комплексах алгоритмы, соотношения, формулы составляют основу математической модели тепловых про-



цессов в сложных датчиках, приборах и устройствах и позволяют рассчитывать и проводить анализ в общем случае трехмерных, неоднородных, нестационарных температурных полей этих приборов и устройств в заданном числе расчетных точек. Число элементарных объемов (расчетных точек) варьируется в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен и тысяч в зависимости от требуемой точности решения, типа исследуемого прибора, степени сложности поставленных температурных задач.

Ценность любой построенной математической модели определяется точностью, с которой эти модели отражают физические (в данном случае тепловые) процессы в реальных конструкциях датчиков, приборов и систем. Ответ на вопрос о погрешностях предложенного метода расчета может быть получен из сравнения рассчитанных полей температур на основе построенных моделей с экспериментальными данными. Поэтому основным критерием пригодности построенной модели следует считать достаточное для технических целей совпадение результатов такого сравнения.

Эти исследования были проведены [1, 2] с различной степенью детализации, обусловленной наличием теоретических и экспериментальных данных по тепловым испытаниям, для всех основных типов инерциальных датчиков и систем. Как показали проведенные исследования [1, 2], результаты математического моделирования полностью отражают характер и особенности тепловых процессов в рассмотренных типах гироскопических датчиков, выявленные в экспериментах для различных тепловых режимов. Средние квадратические погрешности расчетных и экспериментальных данных носят нормальный характер и при числе расчетных точек по объему прибора порядка нескольких сотен не превышают 10 % в нестационарных режимах и единиц процентов в установившихся температурных режимах. А поскольку с "тепловой" точки зрения методики построения математической модели тепловых процессов ранее исследованных гироскопических датчиков и рассматриваемых датчиков давления одинаковы, то приведенный вывод о погрешностях расчета температурных полей можно в полной мере отнести и к датчикам давления.

Тепловая модель рассматриваемого типа датчика состоит в том, что он разбивается на конечные твердотельные элементарные объемы, имеющие каноническую форму кольцевых или сплошных цилиндров. Эти элементарные объемы имеют теплофизические и геометрические характеристики и тепловые связи, соответствующие реальной конструкции. Число элементарных объемов данной тепловой модели (расчетных точек, в каждой из которых определяется температурное поле с течением времени) равно 52. Математическая модель тепло-

вых процессов определяется полученными алгоритмами, формулами и соотношениями (1), (2) [4, 5].

Компоновка, конструктивные элементы датчика, существенные для исследования в нем тепловых процессов, и его тепловая модель представлены на рис. 1 (см. вторую сторону обложки).

### Анализ напряженно-деформированного состояния мембраны воспринимающего элемента с учетом температурных воздействий

При построении математической модели напряженно-деформированного состояния мембраны воспринимающего элемента датчика давления с учетом температурных воздействий и динамических эффектов будем считать справедливыми следующие предположения. Рассматривается осесимметричное напряженно-деформированное состояние, вызванное равномерно распределенной по площади пластинки нагрузкой интенсивности  $q_z$  и температурными воздействиями. Основная часть воспринимающего элемента — мембрана (рис. 2, см. вторую сторону обложки) — может быть представлена как упругая круглая изотропная пластинка со свободно защемленным [6] контуром, имеющая радиус  $R$  и толщину  $h$ .

Температурное поле пластинки полагается известным (оно определяется с помощью построенной математической модели тепловых процессов на предыдущем этапе исследований) и имеющим следующий осесимметричный вид:

$$T(r, z, t) = T_0(r, t) + z\theta(r, t), \quad (3)$$

где время  $t$  рассматривается как параметр. Далее для сокращения записи его опустим. Задача рассматривается в этом разделе в квазистатической постановке. Эффекты связанности, когда деформации пластинки вызывают изменения ее температурного поля, не учитываются в силу их малости [6, 7]. Коэффициент Пуассона  $\mu$ , температурный коэффициент линейного расширения  $\alpha$  мембраны и модуль Юнга  $E$  считаем не зависящими от температуры [6, 7, 8]. Учитывается влияние растяжения мембраны на ее изгиб и тот факт, что прогибы могут быть как малыми (существенно меньшими толщины мембраны), так и конечными (соизмеримыми с толщиной мембраны). При введенных предположениях основные разрешающие осесимметричные (не зависящие от  $\varphi$ ) уравнения в нелинейной постановке, позволяющей считать перемещения срединной поверхности мембраны малыми или конечными, имеют в полярной системе координат следующий вид [6, 9]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr}(\nabla^2 \Phi(r)) = -(1 - \mu) \frac{dN_T(r)}{dr} - \\ - \frac{D_0(1 - \mu^2)}{2r} \left( \frac{dw(r)}{dr} \right)^2; \end{aligned} \quad (4)$$

$$D_2 \nabla^2 \nabla^2 w(r) = q_z - \nabla^2 M_T(r) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( \frac{d\Phi(r)}{dr} \frac{dw(r)}{dr} \right)^2, \quad (5)$$

где  $w$  — нормальная составляющая вектора перемещения точек мембраны (прогиб);  $\Phi$  — функция напряжений [6, 9];  $N_T(r) = E\alpha h T(r)/(1 - \mu)$ ;  $M_T(r) = E\alpha h^3 \theta(r)/12(1 - \mu)$  — растягивающее усилие и изгибающий момент, вызванные тепловыми воздействиями;  $q_z(r)$  — интенсивность распределенной нагрузки;  $D_0(r) = Eh/(1 - \mu^2)$ ;  $D_2(r) = Eh^3/12(1 - \mu^2)$ . Разрешающие уравнения (4), (5) получены путем преобразований основных уравнений и соотношений упругости и термоупругости для изгибаемых пластинок [6, 7, 9].

Напряжения в мембране определяются как

$$\sigma_r(r) = \frac{1}{hr} \frac{d\Phi}{dr}; \quad \sigma_\varphi(r) = \frac{1}{h} \frac{d^2\Phi}{dr^2}. \quad (6)$$

Деформации срединной поверхности мембраны имеют вид

$$\bar{\varepsilon}_r = \frac{1}{(1 - \mu^2)D_0} \left[ \frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dr} - \mu \frac{d^2\Phi}{dr^2} + (1 - \mu) N_T(r) \right],$$

$$\bar{\varepsilon}_\varphi = \frac{1}{(1 - \mu^2)D_0} \left[ \frac{d^2\Phi}{dr^2} - \mu \frac{d\Phi}{dr} + (1 - \mu) N_T(r) \right]. \quad (7)$$

Компоненты тензора деформации  $\bar{\varepsilon}_r$ ,  $\bar{\varepsilon}_\varphi$  срединной поверхности мембраны, выраженные через радиальное  $u$  и нормальное  $w$  (рис. 3) перемещения точек мембраны при изгибе, имеют вид

$$\bar{\varepsilon}_r = \frac{du}{dr} + \frac{1}{2} \left( \frac{dw}{dr} \right)^2, \quad \bar{\varepsilon}_\varphi = \frac{u}{r}. \quad (8)$$

Второе слагаемое в (8) для  $\bar{\varepsilon}_r$  учитывает тот факт, что прогибы  $w$  могут быть конечны. В этой геометрической нелинейности учитывается влияние растяжения пластины на ее изгиб. Рассмотрим геометрические и статические граничные условия. Прогибы и углы поворота на контуре мембраны отсутствуют:

$$w|_{r=R} = 0, \quad \frac{dw}{dr}|_{r=R} = 0. \quad (9)$$

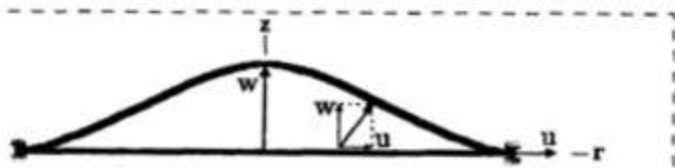


Рис. 3. Радиальные  $u$  и нормальные  $w$  перемещения (прогибы) точек мембраны при изгибе

Радиальные напряжения в центре мембраны и на контуре ограничены:

$$\Phi|_{r=0} = \text{const} \Rightarrow \frac{d\Phi}{dr}|_{r=0} = 0,$$

$$\left( \frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dr} \right)|_{r=R} = 0. \quad (10)$$

Таким образом, задача сводится к решению связанной системы нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений (4), (5) с граничными условиями (9), (10). Из этих уравнений и соотношений определяется прогиб  $w$  и функция напряжений  $\Phi$  и их производные. Далее по формулам (6) определяют напряжения в мембране и по формулам (7), (8) находят деформации и радиальное перемещение. Рассмотрим аналитический подход к решению задачи определения напряженно-деформированного состояния (НДС) мембраны. Для удобства решения поставленной задачи приведем основные разрешающие уравнения (4), (5) и граничные условия (9), (10) к безразмерному виду. Введем следующие безразмерные параметры:

$$\rho = \frac{r}{R}; \quad \zeta = \frac{u}{h}; \quad \xi = \frac{w}{h}; \quad q_z^0 = q_z \frac{R^4}{Eh^4};$$

$$\Phi_0 = \frac{\Phi}{Eh^3}. \quad (11)$$

Конфигурацию температурного поля (3) представим следующим образом:

$$T(\rho, z) = T_0(\rho) + z\theta(\rho) = T_{00}f_1(\rho) + z\theta_0f_2(\rho), \quad (12)$$

где  $T_{00}$  — температура срединной поверхности в центре мембраны;  $\theta_0$  — градиент температуры в центре;  $f_1(\rho)$  — безразмерная функция, задающая конфигурацию температурного поля как функцию радиуса мембраны;  $f_2(\rho)$  — безразмерная функция закона изменения градиента температуры по толщине в зависимости от радиуса мембраны. С учетом (11), (12) получим следующую систему безразмерных уравнений и граничных условий, эквивалентную уравнениям (4), (5) и граничным условиям (9), (10):

$$\frac{d}{d\rho} (\nabla^2 \Phi_0(\rho)) = -\gamma_1 \frac{df_1(\rho)}{d\rho} - \frac{1}{2\rho} \left( \frac{d\xi(\rho)}{d\rho} \right)^2; \quad (13)$$

$$C \nabla^2 \nabla^2 \xi(\rho) = q_z^0 - \gamma_2 \nabla^2 f_2(\rho) + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left( \frac{d\Phi_0(\rho)}{d\rho} \frac{d\xi(\rho)}{d\rho} \right), \quad (14)$$

где  $C = \frac{1}{12(1-\mu^2)}$ ;  $\gamma_1 = \frac{\alpha(T_{00}-T_{\text{пот}})R^2}{h^2}$ ;  
 $\gamma_2 = \frac{\alpha\theta_0 R^2}{12(1-\mu)h}$ ;  $T_{\text{пот}}$  — номинальная температура,  
 при которой отсутствуют деформации и напряжения. Безразмерные граничные условия:

$$\xi|_{\rho=1} = 0, \quad \left. \frac{d\xi}{d\rho} \right|_{\rho=1} = 0, \quad \left. \frac{d\Phi_0}{d\rho} \right|_{\rho=0} = 0, \\ \left( \frac{1}{\rho} \frac{d\Phi_0}{d\rho} \right) \Big|_{\rho=1} = 0. \quad (15)$$

Обратим внимание на физический смысл уравнений (13), (14). Уравнение (13) — это уравнение совместности деформаций. Уравнение (14) — уравнение равновесия.

Для разработки алгоритма решения поставленной задачи используем метод Бубнова—Галеркина [6]. По этому методу прогиб пластинки задается в виде, который точно удовлетворяет граничным условиям, а разрешающие уравнения удовлетворяются приближенно. Аппроксимирующую функцию для прогиба  $\xi$ , точно удовлетворяющую граничным условиям (9), (10), возьмем в виде [6]:

$$\xi(\rho) = f_0(1 - \rho^2)^2. \quad (16)$$

Безразмерная величина  $f_0 = f/h$  ( $f$  — прогиб в центре пластинки). Подставляя значение  $\xi$  из выражения (16) в уравнение (13), после соответствующих преобразований по методу Бубнова—Галеркина [6], с учетом параметров (12) рассчитанного температурного поля мембраны в расчетных точках (рис. 4) и при предположении, что вдоль радиуса и по толщине мембраны температура меняется по линейному закону, получим безразмерное кубическое уравнение для определения  $f_0$ :

$$\frac{1}{7} f_0^3 + \left( \frac{32}{3} C + \frac{82}{945} \gamma_1 G_1 \right) f_0 + \frac{8}{15} \gamma_2 G_{z1} - \frac{1}{6} q_z^0 = 0, \quad (17)$$

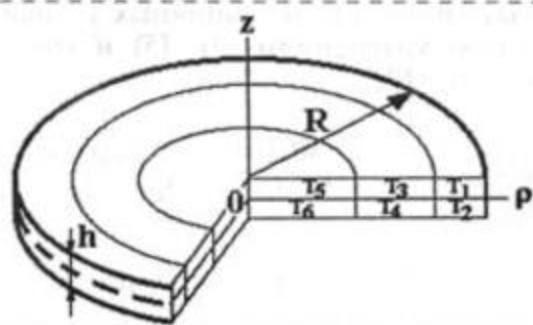


Рис. 4. Температурное поле мембраны в опорных расчетных точках

где

$$\gamma_1 = \frac{\alpha(T_{00}-T_{\text{пот}})R^2}{h^2}; \quad \gamma_2 = \frac{\alpha\theta_0 R^2}{12(1-\mu)h}; \\ \theta_0 = \Delta T_{z0}/h; \quad T_{00} = T_{c56} = (T_5 + T_6)/2; \\ T_{c12} = (T_1 + T_2)/2;$$

$$G_{z1} = \begin{cases} (\Delta T_{z1} - \Delta T_{z0})/\Delta T_{z0}, \\ \text{при } \Delta T_{z0} \neq 0 \text{ и } \Delta T_{z0} \neq \Delta T_{z1}; \\ 1, \text{ при } \Delta T_{z0} = 0 \text{ и } \Delta T_{z0} \neq \Delta T_{z1}; \\ 0, \text{ при } \Delta T_{z0} = \Delta T_{z1}; \end{cases}$$

$$G_1 = \begin{cases} (T_{c12} - T_{c56})/T_{c56}, \\ \text{при } T_{c56} \neq 0 \text{ и } T_{c12} \neq T_{c56}; \\ 1, \text{ при } T_{c56} = 0 \text{ и } T_{c12} \neq T_{c56}; \\ 0, \text{ при } T_{c12} = T_{c56}. \end{cases} \quad q_z^0 = q_z \frac{R^4}{Eh^4}; \\ \Delta T_{z0} = T_6 - T_5; \quad \Delta T_{z1} = T_2 - T_1.$$

Таким образом, имеем следующий алгоритм решения поставленной задачи:

- вычисляются коэффициенты уравнения (17), в том числе учитывающие температурные воздействия;
- решается кубическое уравнение (17) и выбираются действительные корни, определяющие прогиб  $f_0$ ;
- по формуле (16) и разрешающим уравнениям (13), (14) определяются прогибы  $\xi(\rho)$  в каждой точке мембраны и производные функции напряжений;
- по формулам (7) определяются деформации мембраны, а по формулам (8) — радиальные перемещения точек мембраны;
- по формулам (6) определяются значения напряжений, действующих на точки мембраны.

