



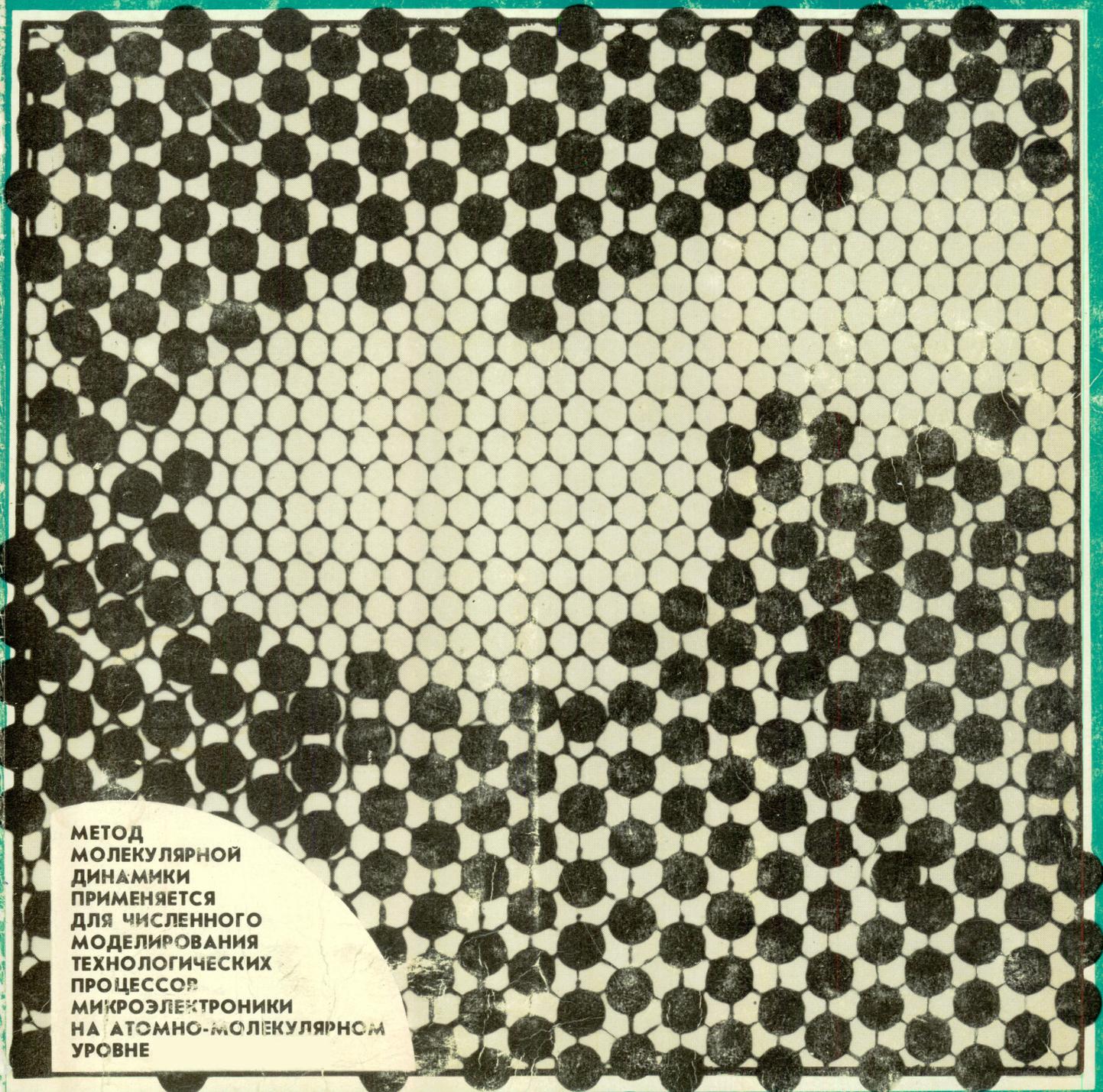
# ЭЛЕКТРОННАЯ

ISSN 0207—6357

9

1984

# ПРОМЫШЛЕННОСТЬ



МЕТОД  
МОЛЕКУЛЯРНОЙ  
ДИНАМИКИ  
ПРИМЕНЯЕТСЯ  
ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО  
МОДЕЛИРОВАНИЯ  
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ  
ПРОЦЕССОВ  
МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ  
НА АТОМНО-МОЛЕКУЛЯРНОМ  
УРОВНЕ