Проведем качественный анализ полученного уравнения (17). Как видим, в уравнение (17) для прогиба входят подчеркнутые члены  $\gamma_1 G_1$ ,  $\gamma_2 G_{z1}$ , учитывающие температурные воздействия на мембрану. Коэффициент  $G_1$  характеризует крутизну наклона  $f_1(\rho)$ , т. е. изменение температуры вдоль радиуса мембраны. Коэффициент  $G_{z1}$  характеризует крутизну наклона  $f_2(\rho)$ , т. е. изменение вдоль радиуса мембраны температурного перепада по толщине. Коэффициент  $\gamma_1$  характеризует отклонение температуры мембраны от номинальной. Коэффициент  $\gamma_2$  характеризует градиент температуры по толщине в центре мембраны. Заметим, что в реальных конструкциях датчика давления эти "температурные" члены малы по сравнению с основными "механическими" членами  $82\gamma_1 G_1/945 \ll 32C/3$ ,  $8\gamma_2 G_{z1}/15 \ll q_z^0/6$  и незначительно влияют на значение прогиба мембраны. В основном прогиб мем-



браны обусловлен механическим давлением измеряемой среды. Однако другие характеристики НДС (напряжения, деформации и радиальные перемещения), как будет показано ниже, значительно зависят от температурных воздействий. Вследствие конструктивных особенностей датчика давления и особенностей тепловых режимов его работы (радиус мембраны существенно больше ее толщины; температура измеряемой среды — отрицательная; температура окружающей среды выше температуры измеряемой среды; слой мембраны, контактирующий с измеряемой средой, имеет более низкую температуру, чем другие слои и других) справедливо следующее соотношение:  $\gamma_2 G_{z1} < 0$ . Поэтому в данной конструкции датчика температурные градиенты, обусловленные наличием члена  $\gamma_2 G_{z1}$ , увеличивают основной "механический" прогиб. Это увеличение прогиба будет существенным при малых измеряемых давлениях, определяемых из соотношения  $q_z^0 < 16\gamma_2 G_{z1}/5$ . Аналогично, справедливо следующее соотношение  $\gamma_1 G_1 > 0$ . Поэтому в данной конструкции датчика давления температурные перепады, обусловленные наличием члена  $\gamma_1 G_1$ , приводят к увеличению коэффициента при  $f_0$  в уравнении (17), что приводит к незначительному уменьшению основного "механического" прогиба.

#### 4. Математическое моделирование и компьютерные эксперименты

Проведенный качественный анализ не позволяет количественно оценить характеристики напряженно-деформированного состояния мембраны, находящейся под действием распределенного механического давления и нестационарной температуры. Такие оценки могут и должны быть получены при математическом моделировании напряженно-деформированного состояния мембраны на основе полученных уравнений, соотношений и разработанных алгоритмов. Для обеспечения возможности проведения математического моделирования, реализации разработанных алгоритмов и исследования нестационарных тепловых процессов и напряженно-деформированного состояния мембраны в датчике давления разработан специализированный программный комплекс "TPOLE-NDS". Он позволяет автоматизированно проводить расчеты, обрабатывать полученные числовые данные, включая их визуализацию путем построения графиков нестационарных значений температур в расчетных точках, характеристик напряженно-деформированного состояния мембраны датчика и топограмм температурных полей по объему прибора в каждый момент времени. При математическом моделировании тепловых процессов датчика давления и напряженно-деформированного состояния его мембраны с помощью программно-

го комплекса "TPOLE-NDS" использовались следующие исходные данные:

- наличие источника внутреннего температурного воздействия, мощность которого, рассеиваемая тензорезисторами, размещенными на мембране, составляет суммарно  $< 0,07$  Вт;
- температура окружающей воздушной среды может изменяться в диапазоне  $T_c = -50...+50$  °C;
- диапазон изменения температуры измеряемой среды  $T_{изм} = -196...-160$  °C;
- диапазон изменения давления измеряемой среды  $P_{изм} = 28...1250$  кг/см<sup>2</sup>.

В соответствии с этими и некоторыми другими данными на первом этапе рассчитано нестационарное температурное поле датчика давления при следующих исходных данных (термоудар):

- температура окружающей воздушной среды  $T_c = +50$  °C, температура измеряемой среды (жидкий кислород)  $T_{изм} = -196$  °C;
- давление измеряемой среды  $P_{изм} = 1250$  кг/см<sup>2</sup>;
- внутренние полости датчика вакуумированы.

Тепловая модель и топограммы пространственного распределения температурных полей в начале переходных процессов ( $t = 1$  с) и установившихся температурных полей ( $t = 3600$  с) по всем основным элементам датчика давления для моделируемого режима термоудара представлены на рис. 5. Графики текущих температур в основных элементах датчика давления, построенные по результатам математического моделирования термоудара, приведены на рис. 6.

Из расчета температурного поля всего датчика автоматически компьютером выбираются значения температур в расчетных точках мембраны в требуемые моменты времени. Напряженно-деформированное состояние мембраны рассчитывалось для двух моментов времени: в начале переходных тепловых процессов ( $t = 1$  с) и в установившемся режиме ( $t = 3600$  с). Другие основные исходные данные для расчета НДС мембраны:  $T_{пот} = 20$  °C,  $E = 2 \cdot 10^6$  кг/см<sup>2</sup>;  $\alpha = 1,8 \cdot 10^{-6}$  1/°C;  $h = 0,05$  см;

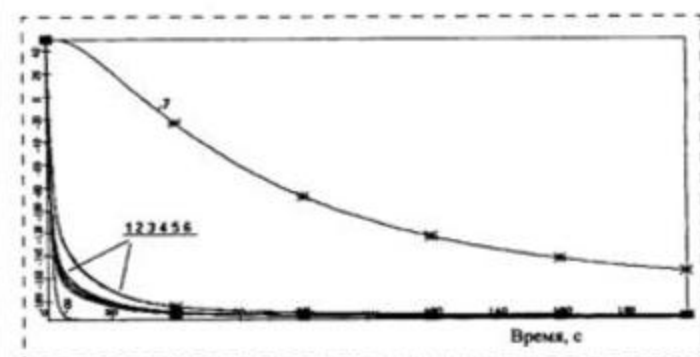


Рис. 6. Текущие значения температур в различных зонах (1—6 — зоны мембраны; 7 — гайка; 8 — штулка) датчика давления при термоударе

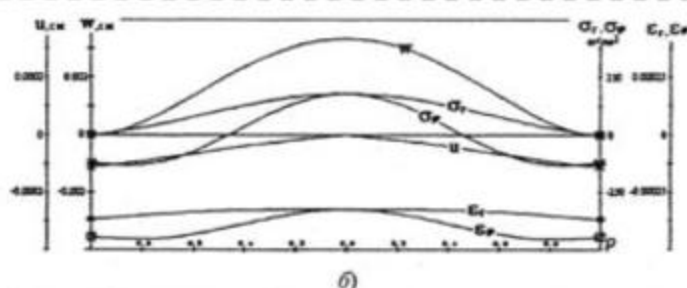
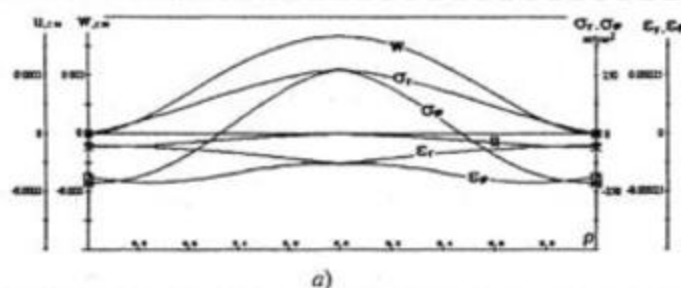


Рис. 7. Напряжения, деформации и перемещения точек мембраны как функции радиальной координаты при  $t_1 = 1$  с (а) и при  $t_2 = 3600$  с (б)

$R = 0,25$  см;  $\mu = 0,3$ ;  $q_z = 1250$  кг/см<sup>2</sup>. Графики напряжений, деформаций и перемещений точек мембраны (полное напряженно-деформированное состояние), как функции радиальной координаты, представлены для двух моментов времени  $t_1 = 1$  с и  $t_2 = 3600$  с на рис. 7. Максимальные значения напряжений, деформаций, прогиба и радиального перемещения точек мембраны для этих моментов времени приведены в табл. 1.

Было установлено, что прогиб мембраны практически не зависит от температурных воздействий в переходном и установившемся тепловом режимах и определяется действием механического распределенного давления измеряемой среды. Совершенно иная картина по другим характеристикам НДС — напряжениям, деформациям и перемещениям. Так, максимальные значения напряжений  $|\sigma_r|$ ,  $|\sigma_\phi|$  в переходном тепловом режиме ( $t_1 = 1$  с) превышают значения этих напряжений в установившемся тепловом режиме ( $t_2 = 3600$  с) приблизительно в 1,5 раза. Максимальные значения деформаций  $|\epsilon_r|$ ,  $|\epsilon_\phi|$  в переходном тепловом режиме отличаются от значений этих деформаций в установившемся тепловом режиме в 2,1–2,9 раза. Максимальное значение радиального перемещения деформаций  $|u|$  в переходном тепловом режиме отличается от значения этого перемещения в установившемся тепловом режиме в 2,4 раза. При этом, если в начале переходных тепловых процессов напряжения максимальны, а деформации и радиаль-

ные перемещения минимальны, то в установившемся тепловом режиме наоборот — напряжения уменьшаются до установившихся значений, а деформации и радиальные перемещения увеличиваются до установившихся значений. Это объясняется значительными температурными градиентами в начале переходных тепловых процессов.

## 5. Влияние учета динамических эффектов на НДС мембраны воспринимающего элемента датчика давления

Учет динамических эффектов сказывается в том, что в реальном приборе при внезапном приложении равномерно распределенного механического давления измеряемой среды и резкого изменения температуры в мембране воспринимающего элемента могут возникнуть осесимметричные механические колебания. Эти колебания в начальные моменты времени имеют максимальную амплитуду и затухают за счет диссипативных сил, стремясь к установившемуся значению, которое определено в результате решения квазистатической задачи термоупругости в предыдущих разделах. Очевидно, что и другие характеристики НДС — напряжения, деформации и радиальные перемещения (а не только прогиб) будут носить колебательный характер.

Главная задача данного раздела — выяснение характера этих колебаний, условий их возникновения, получения количественных оценок параметров колебаний, исследование возможности возникновения феномена детерминированного хаоса в нелинейной динамической системе — мембране воспринимающего элемента. Рассмотрим уравнение (17) для безразмерного прогиба  $f_0$  в центре пластинки, полученное методом Бубнова–Галеркина с учетом представления функции прогиба (16). Приближенный учет динамики движения пластинки [2, 7] выражается в том, что в соответствии с принципом Даламбера, в уравнение (17) добавляются силы инерции и диссипативные силы. При этом выражение (16) для прогиба принимает вид нестационарной функции

$$\xi(\rho, t) = f_0(t)(1 - \rho^2)^2 = \frac{f(t)}{h}(1 - \rho^2)^2, \quad (18)$$

Таблица 1

Максимальные значения характеристик напряженно-деформированного состояния мембраны в различные моменты времени

| Характеристики                                  | Момент времени $t_1 = 1$ с | Момент времени $t_2 = 3600$ с |
|-------------------------------------------------|----------------------------|-------------------------------|
| Напряжения $ \sigma_r $ , кг/см <sup>2</sup>    | 273,57                     | 178,43                        |
| Напряжения $ \sigma_\phi $ , кг/см <sup>2</sup> | 272,52                     | 178,35                        |
| Деформации $ \epsilon_r $                       | 0,000128                   | 0,000368                      |
| Деформации $ \epsilon_\phi $                    | 0,000211                   | 0,000455                      |
| Прогибы, $w$ , см                               | 0,0033302                  | 0,0033297                     |
| Радиальные перемещения $ u $ , см               | 0,000047                   | 0,000111                      |

и производные по радиусу становятся частными производными. С учетом выражения (18), добавленных диссипативных сил, сил инерции и применения метода Бубнова—Галеркина [6, 7] после преобразований получим следующее нелинейное дифференциальное уравнение для определения размерного прогиба  $f(t)$  в центре мембраны:

$$\ddot{f}(t) + k_d \dot{f}(t) + \omega_T^2 f(t) + \omega_0 f^3(t) = A_1 \sin pt + A_0 - q_z T, \quad (19)$$

где  $A_1, A_0$  — коэффициенты механической нагрузки на мембрану;  $k_d$  — приведенный коэффициент демпфирования, выбираемый из времени установления переходных процессов в мембране;

$$\omega_T^2 = (32C/3 + 82\gamma_1 G_1/945) Eh^2/(0,1\rho_0 R^4);$$

$\omega_0 = E/(0,7\rho_0 R^4)$ ;  $q_z T = 8\gamma_2 G_{z1} Eh^3/(1,5\rho_0 R^4)$  — температурная составляющая внешней нагрузки на мембрану;  $\rho_0$  — плотность материала мембраны при номинальной температуре. Зависимостью температуры от времени в (19) пренебрегаем, поскольку постоянная времени тепловых процессов существенно больше (на несколько порядков) постоянной времени механических процессов изгиба мембраны. Полное динамическое напряженно-деформированное состояние ( $\sigma_r, \sigma_\phi, \varepsilon_r, \varepsilon_\phi, u, w$ ) определяется по формулам, полученным в предыдущих разделах. При этом динамический прогиб изменяется в соответствии с выражением (18), где  $f(t)$  находим из дифференциального уравнения (19). Запишем (19) в канонической форме Коши, введя обозначения  $\psi = \dot{f}$ ,  $pt = x$ :

$$\begin{cases} \dot{f} = \psi = F_1(f, \psi, x); \\ \dot{\psi} = -k_d \psi - \omega_T^2 f - \omega_0 f^3 + A_1 \sin x + A_0 - q_z T = F_2(f, \psi, x); \\ \dot{x} = p = F_3(f, \psi, x). \end{cases} \quad (20)$$

Проведем в соответствии с методикой [2] аналитическое исследование полученной нелинейной системы обыкновенных дифференциальных уравнений (20) с целью выяснения возможности возникновения в ней нерегулярных движений, например, феномена детерминированного хаоса. Найдем стационарные (неподвижные) точки системы (20). Для этого приравняем правые части (20) нулю. Тогда получим:

$$\omega_0 f_*^3 + \omega_T^2 f_* - A_0 + q_z T = 0, \quad \psi_* = 0, \quad x_* = 0. \quad (21)$$

Это стационарные точки ( $f_*, \psi_* = 0, x_* = 0$ ), где  $f_*$  находим из решения кубического уравнения (21). Матрица устойчивости для линеаризованной в ок-

рестности стационарных точек ( $f_*, \psi_* = 0, x_* = 0$ ) системы (20) имеет вид

$$\begin{pmatrix} \left(\frac{\partial F_1}{\partial f}\right)_* & \left(\frac{\partial F_1}{\partial \psi}\right)_* & \left(\frac{\partial F_1}{\partial x}\right)_* \\ \left(\frac{\partial F_2}{\partial f}\right)_* & \left(\frac{\partial F_2}{\partial \psi}\right)_* & \left(\frac{\partial F_2}{\partial x}\right)_* \\ \left(\frac{\partial F_3}{\partial f}\right)_* & \left(\frac{\partial F_3}{\partial \psi}\right)_* & \left(\frac{\partial F_3}{\partial x}\right)_* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -\omega_T^2 - 3\omega_0 f_*^2 & -k_d & A_1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Тогда характеристическое уравнение для линеаризованной в окрестности стационарных точек ( $f_*, \psi_* = 0, x_* = 0$ ) системы (20) имеет вид

$$\begin{vmatrix} -\lambda & 1 & 0 \\ -\omega_T^2 - 3\omega_0 f_*^2 & -k_d - \lambda & A_1 \\ 0 & 0 & -\lambda \end{vmatrix} = \lambda(\lambda^2 + k_d \lambda + \omega_T^2 + 3\omega_0 f_*^2) = 0. \quad (23)$$

Условия устойчивости по Гурвицу запишутся как

$$k_d > 0, \quad \omega_T^2 + 3\omega_0 f_*^2 = (32C/3 + 82\gamma_1 G_1/945)h^2 + 3f_*^2/7 > 0. \quad (24)$$

Условия (24) выполняются, поскольку для рассматриваемой мембраны справедливо  $32C/3 \gg 82\gamma_1 G_1/945$ . Следовательно, все стационарные точки для мембраны воспринимающего элемента рассматриваемой конструкции и режимов ее работы являются устойчивыми, а это означает, что феномен детерминированного хаоса в такой нелинейной системе не возникнет. Такое явление возможно только для пластинок с соотношением  $R/h > 700$ . Количественные оценки характеристики НДС мембраны, находящейся под действием распределенного механического давления и температурных воздействий, с учетом динамических эффектов могут быть определены при численном интегрировании полученных динамических уравнений колебаний мембраны (20) с помощью еще одного разработанного специализированного программного комплекса "NDS-DIN". Поскольку постоянная времени тепловых процессов в мембране существенно (на несколько порядков) превышает постоянную времени механических процессов и температура мембраны "не успевает" отклониться от своей начальной температуры  $T_0$ , то при математическом моделировании принято, что механические переходные процессы проходят при постоянной



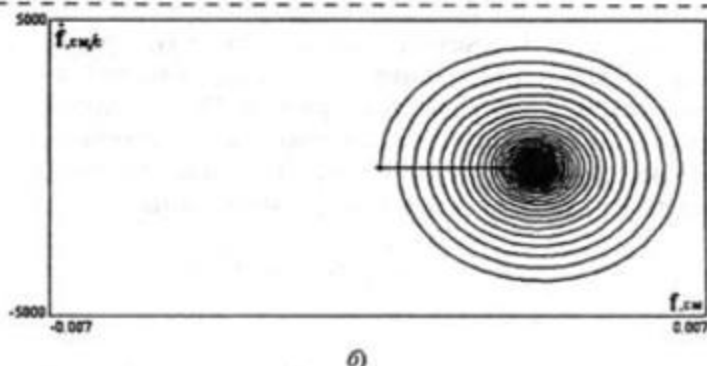
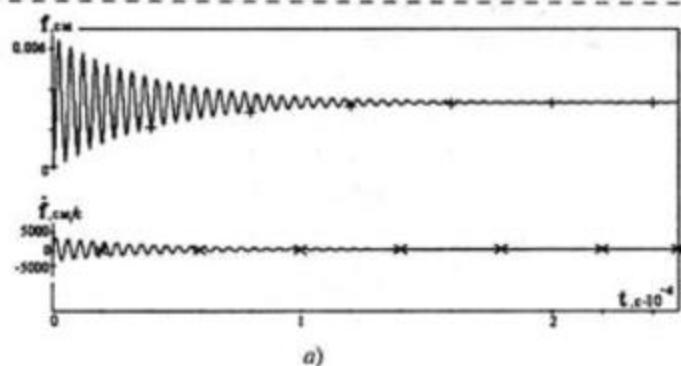


Рис. 8. Переходные процессы (а) и фазовый портрет (б) динамического изгиба центра мембраны воспринимающего элемента

температуре, равной верхнему пределу диапазона изменения температуры окружающей среды  $T_0 = T_c = +50^\circ\text{C}$ . Другие исходные данные взяты такие же, как в разд. 4 данной работы. Результаты такого численного интегрирования для прогиба и его производной по времени (переходные процессы и фазовый портрет) показаны на рис. 8.

Максимальные и установившиеся значения напряжений, деформаций и прогиба в центре мембраны в динамическом режиме приведены в табл. 2.

Как видим, динамические эффекты, имеющие место в начальные моменты времени, существенно влияют на НДС мембраны.

Время переходных механических процессов в датчике давления при внезапном приложении к мембране распределенного давления и резком изменении температуры измеряемой среды существенно меньше времени переходных тепловых процессов: соответственно  $(10^{-3} \div 10^{-4} \text{ с})$  и  $(10 \div 5 \cdot 10^{-2} \text{ с})$ . Значения характеристик напряженно-деформированного состояния мембраны в динамическом и установившемся режимах существенно различаются, а именно:

- соотношения напряжений  $|\sigma_r^{\text{дин}} / \sigma_r^{\text{уст}}| = |\sigma_\phi^{\text{дин}} / \sigma_\phi^{\text{уст}}| = 3,65$ ;
- соотношения деформаций  $|\epsilon_r^{\text{дин}} / \epsilon_r^{\text{уст}}| = |\epsilon_\phi^{\text{дин}} / \epsilon_\phi^{\text{уст}}| = 2,48$ ;
- соотношения прогибов  $|w^{\text{дин}} / w^{\text{уст}}| = 1,94$ .

Таблица 2

Максимальные и установившиеся значения характеристик напряженно-деформированного состояния мембраны в динамическом режиме

| Характеристики                                               | Максимальные значения | Установившиеся значения |
|--------------------------------------------------------------|-----------------------|-------------------------|
| Напряжения $ \sigma_r  =  \sigma_\phi $ , кг/см <sup>2</sup> | 645,86                | 176,82                  |
| Деформации $ \epsilon_r  =  \epsilon_\phi $                  | 0,000288              | 0,000116                |
| Прогиб $w$ , см                                              | 0,00646               | 0,00333                 |

## Выводы

1. Построены и исследованы аналитическими и численными методами связанные математические модели нестационарных тепловых процессов и напряженно-деформированного состояния мембраны воспринимающего элемента датчика давления с учетом температурных воздействий окружающей и измеряемой сред и динамических эффектов.

2. Разработаны и реализованы в вычислительных средах современных персональных компьютеров программные комплексы. Эти программные комплексы позволяют на этапе проектирования проводить исследования нестационарных тепловых процессов в датчике давления и изучать напряженно-деформированное состояние основного чувствительного элемента датчика — его мембраны — с учетом температурных воздействий и динамических эффектов автоматизированно, с помощью математического моделирования, не прибегая к сериям трудоемких, энергоемких и длительных экспериментальных исследований.

3. Получены качественные и количественные оценки характеристик температурных полей и напряженно-деформированного состояния мембраны, функционирующей в условиях нестационарных температурных возмущений окружающей и измеряемой сред.

4. Получены дифференциальные уравнения и соотношения, описывающие динамические эффекты в мембране при внезапном приложении распределенного измеряемого механического давления с учетом температурных возмущений. Проведено аналитическое исследование полученной нелинейной системы обыкновенных дифференциальных уравнений с целью выяснения возможности возникновения в ней нерегулярных движений и показано отсутствие условий для возникновения в рассматриваемой системе феномена детерминированного хаоса.

5. Получены количественные оценки влияния динамических эффектов на напряженно-деформированное состояние мембраны.

В целом полученные данные говорят о необходимости учета температурных воздействий и дина-

мических эффектов при исследовании напряженно-деформированного состояния мембраны и дают возможность решения задачи оптимизации конструкции чувствительного элемента датчика по критерию минимизации его погрешностей при воздействии нестационарной температуры.

#### Список литературы

1. Джашинов В. Э., Панкратов В. М. Динамика температурно-возмущенных гироскопических приборов и систем. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1998. 236 с.
2. Джашинов В. Э., Панкратов В. М. Математические модели теплового дрейфа гироскопических датчиков инерциальных систем / Под общ. ред. акад. РАН В. Г. Пешехонова. СПб.: ГНЦ РФ ЦНИИ "Электроприбор", 2001. 150 с.

3. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.
4. Дульнев Г. Н., Парфенов В. Г., Сигалов А. В. Методы расчета теплового режима приборов. М.: Радио и связь, 1990. 312 с.
5. Дульнев Г. Н., Семяшкин Э. М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. Л.: Энергия, 1968. 360 с.
6. Бажанов В. А., Гольденблат И. И., Николаенко Н. А., Синюков А. М. Расчет конструкций на тепловые воздействия. М.: Машиностроение, 1969. 600 с.
7. Коваленко А. Д. Основы термоупругости. Киев: Наукова думка, 1970. 307 с.
8. Конструкционные материалы: Справочник. / Б. Н. Арзамасов, В. А. Брострем, Н. А. Буше и др.; Под общ. ред. Б. Н. Арзамасова. М.: Машиностроение, 1990. 688 с.
9. Новожилов В. В. Основы нелинейной теории упругости. М.: Гостехиздат, 1948. 360 с.

## НАНОТЕХНОЛОГИЯ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

УДК 538

В. Я. Принц, канд. физ.-мат. наук,  
В. А. Селезнев, канд. физ.-мат. наук,  
А. В. Чеховский,  
Институт физики полупроводников СО РАН,  
г. Новосибирск,  
e-mail: prinz@isp.nsc.ru

### САМОФОРМИРУЮЩИЕСЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МИКРО- И НАНОТРУБКИ

*Представлены оригинальные результаты в области изготовления и исследования полупроводниковых микро- и нанотрубок. Описана технология изготовления микро- и нанотрубок с прецизионным диаметром и длиной. Экспериментально получены трубки с диаметром в диапазоне от 2 нм до 100 мкм. Рассмотрены возможности практического применения созданных микро- и нанобъектов.*

#### Введение

Устойчивой тенденцией в развитии ряда областей современной науки (микроэлектроники, наноэлектроники, молекулярной электроники, микромеханики и т. д.) является переход к созданию и исследованию все более малых объектов, размеры которых сравнимы с размерами молекул и атомов. Уменьшение размеров приборов может привести и уже приводит к смене элементной базы электроники и информационных систем. Для создания новых приборов, основанных на квантовых явлениях и работающих при комнатной температуре, например, приборов, основанных на эффектах Ааронова—Бома [1], одноэлектронных транзисторов

[2], необходима технология, способная воспроизводить создавать элементы приборов с размерами < 10 нм и строго заданной формой. Технология, целью которой является создание объектов с нано- и атомными размерами, называется нанотехнологией. Задачей нанотехнологии является воплощение идей наноэлектроники и наномеханики [3, 4], создание новых искусственных материалов с новыми свойствами [5, 6].

В настоящее время в нанотехнологии используются два подхода к формированию нанобъектов: "top-down" и "bottom-up" [7]. Первый подход основан на изготовлении наноэлементов из макроскопических частей материала с помощью усовершенствованных электронной, рентгеновской, ионной и штамповой литографий. Второй подход основан на сборке наноэлементов атом за атомом или молекула за молекулой с использованием процессов самосборки и самоорганизации. Этот подход успешно реализуется в природе.

Из нанобъектов, создаваемых природой, наибольшее внимание исследователей привлекают углеродные нанотрубки — моноатомные цилиндрические оболочки, имеющие диаметр  $\approx 1$  нм. В настоящее время углеродные нанотрубки рассматриваются как строительные блоки для создания электронных и микромеханических приборов, композиционных материалов [8—10].

В данном кратком обзоре изложены результаты по формированию и исследованию искусственных трубок, изготавливаемых из монокристаллических напряженных пленок. В отличие от диаметра углеродных трубок диаметр полупроводниковых трубок прецизионно задается в диапазоне от 100 мкм до  $\approx 2$  нм. Технология изготовления полупроводниковых трубок стыкуется с технологией изготовле-

мических эффектов при исследовании напряженно-деформированного состояния мембраны и дают возможность решения задачи оптимизации конструкции чувствительного элемента датчика по критерию минимизации его погрешностей при воздействии нестационарной температуры.

#### Список литературы

1. Джашинов В. Э., Панкратов В. М. Динамика температурно-возмущенных гироскопических приборов и систем. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1998. 236 с.
2. Джашинов В. Э., Панкратов В. М. Математические модели теплового дрейфа гироскопических датчиков инерциальных систем / Под общ. ред. акад. РАН В. Г. Пешехонова. СПб.: ГНЦ РФ ЦНИИ "Электроприбор", 2001. 150 с.

3. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.
4. Дульнев Г. Н., Парфенов В. Г., Сигалов А. В. Методы расчета теплового режима приборов. М.: Радио и связь, 1990. 312 с.
5. Дульнев Г. Н., Семьяшкин Э. М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. Л.: Энергия, 1968. 360 с.
6. Бажанов В. А., Гольденблат И. И., Николаенко Н. А., Синюков А. М. Расчет конструкций на тепловые воздействия. М.: Машиностроение, 1969. 600 с.
7. Коваленко А. Д. Основы термоупругости. Киев: Наукова думка, 1970. 307 с.
8. Конструкционные материалы: Справочник. / Б. Н. Арзамасов, В. А. Брострем, Н. А. Буше и др.; Под общ. ред. Б. Н. Арзамасова. М.: Машиностроение, 1990. 688 с.
9. Новожилов В. В. Основы нелинейной теории упругости. М.: Гостехиздат, 1948. 360 с.

## НАНОТЕХНОЛОГИЯ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

УДК 538

В. Я. Принц, канд. физ.-мат. наук,  
В. А. Селезнев, канд. физ.-мат. наук,  
А. В. Чеховский,  
Институт физики полупроводников СО РАН,  
г. Новосибирск,  
e-mail: prinz@isp.nsc.ru

### САМОФОРМИРУЮЩИЕСЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МИКРО- И НАНОТРУБКИ

*Представлены оригинальные результаты в области изготовления и исследования полупроводниковых микро- и нанотрубок. Описана технология изготовления микро- и нанотрубок с прецизионным диаметром и длиной. Экспериментально получены трубки с диаметром в диапазоне от 2 нм до 100 мкм. Рассмотрены возможности практического применения созданных микро- и нанобъектов.*

#### Введение

Устойчивой тенденцией в развитии ряда областей современной науки (микроэлектроники, наноэлектроники, молекулярной электроники, микромеханики и т. д.) является переход к созданию и исследованию все более малых объектов, размеры которых сравнимы с размерами молекул и атомов. Уменьшение размеров приборов может привести и уже приводит к смене элементной базы электроники и информационных систем. Для создания новых приборов, основанных на квантовых явлениях и работающих при комнатной температуре, например, приборов, основанных на эффектах Ааронова—Бома [1], одноэлектронных транзисторов

[2], необходима технология, способная воспроизводить создавать элементы приборов с размерами < 10 нм и строго заданной формой. Технология, целью которой является создание объектов с нано- и атомными размерами, называется нанотехнологией. Задачей нанотехнологии является воплощение идей наноэлектроники и наномеханики [3, 4], создание новых искусственных материалов с новыми свойствами [5, 6].

В настоящее время в нанотехнологии используются два подхода к формированию нанобъектов: "top-down" и "bottom-up" [7]. Первый подход основан на изготовлении наноэлементов из макроскопических частей материала с помощью усовершенствованных электронной, рентгеновской, ионной и штамповой литографий. Второй подход основан на сборке наноэлементов атом за атомом или молекула за молекулой с использованием процессов самосборки и самоорганизации. Этот подход успешно реализуется в природе.

Из нанобъектов, создаваемых природой, наибольшее внимание исследователей привлекают углеродные нанотрубки — моноатомные цилиндрические оболочки, имеющие диаметр  $\approx 1$  нм. В настоящее время углеродные нанотрубки рассматриваются как строительные блоки для создания электронных и микромеханических приборов, композиционных материалов [8—10].

В данном кратком обзоре изложены результаты по формированию и исследованию искусственных трубок, изготавливаемых из монокристаллических напряженных пленок. В отличие от диаметра углеродных трубок диаметр полупроводниковых трубок прецизионно задается в диапазоне от 100 мкм до  $\approx 2$  нм. Технология изготовления полупроводниковых трубок стыкуется с технологией изготовле-



ния интегральных схем, что открывает перспективы для создания новых приборов и устройств нанoeлектроники и наномеханики.

#### Метод формирования микро- и нанотрубок и результаты

Метод основан на выращивании тонкой напряженной гетеропленки, толщиной до нескольких монослоев (ML), на плоской подложке, последующем ее освобождении от связи с подложкой и самосворачивании в трубку-свиток. Процесс самосворачивания идет за счет действия межатомных сил в напряженной пленке. Предлагаемый подход может быть применим к полупроводникам, металлам, диэлектрикам, технология выращивания которых методами молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) хорошо отработана.

Здесь демонстрируется метод формирования нанотрубок на примере полупроводниковых гетероструктур GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As (рис. 1, см. четвертую сторону обложки) [11–13]. Постоянные решетки слоев GaAs и In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As значительно различаются (при  $x = 1$  значение рассогласования постоянных решеток  $\Delta a/a = 7,2\%$ ). После эпитаксиального выращивания данных слоев, например на InP подложке, образуется напряженная гетеропленка, в которой слой InAs сжат, а слой GaAs растянут (рис. 1, а, б) (решетки материалов подстраиваются друг под друга и решетку подложки). При освобождении от связи с подложкой пленки GaAs/InAs межатомные силы будут стремиться увеличить расстояние между атомами в сжатом слое InAs и уменьшить их в растянутом слое GaAs. Возникающие в слоях InAs и GaAs силы межатомного взаимодействия  $F_1$  и  $F_2$  противоположно направлены и создают момент сил  $M$ , изгибающий пленку GaAs/InAs (рис. 1, в). В результате этого изначально плоская гетеропленка сворачивается в трубку-свиток (рис. 1, г). Для освобождения от связи с подложкой пленки GaAs/InAs использовалось селективное травление жертвенного слоя AlAs, дополнительно выращенного между пленкой и подложкой (рис. 1, г). Этот слой селективно удаляется в растворах на основе плавиковой кислоты, которые не травят GaAs и InGaAs. Диаметр  $D$  свернутых гетероструктур определяется толщиной сворачиваемой гетеропленки  $d$  и значениями упругих напряжений в ней, поэтому задается в процессе МЛЭ с высокой точностью в диапазоне от сотен микрометров до нескольких нанометров. В случае гетеропленки, состоящей из двух слоев равной толщины,  $D = d/(\Delta a/a)$ , где  $\Delta a/a$  — рассогласование параметров решетки этих слоев [11–13]. Высокое качество выращенных МЛЭ гетероструктур позволяет получать свернутые гетероструктуры длиной до нескольких сантиметров с гладкими, однородными по толщине стенками.

Экспериментально получены трубки диаметром от 3 нм до 10 мкм. Расположение, длина и ориентация трубок на подложке задавались изготовлением мезаструктур различной геометрии (прямоугольников, полосок и т. д.) с помощью литографии. Мезы протравливались до подложки для обеспечения доступа селективного травителя к жертвенному слою AlAs. В результате селективного травления слоя AlAs напряженная гетеропленка освобождалась от связи с подложкой и сворачивалась в трубку-свиток. Число витков определялось временем травления AlAs и могло достигать 40. Трубка оставалась закрепленной на подложке в месте, где слой AlAs не был удален. На рис. 2, а (см. четвертую сторону обложки) приведен простейший пример одновитковых нанотрубок, свернутых навстречу друг другу с противоположных сторон прямоугольных мезаструктур.

Информация о структурном совершенстве и размерах нанотрубок была получена с помощью метода высоко разрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРЭМ). Были изготовлены образцы с трубками диаметром от 3 до 100 нм, у которых часть трубки выступает за подложку и может исследоваться на просвет с помощью электронного луча. На рис. 2, б (см. четвертую сторону обложки) представлена шестивитковая трубка. Видно, что слои, образующие стенку, прижаты друг к другу, однако сращивания слоев не происходит (видны границы между витками). При формировании трубок с меньшим диаметром наблюдается сращивание слоев. Многослойные (до 4 витков) трубки, сформированные из пленок GaAs/InGaAs толщиной менее 6ML имеют сплошные монокристаллические стенки с четко регистрируемыми атомными плоскостями. На рис. 2, в (см. четвертую сторону обложки) приведен пример двухвитковой нанотрубки из InAs/GaAs, сформированной из пленки толщиной 3ML. В стенке данной трубки были зарегистрированы отчетливые атомные плоскости (111). Это свидетельствует в пользу сращивания витков с образованием сплошной кристаллической стенки. Более наглядное доказательство образования сплошной монокристаллической стенки показано на рис. 3 (см. четвертую сторону обложки). Здесь приводится электронно-микроскопическое изображение на просвет гетерограницы между витками. Отчетливо видно, что между витками отсутствует оксид, атомные плоскости одного витка переходят в другой виток, на гетерогранице между витками есть дислокации. Поверхностные атомы соседних витков приближаются друг к другу настолько, что между ними возникает взаимодействие и формируется монокристаллическая стенка. Происхождение дислокации, по-видимому, связано с кристаллографической разориентацией витков относительно друг друга.

Свернутая в нанотрубку гетеропленка имеет физические свойства, существенно отличающиеся от исходной гетеропленки, жестко связанной с подложкой. Изменение свойств вызвано деформациями изгиба, сжатия и растяжения. Так, в работе [16] были приведены расчеты распределения по толщине механических деформаций в стенках монокристаллических нанотрубок из GaAs/InAs и вызванного этими деформациями изменения хода краев зон структуры. Расчеты показали, что в многовитковой трубке имеется модуляция ширины запрещенной зоны в каждом слое, составляющем трубку. Ширина запрещенной зоны уменьшается в направлении наружной стенки трубки (для четырехвитковой трубки с диаметром 20 нм ширина запрещенной зоны слоев GaAs меняется от 1,7 до 0,95 эВ, слоев InAs — от 0,64 до 0,36 эВ). Показано, что имеется заметное пространственное разделение носителей заряда противоположного знака: электроны прижимаются к внешней стенке трубки, дырки — к внутренней.

Предлагаемый метод формирования трехмерных микро- и нанообъектов может быть применим к полупроводникам, металлам, диэлектрикам, технология выращивания которых методами МЛЭ хорошо отработана. В работах [17–19] были описаны трубки из SiGe/Si с диаметром от 10 мкм до 10 нм, металлические микро- и нанотрубки из пленок Ti/Au [20]. В работах [21–24] описанный подход получил дальнейшее развитие. В работе [21] рассмотрены возможности увеличения разнообразия трехмерных объектов, изготавливаемых сворачиванием тонких пленок различной конфигурации. При этом получается множество трехмерных объектов разнообразной формы.

Перечислим основные достоинства свернутых гетеропленок: а) диаметр  $D$  свернутых гетероструктур задается в процессе МЛЭ роста исходной структуры с высокой точностью в диапазоне от сотен микрометров до нескольких нанометров [11, 12]; б) свернутые гетеропленки могут быть изготовлены из широкого набора материалов, включая InGaAs/GaAs [11–13], SiGe/Si [17–19], пленки Ленгмюра—Блоджетт [24], а также металлы [20] и диэлектрики; в) высокое качество выращенных МЛЭ гетероструктур позволяет получать свернутые гетероструктуры длиной до нескольких сантиметров с гладкими, однородными по толщине стенками; г) метод формирования свернутых гетероструктур стыкуется с технологией изготовления интегральных схем; д) физические свойства свернутых гетероструктур также задаются выбором материалов исходной гетероструктуры.

Выше было показано, что диаметр микро- и нанотрубок строго задается в процессе выращивания начальной гетероструктуры. Трубки могут быть расположены и закреплены в заданном месте полупроводниковой подложки с использованием ли-

тографии. Для ряда практических применений необходимо иметь нанотрубки строго заданной длины. Из рис. 1, 2 видно, что длина трубки задается шириной  $L$  полосы InAs/GaAs, из которой сворачивается трубка. Электронная литография не позволяет изготовить полосу шириной несколько нанометров с гладкими краями [25]. Данная проблема может быть решена, если снова использовать возможности МЛЭ [14, 15].

На рис. 4 показана последовательность операций изготовления полосы InGaAs/GaAs заданной ширины. Исходная гетероструктура, содержащая слой GaAs, расположенный между слоями AlGaAs, раскалывалась по плоскости спайности (110) (рис. 5, а). На поверхности скола (см. рис. 4, а) ширина полосы определяется толщиной слоя GaAs, которая задается в процессе МЛЭ с точностью до одного монослоя вещества. Поверхность скола окислялась на воздухе. Затем образец помещали в камеру МЛЭ, где он нагревался до температуры 600 °С. При этой температуре оксид удалялся только с поверхности GaAs, полосы AlGaAs оставались покрытыми оксидом. Затем проводился селективный рост гетерослоя AlAs/InGaAs/GaAs при температуре 400 °С (см. рис. 4, б), на окисленных участках AlGaAs рост не происходил [26]. Да-



Рис. 4. Последовательность операций изготовления полосы InGaAs/GaAs заданной ширины:

а — исходная гетероструктура, в которой слой GaAs выращен между слоями AlGaAs, скалывается по (110) плоскости спайности, показанной пунктирной линией; б — покрытый оксидом образец нагревается до 600 °С для испарения оксида только с полосы GaAs, на которой затем выращивается напряженная гетеропленка AlAs/InGaAs/GaAs



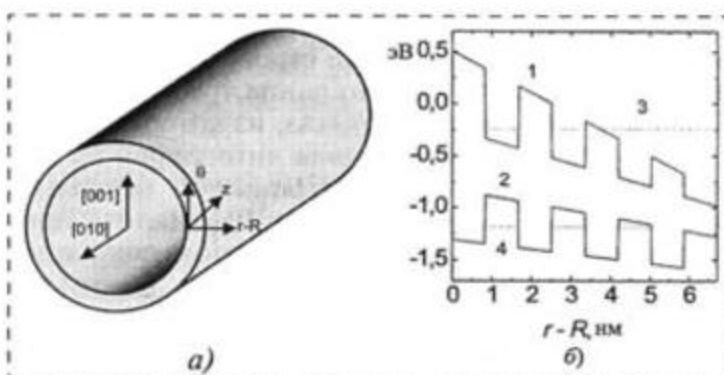


Рис. 5. Схематическое изображение нанотрубки InAs/GaAs (а) и ход по толщине стенки трубки краев зоны проводимости (1) и валентной (2) зоны; электронный (3) и дырочный (4) уровни энергии (б)

более создавались окна в направлении, перпендикулярном к полоске  $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ , чтобы обеспечить доступ травителя к жертвенному слою AlAs. В результате селективного травления жертвенного слоя полоска  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$  заданной ширины отделялась от подложки и сворачивалась в трубку заданной длины. С помощью данного метода были получены нанотрубки из  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$  длиной от 130 до 500 нм и диаметрами от 50 до 200 нм. На рис. 6 (см. четвертую сторону обложки) приведен пример нанотрубки длиной 400 нм и диаметром 70 нм, свернутой из пленки  $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$  толщиной 3 нм.

Скалывание гетероструктуры оказалось успешным, но трудоемким вариантом методики. Более технологично использовать вместо скола боковые стенки V-образных канавок, изготовленных в гетероструктуре  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ . Канавки были сделаны на поверхности (001) гетероструктуры в направлении  $[1\bar{1}0]$  с использованием литографии и анизотропного жидкостного травления [27]. Боковые стенки канавок являлись плоскостями (111)A. С помощью селективной эпитаксии на стенках канавок выращивались полоски  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ , из которых были изготовлены нанотрубки длиной 130 нм и диаметром 90 нм.

Более детальный подбор толщины слоев, отработка режимов травления и эпитаксии позволит создавать нанотрубки с заданной длиной в несколько нанометров, а также наноспираль и другие нанобъекты при использовании подложек других кристаллографических ориентаций.

Созданные нанотрубки имеют размеры, сопоставимые с размерами углеродных нанотрубок, но в отличие от последних технология изготовления полупроводниковых нанотрубок имеет высокую воспроизводимость и стыкуется с технологией создания интегральных схем.

## Свойства и применение полупроводниковых микро- и нанотрубок

Большинство рассматриваемых в литературе и реализуемых в настоящее время наноустройств и устройств на углеродных нанотрубках [8, 9, 28, 29], безусловно, могут быть рассмотрены для нанотрубок, изготовленных из полупроводниковых пленок. Полупроводниковые трубки больших размеров ( $< 1\text{ мкм}$ ) являются готовыми элементами для устройств микромеханики.

Полупроводниковые трубки имеют ряд свойств, необходимых для практического применения в устройствах микро- и наноэлектроники, микромеханики, прежде всего, значительная механическая прочность трубок [11]. При сжатии трубок двумя взаимно противоположными силами, нормальными к оси трубки, сечение трубки принимает форму эллипса. Диапазон нагрузок, при котором происходит только упругая деформация трубок с диаметром 4 мкм, составил  $0{+}8\text{ г}$  на 100 мкм длины трубки [11]. Максимальная упругая деформация трубки — отношение приращения горизонтального диаметра к его начальному значению — достигала 35 %. Это свидетельствует о том, что стенки трубок монокристаллические и не содержат дислокаций.

Нанотрубки устойчивы к окислению при комнатной температуре [11], что связано, по-видимому, с пассивацией поверхности в условиях формирования трубок. Специальный нагрев трубок (со стенками толщиной в несколько монослоев) на воздухе или помещении в  $\text{H}_2\text{O}_2$  приводил к окислению стенок и к их аморфизации. Трубки при этом сохраняли свою форму и размеры.

При создании проволок и трубок из различных веществ, которые могут служить основой для устройств микроэлектроники и микромеханики, монокристаллические трубки использовались в качестве формы для заливки веществами. Была продемонстрирована возможность изготовления полистироловых проволок [13]. Для этого использовались капиллярные силы, полупроводниковая трубка заполнялась раствором полистирола в толуоле и далее после испарения толуола и селективного травления полупроводникового слоя оставалась только полистироловая проволока.

Трубки являются превосходными объектами для изучения свойств двумерного электронного газа на цилиндрической поверхности, а также для создания электронных интерферометров Ааронова—Бома. Продemonстрирована возможность создания проводящих трубок с двумерным электронным газом [11, 12]. Контакты к трубке изготавливались с помощью литографии до начала процесса сворачивания (рис. 7, см. четвертую сторону обложки). Были изготовлены структуры с двумерным электронным газом на цилиндрической поверхности, готовые для измерений (структуры содержали как токовые контакты, так и контакты для измере-



ния эффекта Холла) [30–33]. В изготовленных структурах были исследованы осцилляции Шубникова — де Гааза и квантовый эффект Холла ( $T = 4,2$  К,  $H = 0–3,5$  Т). Дано объяснение наблюдаемым особенностям магнитотранспорта в цилиндрических структурах [30–33].

Микро- и нанотрубки являются весьма перспективными объектами для самых различных областей применения. Они имеют ряд уникальных свойств:

- строго воспроизводимые геометрические размеры;
- диапазон возможных диаметров от 100 мкм до  $\approx 2$  нм;
- тонкостенность — минимальная достигнутая толщина стенок — 0,5 нм;
- высокая механическая прочность, обусловленная совершенством монокристаллических пленок, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией;
- возможность массового изготовления — более 10 000 штук на пластине.

В работах [34–36] на основе полупроводниковых нанотрубок предложена и реализована технология изготовления микро- и наноигл для внутриклеточных инъекций. Благодаря высокой прочности и сверхтонким стенкам иглами можно прокалывать живые клетки без существенного их травмирования. Комбинация методов сворачивания и хорошо отработанных литографических методик позволяет создавать высокоупорядоченные массивы микро- и наноигл, а также размещать механические и электронные компоненты устройств на одном чипе. Проведены пробные эксперименты по пересадке хромосом с помощью созданных микроинструментов.

## Заключение

Метод формирования свернутых гетеропленок, предложенный нами, вызвал интерес у зарубежных исследователей. В работах наших последователей [37–41] пока делаются первые шаги в этом направлении.

В данной статье кратко рассмотрена только часть исследований в области создания и применения микро- и нанотрубок, самоформирующихся из напряженных гетеропленок. За пределами обзора остались вопросы формирования сложных трехмерных микро- и нанообъектов разнообразной формы (спирали, кольца и т. д.) [11, 12, 21, 24], сборки сложных конструкций из микро- и нанотрубок [23], квантовые свойства. Богатство трехмерных форм, стыковка с технологией интегральных схем, возможность формирования трехмерных микро- и нанообъектов из широкого ряда гетероструктур позволит создать в ближайшем будущем новые приборы наноэлектроники и наномеханики.

## Список литературы

1. Aharonov Y., Bohm D. Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory // *Phys. Rev.* 1959. V. 115. P. 485–491.
2. Averin D. V., Likharev K. K. Mesoscopic Phenomena in Solids / B. L. Altshuler, P. A. Lee, R. B. Webb (Elsevier, Amsterdam, 1991).
3. Gopel W., Hesse J., Zemel J. N. Sensors // *Comprehensive Survey*. Vol. 8. Micro- and nanosensor technology/trends in sensor markets / H. Meixner, R. Jones. New York: VCH Publishers Inc., 1995. 565 p.
4. Gopel W., Hesse J., Zemel J. N. Sensors // *Comprehensive Survey*. Vol. 7. Mechanical sensors / H. H. Bau, N. F. de Rooij, B. Kloeck. New York: VCH Publishers Inc., 1994. 574.
5. Schlittler R. R., Seo J. W., Gimzewski J. K., Durkan C., Saifullah M. S. M., Welland M. E. Single crystals of single-walled carbon nanotubes formed by self-assembly // *Science*. 2001. Vol. 292. P. 1136–1139.
6. Saito Y., Tsuji N., Minamino Y., Ueji R. A new simple process to obtain nanostructured bulk low-carbon steel with superior mechanical property // *Scripta Materialia*. 2002. 46. P. 1359.
7. Compagno R. Technology Roadmap for Nanoelectronics // *European Communities*. 2001. Belgium.
8. Елецкий А. В. Углеродные нанотрубки // *УФН*. 1997. Т. 167. № 9. С. 945–972.
9. Лозовик Ю. Е., Попов А. М. Образование и рост углеродных наноструктур — фуллеренов, наночастиц, нанотрубок и конусов // *УФН*. 1997. Т. 167. № 7. С. 751–774.
10. Елецкий А. В. Углеродные нанотрубки и их эмиссионные свойства // *УФН*. 2002. Т. 172. № 4. С. 401–438.
11. Prinz V. Ya., Seleznev V. A., Gutakovskiy A. K. Self-formed InGaAs/GaAs Nanotubes: Concept, Fabrication, Properties // *The Physics of Semiconductors 1999*. World Scientific ISBN: 981-02-4030-9 (CD)
12. Prinz V. Ya., Seleznev V. A., Gutakovskiy A. K., Chehovskiy A. V., Preobrazhenskii V. V., Putyato M. A., Gavrilova T. A. Free-standing and overgrown InGaAs/GaAs nanotubes, nanohelices and their arrays // *Physica E*. 2000. V. 6. P. 829–831.
13. Prinz V. Ya., Seleznev V. A., Gutakovskiy A. K., Chehovskiy A. V., Preobrazhenskii V. V., Putyato M. A. Free-standing and overgrown InGaAs/GaAs nanotubes: fabrication, potential application // *Compound Semiconductors 1999*, Institute of Physics Conference, 2000. Series Number 166. P. 199–202.
14. Prinz V. Ya., Chehovskiy A. V., Preobrazhenskii V. V., Semyagin B. R., Gutakovskiy A. K. A technique for fabricating InGaAs/GaAs nanotubes of precisely controlled length // *9th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*. St. Petersburg, Russia. 2001. P. 74–77.
15. Prinz V. Ya., Chehovskiy A. V., Preobrazhenskii V. V., Semyagin B. R., Gutakovskiy A. K. A technique for fabricating InGaAs/GaAs nanotubes of precisely controlled lengths // *Nanotechnology*. 2002. V. 13. P. 231–233.
16. Осадчий В. М., Принц В. Я. Разделение носителей заряда в свернутых гетероструктурах // *Письма в ЖЭТФ*. 2000. Т. 72. В. 6. С. 451–456.
17. Prinz V. Ya., Golod S. V., Mashanov V. I. Free-standing GeSi/Si micro- and nanotubes // *Proceeding of the 7th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology"* St. Petersburg, Russia, 13–17 June 1999. P. 536–538.
18. Prinz V. Ya., Golod S. V., Mashanov V. I., Gutakovskiy A. K. Free-standing conductive GeSi/Si helical microcoils, micro- and nanotubes // *Compound Semiconductors 1999*, Institute of Physics Conference, 2000. Series Number 166. P. 203–206.
19. Golod S. V., Prinz V. Ya., Mashanov V. I., Gutakovskiy A. K. Fabrication of conducting GeSi/Si micro- and nanotubes and helical microcoils // *Semiconductor Science and Technology*. 2001. V. 16. P. 181–185.
20. Nastaushv Y. V., Prinz V. Ya., Svitashva S. N. A technique for fabricating Au/Ti micro- and nanotubes (in press).
21. Prinz V. Ya., Grüzmaier D., Beyer A., David C., Ketterer B., Deccard E. A new technique for fabricating three-dimensional micro- and nanostructures of various shapes // *Nanotechnology*. 2001. N 12. P. 1–4.

22. Prinz V. Ya., Vorob'ev A. B., Seleznev V. A. Three-dimensional structuring using self-rolling of strained InGaAs/GaAs films // Compound Semiconductors. 2001. Institute of Physics Conference, 2002. Series Number 170. P. 319–323.

23. Vorob'ev A. B., Prinz V. Ya. Directional rolling of strained heterofilms // Semiconductor Science and Technology. 2002. V. 17. P. 614–616.

24. Prinz V. Ya., Seleznev V. A., Sveshnikova L. L., Badmaeva J. A. Precise micro- and nanotubes formed by scrolling Langmuir-Blodgett/GaAs/InGaAs films // Proceedings 8<sup>th</sup> International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology". St. Petersburg, Russia. 2000. P. 92–94.

25. Broers A. N., Hoole A. C. F., Ryan J. M. Electron beam lithography — Resolution limits // Microelectronic Engineering. 1996. V. 32. P. 131–142.

26. Natomi M., Kadota Y., Tamamura T. Novel selective growth using a native oxide on a (110) cleaved plane of AlGaAs/GaAs superlattice // Jpn. J. Phys. 1995. V. 34. P. 1451–1458.

27. Adachi S., Oe K. Chemical etching characteristics of (001) GaAs // J. Electrochem. Soc. 1983. N 130. P. 2427–2435.

28. Javey, Kim H., Brink M., Wang Q., Ural A., Guo J., McIntyre P., Mceuen P., Lundstrom M., Dai H. High-k dielectrics for advanced carbon-nanotube transistors and logic gates // Nature Materials. 2002. V. 1. P. 241–246.

29. Snow E. S., Campbell P. M., Novak J. P. Atomic force microscopy using single-wall C nanotubes probes // J. Vac. Sci. Technol. B. 2002. V. 20. P. 822–827.

30. Vorob'ev A. B., Prinz V. Ya., Toropov A. I. Magnetotransport properties of two-dimensional electron gas in rolled-up quantum well // International Conference on Superlattices, Nanostructures and Nanodevices. Toulouse, France, 22–26 July 2002.

31. Vorob'ev A. B., Prinz V. Ya., Toropov A. I., Yukecheva Yu. S. Magnetotransport measurements in two-dimensional electron gas on cylindrical surface // 26th International Conference on the Physics of Semiconductors, 29 July — 2 August 2002. Edinburgh International Conference Centre (EICC), Scotland, UK.

32. Vorob'ev A. B., Prinz V. Ya., Toropov A. I. Two-dimensional electron gas in free-standing thin film of cylindrical geometry, has been accepted as POSTER presentation as the 15th International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics. 5–9 August 2002, Clarendon Laboratory, Oxford, UK.

33. Vorob'ev A. B., Prinz V. Ya., Toropov A. I., Yukecheva Yu. S. Magnetotransport measurements in two-dimensional electron gas on cylindrical surface // 3 Workshop on Electron Devices and Materials Proceedings EDM 2002. 2002. P. 64–67.

34. Принц А. В., Селезнев В. А., Принц В. Я. Микроглы в интегральном исполнении и способ ее изготовления. / Патент № 2179458 по заявке № 99111533 от 1 июня 1999 г. Решение о выдаче патента от 20.09.2001.

35. Prinz A. V., Prinz V. Ya., Seleznev V. A. Semiconductor micro- and nanotubes-based instruments // Microelectronic Engineering. 2003 (in press).

36. Prinz A. V., Prinz V. Ya. Application of semiconductor micro- and nanotubes in biology // Surface Science. 2003 (in press).

37. Schmidt O. G., Eberl K. Thin solid films roll up into nanotubes // Nature. 2001. V. 410. P. 168 + correction: Nature. 2001. V. 412. P. 42.

38. Schmidt O. G., Jin-Philipp N. Y. Free-standing SiGe-based nanopipelines on Si (001) substrates // Appl. Phys. Lett. 2001. N 78. P. 3310–3312.

39. Schmidt O. G., Deneke C., Schmarje N., Muller C., Jin-Philipp N. Y. Free-standing semiconductor micro- and nano-objects // Materials Science and Engineering C. 2002. V. 19. P. 393–396.

40. Vaccaro P. O., Kubota K., Aida T. Strain-driven self-positioning of micromachined structures // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 2852–2854.

41. Kubota K., Vaccaro P. O., Ohtania N., Hirose Y., Hosoda M., Aida T. Photoluminescence of GaAs/AlGaAs micro-tubes containing uniaxially strained quantum wells // Physica E. 2002. V. 13. P. 313–316.

УДК 539.24

И. А. Обухов, канд. физ.-мат. наук,  
"Интерфейс — МФГ", г. Москва  
E-mail: obukhov@interface.mfg.ru

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СТМ—АСМ ЛИТОГРАФИИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ НОВЫХ ТИПОВ КВАНТОВЫХ ПРИБОРОВ

*Анализируются требования к разрешению литографии, необходимому для создания квантовых приборов нового типа: релаксационных квантовых диодов и транзисторов. Показано, что при использовании современной нанолитографии на основе СТМ—АСМ изготовление этих приборов возможно.*

### Введение

Основные требования к параметрам технологии определяются элементной базой, которую предполагается создать с использованием этой технологии. В 1993 и 1995 г. [1, 2, 3] были предложены электронные твердотельные приборы, получившие название релаксационных квантовых приборов (РКП). Конструктивно эти приборы могут быть реализованы с использованием квантовых проводов (КП). Основные физические эффекты, обеспечивающие функционирование РКП — это размерное квантование и релаксация неравновесных электронов к состоянию термодинамического равновесия.

Для использования этих эффектов в целях создания приборов необходимо получить твердотельные структуры с размерами, меньшими или много меньшими, чем некоторые характерные длины. Во-первых, это длина размерного квантования, вычисляемая из соотношения:

$$L_{dq} = [3\hbar^2 / (2m^* k_B T)]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  — постоянная Планка;  $m^*$  — эффективная масса электронов в объемном материале;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура. Во-вторых, это длина релаксации неравновесных электронов к состоянию термодинамического равновесия, которую можно найти из формулы [1, 2]:

$$L_{rel} = (\hbar\tau/m^*)^{1/2}, \quad (2)$$

где через  $\tau$  обозначено время релаксации импульса электронов в КП. Эти длины и другие характерные параметры для некоторых материалов представлены в таблице. Данные получены для объемных ма-



22. Prinz V. Ya., Vorob'ev A. B., Seleznev V. A. Three-dimensional structuring using self-rolling of strained InGaAs/GaAs films // Compound Semiconductors. 2001. Institute of Physics Conference, 2002. Series Number 170. P. 319–323.

23. Vorob'ev A. B., Prinz V. Ya. Directional rolling of strained heterofilms // Semiconductor Science and Technology. 2002. V. 17. P. 614–616.

24. Prinz V. Ya., Seleznev V. A., Sveshnikova L. L., Badmaeva J. A. Precise micro- and nanotubes formed by scrolling Langmuir-Blodgett/GaAs/InGaAs films // Proceedings 8<sup>th</sup> International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology". St. Petersburg, Russia. 2000. P. 92–94.

25. Broers A. N., Hoole A. C. F., Ryan J. M. Electron beam lithography — Resolution limits // Microelectronic Engineering. 1996. V. 32. P. 131–142.

26. Natomi M., Kadota Y., Tamamura T. Novel selective growth using a native oxide on a (110) cleaved plane of AlGaAs/GaAs superlattice // Jpn. J. Phys. 1995. V. 34. P. 1451–1458.

27. Adachi S., Oe K. Chemical etching characteristics of (001) GaAs // J. Electrochem. Soc. 1983. N 130. P. 2427–2435.

28. Javey, Kim H., Brink M., Wang Q., Ural A., Guo J., McIntyre P., Meeuen P., Lundstrom M., Dai H. High-k dielectrics for advanced carbon-nanotube transistors and logic gates // Nature Materials. 2002. V. 1. P. 241–246.

29. Snow E. S., Campbell P. M., Novak J. P. Atomic force microscopy using single-wall C nanotubes probes // J. Vac. Sci. Technol. B. 2002. V. 20. P. 822–827.

30. Vorob'ev A. B., Prinz V. Ya., Toropov A. I. Magnetotransport properties of two-dimensional electron gas in rolled-up quantum well // International Conference on Superlattices, Nanostructures and Nanodevices. Toulouse, France, 22–26 July 2002.

31. Vorob'ev A. B., Prinz V. Ya., Toropov A. I., Yukecheva Yu. S. Magnetotransport measurements in two-dimensional electron gas on cylindrical surface // 26th International Conference on the Physics of Semiconductors, 29 July — 2 August 2002. Edinburgh International Conference Centre (EICC), Scotland, UK.

32. Vorob'ev A. B., Prinz V. Ya., Toropov A. I. Two-dimensional electron gas in free-standing thin film of cylindrical geometry, has been accepted as POSTER presentation as the 15th International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics. 5–9 August 2002, Clarendon Laboratory, Oxford, UK.

33. Vorob'ev A. B., Prinz V. Ya., Toropov A. I., Yukecheva Yu. S. Magnetotransport measurements in two-dimensional electron gas on cylindrical surface // 3 Workshop on Electron Devices and Materials Proceedings EDM 2002. 2002. P. 64–67.

34. Принц А. В., Селезнев В. А., Принц В. Я. Микроглы в интегральном исполнении и способ ее изготовления. / Патент № 2179458 по заявке № 9911533 от 1 июня 1999 г. Решение о выдаче патента от 20.09.2001.

35. Prinz A. V., Prinz V. Ya., Seleznev V. A. Semiconductor micro- and nanotubes-based instruments // Microelectronic Engineering. 2003 (in press).

36. Prinz A. V., Prinz V. Ya. Application of semiconductor micro- and nanotubes in biology // Surface Science. 2003 (in press).

37. Schmidt O. G., Eberl K. Thin solid films roll up into nanotubes // Nature. 2001. V. 410. P. 168 + correction: Nature. 2001. V. 412. P. 42.

38. Schmidt O. G., Jin-Philipp N. Y. Free-standing SiGe-based nanopipelines on Si (001) substrates // Appl. Phys. Lett. 2001. N 78. P. 3310–3312.

39. Schmidt O. G., Deneke C., Schmarje N., Muller C., Jin-Philipp N. Y. Free-standing semiconductor micro- and nano-objects // Materials Science and Engineering C. 2002. V. 19. P. 393–396.

40. Vaccaro P. O., Kubota K., Aida T. Strain-driven self-positioning of micromachined structures // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 2852–2854.

41. Kubota K., Vaccaro P. O., Ohtania N., Hirose Y., Hosoda M., Aida T. Photoluminescence of GaAs/AlGaAs micro-tubes containing uniaxially strained quantum wells // Physica E. 2002. V. 13. P. 313–316.

УДК 539.24

И. А. Обухов, канд. физ.-мат. наук,  
"Интерфейс — МФГ", г. Москва  
E-mail: obukhov@interface.mfg.ru

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СТМ—АСМ ЛИТОГРАФИИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ НОВЫХ ТИПОВ КВАНТОВЫХ ПРИБОРОВ

*Анализируются требования к разрешению литографии, необходимому для создания квантовых приборов нового типа: релаксационных квантовых диодов и транзисторов. Показано, что при использовании современной нанолитографии на основе СТМ—АСМ изготовление этих приборов возможно.*

### Введение

Основные требования к параметрам технологии определяются элементной базой, которую предполагается создать с использованием этой технологии. В 1993 и 1995 г. [1, 2, 3] были предложены электронные твердотельные приборы, получившие название релаксационных квантовых приборов (РКП). Конструктивно эти приборы могут быть реализованы с использованием квантовых проводов (КП). Основные физические эффекты, обеспечивающие функционирование РКП — это размерное квантование и релаксация неравновесных электронов к состоянию термодинамического равновесия.

Для использования этих эффектов в целях создания приборов необходимо получить твердотельные структуры с размерами, меньшими или много меньшими, чем некоторые характерные длины. Во-первых, это длина размерного квантования, вычисляемая из соотношения:

$$L_{dq} = [3\hbar^2 / (2m^*k_B T)]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  — постоянная Планка;  $m^*$  — эффективная масса электронов в объемном материале;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура. Во-вторых, это длина релаксации неравновесных электронов к состоянию термодинамического равновесия, которую можно найти из формулы [1, 2]:

$$L_{rel} = (\hbar\tau/m^*)^{1/2}, \quad (2)$$

где через  $\tau$  обозначено время релаксации импульса электронов в КП. Эти длины и другие характерные параметры для некоторых материалов представлены в таблице. Данные получены для объемных ма-



Характерные параметры некоторых материалов

| Материал        | $L_{dq(e)}/L_{dq(h)}, \text{ нм}$ | $L_{rel(e)}/L_{rel(h)}, \text{ нм}$ | $n_i, \text{ см}^{-3}$ | $m_e^*/m_0$ | $m_h^*/m_0$ | $\mu_e, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ | $\mu_h, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ | $\tau_e, \text{ с}$    | $\tau_h, \text{ с}$    |
|-----------------|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------|-------------|-------------|-----------------------------------------------|-----------------------------------------------|------------------------|------------------------|
| Органика/Металл | 5,0—10,0/...                      | 1,5—2,0/1,5—2,0                     | $10^{16}—10^{22}$      | 1           | 1           | 40—100                                        | 40—100                                        | $2,5 \times 10^{-14}$  | $2,5 \times 10^{-14}$  |
| Si              | 15,1/16,5                         | 10,0/6,3                            | $1,6 \times 10^{10}$   | 0,19        | 0,16        | 1500                                          | 600                                           | $1,58 \times 10^{-13}$ | $5,3 \times 10^{-14}$  |
| GaAs            | 25,3/19,1                         | 23,8/5,2                            | $1,1 \times 10^7$      | 0,068       | 0,12        | 8500                                          | 400                                           | $3,21 \times 10^{-13}$ | $2,7 \times 10^{-14}$  |
| InAs            | 46,7/10,3                         | 47,3/5,6                            | —                      | 0,02        | 0,41        | $3,3 \times 10^4$                             | 460                                           | $3,7 \times 10^{-13}$  | $1,06 \times 10^{-13}$ |
| InSb            | 57,9/8,5                          | 72,7/7,1                            | $1,7 \times 10^{16}$   | 0,013       | 0,6         | $7,8 \times 10^4$                             | 750                                           | $5,68 \times 10^{-13}$ | $2,52 \times 10^{-13}$ |

териалов. Понятно, что для КП значения  $\tau$  и, следовательно,  $L_{rel}$  могут быть иными, однако в качестве оценочных величин при выборе исходных материалов, наиболее пригодных для создания РКП, приведенные в таблице значения вполне корректны.

Хорошо известно, что КП — это объект, в котором энергетический спектр носителей заряда квантован в двух поперечных направлениях и квазинепрерывен в третьем, продольном, направлении. Именно в этом третьем направлении осуществляется перенос заряда в КП. Простые оценки показывают, что поперечные размеры КП должны удовлетворять неравенству:

$$L < L_{dq}. \quad (3)$$

КП могут быть созданы различными методами, например, путем прямого осаждения проводящего материала на подложку под иглой сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). Однако исследования электрических свойств такого рода проводов показывают, что их проводимость оказывается очень низкой (порядка  $10^{-9} \text{ Ом}^{-1}$ ) и недостаточной для создания на их основе электронных приборов с приемлемыми выходными характеристиками.

Более перспективный подход к созданию КП с хорошими электрофизическими свойствами состоит в использовании поверхностных наноструктур в качестве масок для последующего травления и формирования КП в самом полупроводнике. Поверхностные наноструктуры могут быть реализованы с помощью нанолитографии при использовании СТМ или атомно-силового микроскопа (АСМ) [4]. Как будет показано ниже, основным требованием к нанолитографии, необходимой для создания РКП, является обеспечение разрешения, много меньшего, чем минимальная из характерных длин  $L_{dq}$  и  $L_{rel}$ .

## II. Релаксационные квантовые приборы

Интерес к приборам на основе КП обусловлен двумя обстоятельствами:

- возможностью создания высокочастотных ( $> 100 \text{ ГГц}$ ) электронных приборов с планарной топологией;
- перспективой повышения уровня интеграции элементов в электронных схемах до значений порядка  $10^{10}—10^{12}$  элементов на квадратный сантиметр.

В литературе представлено множество точек зрения на возможные принципы функционирования приборов с нанометровыми размерами активных областей. Автор данной работы придерживается того мнения, что на современном уровне развития нанoeлектроники наиболее важной задачей является создание таких квантовых приборов, которые могли бы функционировать при комнатной температуре и в полной мере реализовывали бы функции обычных элементов микроэлектроники — традиционных транзисторов, диодов и резисторов.

Хорошо известно, что электрофизические свойства КП зависят от геометрии КП. Варьируя поперечные размеры КП, можно изменять концентрацию электронов в проводе, а также потенциальный рельеф для этих электронов. Например, на рис. 1 показан потенциальный рельеф для электронов,

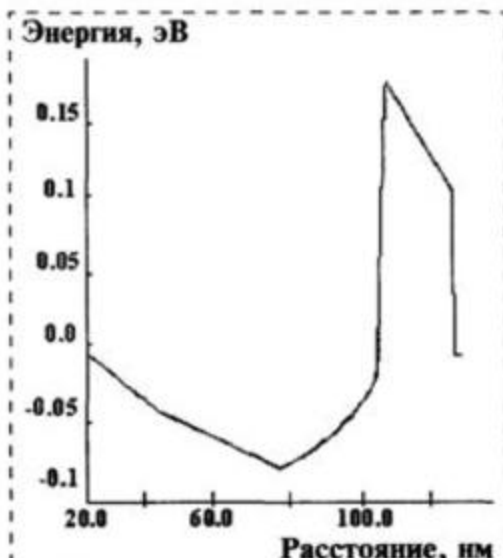


Рис. 1. Потенциальный рельеф для электронов в переходе между двумя КП из InSb с шириной  $L_{dq}$  и  $0,2L_{dq}$

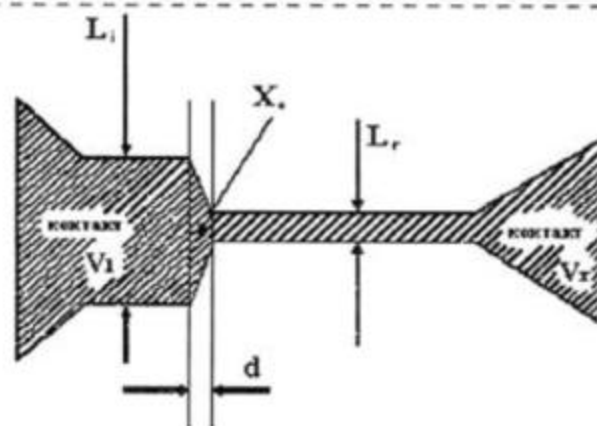


Рис. 2. Релаксационный квантовый диод (РКД)

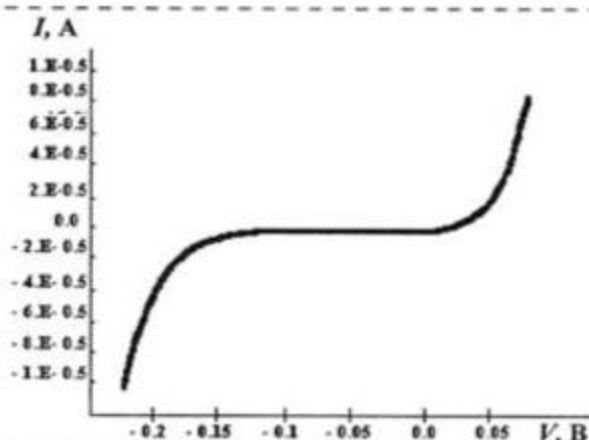


Рис. 4. ВАХ РКД из InSb с  $L_1 = L_{dq}$  и  $L_r = 0,2 L_{dq}$

движущихся через переход между двумя КП с различной шириной. Важно заметить, что значимая зависимость электрофизических свойств КП от геометрии начинается наблюдаться только при поперечных размерах КП, существенно меньших, чем длина размерного квантования  $L_{dq}$ . Это является первым из основных требований к технологии изготовления РКП и, соответственно, к литографии.

На использовании указанных особенностей КП могут быть основаны квантовые приборы различных типов. Простейший из них — это квантовый полевой транзистор (КПТ) [3, 5]. Однако следует отметить, что это не самый лучший прибор для наноэлектроники. Характеристики КПТ намного хуже, чем характеристики обычного полевого транзистора. В частности, полная крутизна КПТ достигает значений только в  $10^{-7}$  А/В. Неудовлетворительными оказываются и шумовые характеристики прибора. Такие низкие параметры характерны для примитивных приборов на КП и определяются малой площадью сечений КП ( $\sim 10^{-12}$  см<sup>2</sup>) и низкой концентрацией электронов в них.

Можно попытаться сконструировать новые типы квантовых приборов на основе КП, которые не будут иметь отмеченных недостатков. Для этого необходимо реализовать специальные механизмы, позволяющие на несколько порядков повысить ток в приборах. В частности, эффект может быть достигнут, если использовать перенос неравновесных электронов через КП. Низкая концентрация носителей заряда в большинстве КП обусловлена тем, что в состоянии термодинамического равновесия электронами заполнены только один — два нижних энергетических уровня, остальные же практически свободны. Если конструктивно реализовать инжекцию неравновесных электронов в КП, можно добиться сколь угодно высоких плотностей токов, ограниченных только тепловой стойкостью материала. Два возможных варианта приборов, основанных на эффектах переноса неравновесных электронов в КП и их релаксации к термодинамическому равновесию, изображены на рис. 2 и 3. Они были названы [1] релаксационный квантовый диод (РКД) и релаксационный квантовый транзистор (РКТ) соответственно.

На рис. 4, 5 и 6 показаны теоретические вольтамперные характеристики (ВАХ) РКП, полученные при моделировании переноса заряда в приборах [1, 6] при комнатной температуре ( $T = 300$  К). Вычисления показывают, что коэффициент усиления РКТ по току варьируется от 200 до 1000. Характерная емкость релаксационных квантовых приборов составляет 0,1—0,2 мкФ/см<sup>2</sup>. Грубая оценка дает для граничных частот РКД и РКТ значение  $10^{13}$  Гц.

Конструктивно РКП представляют собой последовательность переходов между КП различной ширины (см. рис. 2 и 3). Такие переходы создают для электронов потенциальные барьеры (см. рис. 1), которые, в свою очередь, являются причиной неравновесности электронного газа в случае, когда через прибор течет ток. В РКД неравновесные электро-

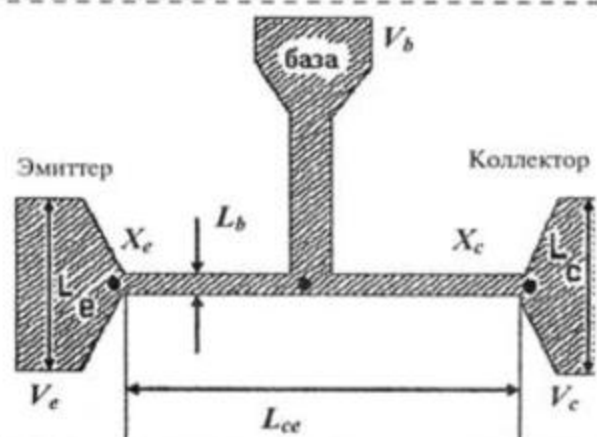


Рис. 3. Релаксационный квантовый транзистор (РКТ)

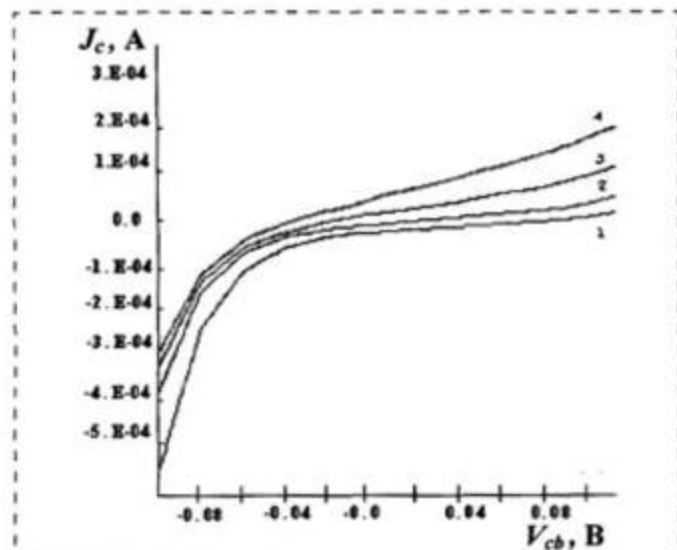


Рис. 5. ВАХ РКТ из InSb при схеме включения с общей базой: 1 —  $V_{eb} = 0,05$  В; 2 —  $V_{eb} = -0,02$  В; 3 —  $V_{eb} = -0,05$  В; 4 —  $V_{eb} = -0,07$  В

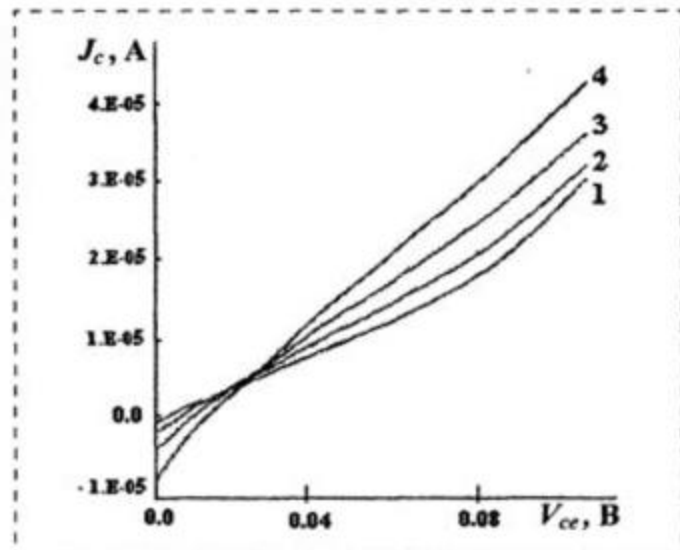


Рис. 6. ВАХ РКТ из InSb при схеме включения с общим эмиттером: 1 —  $V_{be} = 0,00$  В; 2 —  $V_{be} = 0,01$  В; 3 —  $V_{be} = 0,02$  В; 4 —  $V_{be} = 0,03$  В

ны инжектируются из "толстого" КП в "тонкий" и релаксируют к состоянию равновесия на длине  $L_{rel}$ . В РКТ один из "толстых" КП играет роль эмиттера (инжектора), а второй — коллектора. Соединяющий их "тонкий" провод, снабженный дополнительным контактом, выполняет функцию базы.

Для достижения эффекта неравновесности и в РКД, и в РКТ необходимо, чтобы характерный размер переходов  $d$  между КП был много меньше длины релаксации электронов к равновесию  $L_{rel}$ :

$$d \ll L_{rel}. \quad (4)$$

Для достижения транзисторного эффекта в РКТ необходимо, чтобы базовая область прибора была меньше, чем  $L_{rel}$ :

$$L_{ce} < L_{rel}, \quad (5)$$

поскольку через базовый контакт осуществляется управление именно неравновесными электронами.

Важно отметить, что характеристики РКД и РКТ полностью аналогичны характеристикам традиционных биполярных диода и транзистора. Это позволяет считать РКД и РКТ функциональными аналогами указанных приборов микроэлектроники и использовать при конструировании электронных схем на основе РКП уже многократно опробованные решения.

## Заключение

Неравенства (3)–(5), сопоставленные с данными, представленными в таблице, определяют основные требования к разрешению литографии, которое необходимо достичь для создания релаксационных квантовых приборов. Обобщенно, это разрешение должно быть не меньше, чем 5 нм при использовании в качестве материала для квантовых проводов полупроводников с высокой подвижностью электронов, типа GaAs или InSb. Такое разрешение вполне может быть получено при помощи СТМ–АСМ литографии [4], а это означает, что дорога к созданию универсальной элементной базы для нанoeлектроники открыта и свободна.

## Список литературы

1. Obukhov I. A. Tech. Phys. Lett. 1993. V. 19. P. 537.
2. Obukhov I. A., Dianov S. A. Proceeding of NANO-II. Moscow, 1993. P. 775.
3. Obukhov I. A. WTEC Workshop on Russian Research and Development Activities on Nanoparticles and Nanostructured Materials. St. Petersburg, 1997. P. 85.
4. Дряхлушин В. Ф., Востоков Н. В., Климов А. Ю., Рогов В. В., Шашкин В. И. Материалы 12-й Международной конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". Севастополь, 2002. С. 453.
5. Martel R. T. Schmidt et al. Appl. Phys. Lett. 1998. 73 (17). P. 2447.
6. Обухов И. А. Материалы 7-й Международной конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии", Севастополь, 1997. С. 386.



# КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О РЕДАКЦИОННОЙ КОЛЛЕГИИ ЖУРНАЛА «МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА»

**ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР** — Мальцев Петр Павлович, д-р техн. наук, проф., начальник научно-технического сектора Секции прикладных проблем при Президиуме РАН, зав. каф. "Микросистемная техника", МИРЭА, г. Москва

**ЗАМЕСТИТЕЛЬ ГЛАВНОГО РЕДАКТОРА** — Лучинин Виктор Викторович, д-р техн. наук, проф., директор Центра диагностики и микротехнологии Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета, г. С.-Петербург

## РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

**Антонов Борис Игоревич**, директор изд-ва "Новые технологии", г. Москва

**Аристов Виталий Васильевич**, чл.-корр. РАН, д-р физ.-мат. наук, директор Института проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, п. Черноголовка, зав. каф. "Нанозлектроники" МФТИ

**Белоус Анатолий Иванович**, д-р техн. наук, проф., зам. директора Научно-исследовательского конструкторско-технологического предприятия "БелМикроСистемы" НПО "Интеграл", республика Беларусь, г. Минск

**Быков Виктор Александрович**, д-р техн. наук, директор ЗАО NT-MDT ГосНИИ физпроблем им. Ф. В. Лукина, г. Зеленоград

**Васильев Александр Алексеевич**, начальник отдела Минпромнауки РФ, г. Москва

**Васильев Всеволод Викторович**, чл.-корр. НАН Украины, д-р техн. наук, проф., директор Отделения гибридного моделирования и систем управления в энергетике НАН Украины

**Волчихин Владимир Иванович**, д-р техн. наук, проф., ректор Пензенского государственного университета, г. Пенза

**Гапонов Сергей Викторович**, чл.-корр. РАН, д-р физ.-мат. наук, проф., директор Института физики микроструктур РАН, зав. каф. "Электроника" Нижегородского государственного университета, г. Нижний Новгород

**Горнев Евгений Сергеевич**, д-р техн. наук, зам. генерального директора НИИ молекулярной электроники и "Микрон", г. Зеленоград

**Градецкий Валерий Георгиевич**, д-р техн. наук, проф., зав. лабораторией Института проблем механики РАН, г. Москва

**Журавлев Петр Васильевич**, канд. техн. наук, директор Конструкторско-технологического института прикладной микроэлектроники СО РАН, г. Новосибирск

**Захаревич Владимир Георгиевич**, д-р техн. наук, ректор Таганрогского государственного радиотехнического университета, г. Таганрог

**Каляев Игорь Анатольевич**, д-р техн. наук, проф., директор НИИ многопроцессорных вычислительных систем Таганрогского государственного радиотехнического университета, зав. каф. "Автомобильная электроника", г. Таганрог

**Кальнов Владимир Александрович**, канд. техн. наук, Ученый секретарь ФТИАН, г. Москва

**Карякин Аркадий Аркадьевич**, д-р хим. наук, проф., зав. лабораторией "Биосенсоры" Химического ф-та МГУ им. М. В. Ломоносова

**Климов Дмитрий Михайлович**, акад. РАН, д-р техн. наук, проф., директор Института проблем механики РАН, г. Москва

**Кузин Александр Юрьевич**, д-р техн. наук, с. н. с., начальник центра 32 ГНИИ МО РФ, г. Мытищи, Моск. обл.

**Лифшиц Виктор Георгиевич**, чл.-корр. РАН, д-р физ.-мат. наук, проф., директор Научно-технологического центра по-

лупроводниковой микроэлектроники Института автоматизации и процессов управления ДВО РАН, зав. каф. "Физика и технология материалов для полупроводниковой электроники" ДГУ, г. Владивосток

**Мокеров Владимир Григорьевич**, чл.-корр. РАН, д-р физ.-мат. наук, проф., директор Института сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, зав. каф. "Полупроводниковые приборы" МИРЭА, г. Москва

**Мокров Евгений Алексеевич**, канд. техн. наук, генеральный директор — главный конструктор НИИ физических измерений, г. Пенза

**Никитов Сергей Аполлонович**, д-р физ.-мат. наук, проф., зам. директора Института радиотехники и электроники РАН, г. Москва

**Норенков Игорь Петрович**, д-р техн. наук, проф., зав. каф. "САПР", МГТУ им. Н. Э. Баумана, г. Москва

**Панич Анатолий Евгеньевич**, д-р техн. наук, проф., директор — главный конструктор Научного конструкторского бюро "Пьезоприбор", зам. председателя Северо-Кавказского научного центра Высшей школы, г. Ростов-на-Дону

**Панфилов Юрий Васильевич**, д-р техн. наук, проф. МГТУ им. Н. Э. Баумана, г. Москва

**Петросянц Константин Орестович**, д-р техн. наук, проф., зав. каф. "Электроника и электротехника" МГИЭМ (технического университета), г. Москва

**Петрунин Вадим Федорович**, д-р физ.-мат. наук, проф. МИФИ, зав. отраслевой лабораторией Минатома России

**Путилов Александр Валентинович**, руководитель Департамента развития технологий Минпромнауки РФ, г. Москва

**Пятышев Евгений Нилович**, канд. физ.-мат. наук, Санкт-Петербургский гос. техн. ун-т, зав. лабораторией микротехнологии и микроэлектромеханических систем, г. Санкт-Петербург

**Сауров Александр Николаевич**, д-р техн. наук, проф., директор НПК "Технологический центр" МГИЭТ (технического университета), г. Зеленоград

**Сигов Александр Сергеевич**, д-р физ.-мат. наук, проф., ректор МИРЭА (технического университета), зав. каф. "Электроника конденсированных сред" МИРЭА, г. Москва

**Станкевич Владимир Георгиевич**, д-р физ.-мат. наук, проф., директор отделения "Курчатовского источника синхронного излучения" ИОЯФ РНЦ "Курчатовский институт", г. Москва

**Старостин Анатолий Константинович**, д-р техн. наук, проф., директор ФГУП "Научно-исследовательский и экспериментальный институт автомобильной электроники и электрооборудования", президент Ассоциации производителей компонентов для автотракторных средств, тракторов и сельскохозяйственных машин, г. Москва

**Степанов Юрий Иванович**, канд. техн. наук, начальник 22 ЦНИИ МО РФ, г. Мытищи, Моск. обл., зав. каф. "Материалы и изделия радиоэлектроники" МИРЭА

**Сухопаров Анатолий Иванович**, канд. техн. наук, доцент, Председатель Федерального фонда развития электронной техники, г. Москва

**Телец Виталий Арсеньевич**, д-р техн. наук, с. н. с., начальник центра 22 ЦНИИ МО РФ, г. Мытищи Моск. обл.

**Чаплыгин Юрий Александрович**, д-р техн. наук, проф., ректор МГИЭТ (технического университета), зав. каф. "Микроэлектроника и микросистемная техника", МГИЭТ г. Зеленоград

# ИНФОРМАЦИЯ

## БАЗОВЫЙ ПРИБОР ДЛЯ НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА В ОБЛАСТИ НАНОТЕХНОЛОГИИ

### Nano Educator

Учебно-научная лаборатория  
по нанотехнологии для вузов

Комплексный подход к образовательному процессу:

- базовый сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ);
- учебное пособие по основам СЗМ спектроскопии и нанолитографии;
- лабораторный практикум с набором учебных образцов;
- возможность использования в научно-исследовательских целях.

Ориентирован на студенческую аудиторию:

- дружественный интерфейс;
- поэтапное освоение СЗМ-методики;
- наглядность, анимационная поддержка;
- отсутствие сложных настроек;
- недорогие расходные материалы;
- простота замены зонда;
- возможность восстановления зонда.

### Базовые методики

#### AFM

Полуконтактная методика:

- топография (режим постоянной силы);
- фазовый контраст (*phase image*);
- силовое изображение (режим постоянного зазора);
- силовая спектроскопия *Shear force*.

Возможность работы в капле жидкости.

#### СЗМ-литография

- динамическая силовая литография;
- токовая литография.

#### СТМ

- топография (режим постоянного тока);
- дифференциальный контраст (модуляция в плоскости XY);

токовое изображение (режим постоянного зазора, *current image*);

измерение работы выхода (модуляция зазора по Z координате, *Work function*);

туннельная спектроскопия (измерение  $dI/dV$ );

возможность работы в капле диэлектрической жидкости.

Прибор разработан при участии Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере и Фонда поддержки образования и науки (Алферовский фонд)

### Техническая спецификация

|                                                                    |                                          |
|--------------------------------------------------------------------|------------------------------------------|
| Область сканирования                                               | 70—70—10 мкм (10 %)                      |
| Нелинейность сканера                                               | 2 %                                      |
| Минимальный шаг сканирования                                       | 1 А                                      |
| Число точек в кадре                                                | 1024—1024 (при оперативной памяти 64 Мб) |
| Диапазон токов в СТМ НА                                            | От 100 нА до 200 нА                      |
| Разрешение:                                                        |                                          |
| в AFM режиме X-Y — 10 нм                                           | Z — 3 нм                                 |
| в STM режиме X-Y — 2 нм                                            | Z — 0,2 нм                               |
| <b>Параметры зонда:</b>                                            |                                          |
| Материал — вольфрамовая проволока                                  | D 100 мкм                                |
| Радиус кривизны                                                    | 100 нм                                   |
| Угол заточки                                                       | 20—40°                                   |
| Возможность заточки зонда                                          | До 10 нм                                 |
| Зонд заземлен                                                      |                                          |
| Оптическая система —                                               |                                          |
| CCD камера для визуального контроля предварительного подвода зонда |                                          |
| Прибор совместим с длиннофокусным оптическим микроскопом           |                                          |
| Сканирование образцом                                              |                                          |
| Возможна подача напряжения на образец                              |                                          |
| Размер образца до 12 мм в диаметре, толщина до 5 мм                |                                          |

### Применения

Биология (клетки, вирусы)

Материаловедение:

металлы; полупроводники диэлектрики; композиционные материалы, полимеры;

Микро- и наноструктуры (дифракционные решетки);

Data storage (контроль устройств хранения информации);

Контроль деталей, изготовленных по MEMS технологии.

Россия, 124460, Москва, НИИФП, ЗАО "НТ-МДТ".  
Тел.: +7(095) 535-03-05; факс: +7(095) 535-64-10.  
E-mail: [spm@ntmdt.ru](mailto:spm@ntmdt.ru); <http://www.ntmdt.com>.

Решением ВАК Минобразования России журнал "Микросистемная техника" включен в Перечень научных и научно-технических изданий, выпускаемых в Российской Федерации, в которых рекомендуется публикация основных результатов диссертаций на соискание ученой степени доктора наук (Бюллетень ВАК Минобразования России, 2003, № 2)



## CONTENTS

- Bylinkin S. F., Vavilov V. D., Vavilov I. V., Kitaev I. V.**  
*The Development and researches of Microsystem Accelerometers* ..... 2

The results of theoretical and experimental researches conducted during the process of creation of the serial models of accelerometers are presented. They are established the mathematical models of accelerometers as electromechanical systems in the form of transfer functions with regard for the peculiarities of the construction and the applied materials. The relations for errors estimate of accelerometers from the influence of the different physical actions are described.

- Soloshenko A. N., Ovtchinnikova G. I., Pirogov Yu. A. and Novik V. K.** *Defects Relaxation in Microwave Irradiated Triglycine Sulphate* ..... 6

It has recently been shown that the exposure of TGS monocrystals to microwave radiation (40 GHz) of power density not more than 10 mW/cm<sup>2</sup> reduces the dielectric constant singularity at the phase transition. In this paper the results of investigations of irradiated crystals dielectric relaxation towards initial conditions are presented. The features caused by two types of excited defects are stated. Two relaxation time constants are determined.

- Shilyaev P. A., Pavlov D. A., Khokhlov A. F., Shengurov V. G.**  
*Correlation Between Fractal Dimension and Properties of Poly-Si Surface* ..... 10

By example of poly-Si thin films produced by molecular beam deposition we studied the correlation between surface geometry and tribological and hardness properties of surface. By means of AFM we explored the topography, friction between cantilever and the surface (in lateral force mode) and the local hardness (in z-modulation mode).

Applying "lake filling" algorithm to lateral force and micro hardness images it was shown, what local value of the friction and hardness depend on  $F_d$  of this regions. The regions with high  $F_d$  were less harder and had the friction was higher. We supposed what the structure of near surface layer which define all properties of the surface can be evaluated by  $F_d$ .

The experiments showed the possibility of using  $F_d$  for describing not only the geometry of surface but for the characterization of the near surface layer structure and thereby all properties of surface which are sensible to the structure.

- Slesarev Yu. N.** *The Dynamic Models of Self-Consistent Media During Thermomagnetic Recordings* ..... 13

An improved self-consistent model of thermomagnetic recordings are presented, which describes the dynamic process of recording and erasing information. The model takes into account magnetization on magnetic loops and transfer functions of recording materials.

- Shiljko S. V., Starzhinsky V. E., Babin A. P., Zernin M. V., Shalobaev E. V.** *The Singularities of the Conjunctions Calculation of MEMS Components* ..... 16

The singularities of deformation-strength conjunctions calculation of MEMS agreed upon scale factor and the technology of preparation are analyzed. The original algorithms and programs are developed on the basis of the methods of the boundary and finite elements for analysis of strength deformed state of microconjunctions.

- Pankratov V. M., Dzhashitov V. E., Ulybin V. I., Mokrov E. A., Semenov V. A., Tikhomirov D. V.** *The Mathematical Models of Pressure Transmitter Functioning for Cosmic Aircrafts at Nonstationary Measured and Ambient Temperature* ..... 20

The questions connected with the structure and automated research of mathematical models of pressure transmitters working in nonstationary inhomogeneous temperature fields of measured and ambient mediums are considered. The mathematical models of nonstationary thermal processes flowing in the transmitter and mathematical models of thermoelastic strength deformed membrane condition of receiving transmitter element are constructed and investigated. The formulated problems solution permits to calculate and analyze the inhomogeneous nonstationary temperature fields and full strength deformed transmitter condition.

- Prinz V. Ya., Seleznev V. A., Chehovskiy A. V.** *Self-formed Semiconductor Micro- and Nanotubes* ..... 29

The original results in the area of the preparation and research of semiconducting micro- and nanotubes are presented. The technology of the preparation of micro- and nanotubes with precision diameter and length is described. The tubes with diameter in the range from  $\approx 2$  nm to 100 nm are got experimentally. The possibilities of the practical use of the created micro- and nanoobjects are considered.

- Obukhov I. A.** *About Possibility of the Use of STM-APM for Creation of New Types of Quantum Devices* ..... 34

Analyses requirements to lithography resolution which is necessary for creation of the new type of quantum devices: relaxation quantum diode and transistor.

Using a modern nano-lithography on basis of STM-APM production of these devices is real.

**Подписку за рубежом принимают:**

**For foreign subscribers:**  
 ЗАО МК-Периодика. E-mail: [info@periodicals.ru](mailto: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](mailto:it@novtex.ru)**