# 1984

## МИНИСТЕРСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР-НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

**А.А.Чернышев**  
(главный редактор)  
В.А.Афанасьев  
И.Н.Букреев  
С.С.Булгаков  
Ф.И.Бусол  
А.А.Васенков  
И.Н.Воженин  
Г.Г.Горбунова  
(ответственный секретарь)  
А.П.Грибачев  
Б.Г.Грибов  
Г.Я.Гуськов  
Н.Д.Девятков  
С.П.Жолобов  
Г.М.Зверев  
В.И.Иванов  
Н.А.Киреев  
А.А.Константинов  
Э.А.Лукин  
В.И.Машкин  
Ю.Б.Митюшин  
Ю.П.Поцелуев  
В.М.Пролейко  
(зам. главного редактора)  
Ю.А.Райнов  
А.И.Савин  
В.Д.Степанов  
В.Н.Сретенский  
П.М.Стуколов  
(зам. главного редактора)  
Я.А.Федотов  
В.Е.Фетисов  
О.В.Филатов  
С.К. Цаллагов

• Создание методов математического моделирования субмикронных элементов цифровых ИС и схем СВЧ, учитывающих физику их функционирования, представляет актуальную задачу полупроводниковой электроники.

• Математическое моделирование физических процессов в элементах ИС открывает возможность выявления наиболее перспективных, служит инструментом оптимизации их параметров, закладывает фундамент разработки САПР ИС.

• Использование традиционных методов математического моделирования, основанного на дрейфово-диффузионном приближении, может быть некорректным для описания работы субмикронных элементов вследствие существенной неравновесности электронно-дырочной системы. Для таких элементов ИС, как правило, необходимы кинетические или квазигидродинамические модели, описывающие протекающие в них физические процессы.

• Сложный характер физических и физико-химических процессов технологии полупроводниковой электроники, особенно технологии ИС с субмикронными размерами элементов, обуславливает потребность в использовании математического моделирования таких процессов.

• Численные эксперименты по моделированию изменения функциональных слоев в процессе травления направлены на исследование зависимости формы рельефа и степени анизотропии от глубины травления, геометрии окна в резисте, интенсивности ионизирующего облучения, а также коэффициента неупругого рассеяния квантов облучения и степени заполнения плоской поверхности продуктом реакции травления.

# ЭЛЕКТРОННАЯ ПРОМЫШЛЕННОСТЬ

# 1984

# 9

ИЗДАЕТСЯ С 1970 г. • ВЫПУСК (137)

## СОДЕРЖАНИЕ

### ИССЛЕДОВАНИЯ. РАЗРАБОТКИ. МЕТОДЫ РАСЧЕТОВ

- 3 *Баннов Н. А., Рыжий В. И.* Проблемы математического моделирования субмикронных элементов интегральной электроники
- 8 *Баннов Н. А., Рыжий В. И.* Численное моделирование СВЧ явлений в диодных структурах с баллистическим и квазибаллистическим переносом носителей заряда
- 12 *Бубенников А. Н., Садовников А. Д.* Численное моделирование инерционных процессов в транзисторных структурах СБИС
- 17 *Петров В. М., Селляхова О. В., Шипилин А. В.* Численное моделирование нестационарных процессов в компенсированных полупроводниках со слабоионизованными примесями
- 22 *Кустов В. Л., Пекарчук С. Б.* Методы молекулярной динамики в технологических процессах микроэлектроники
- 28 *Новиков А. А., Петров В. М.* Машинное моделирование оптимальных режимов диффузионных процессов
- 32 *Кустов В. Л., Пекарчук С. Б.* Численное моделирование модификации поверхности функционального слоя при радиационно-стимулированном травлении
- 38 *Гущин М. Б., Петров В. М., Покровский В. В., Сприжичкая Е. Я.* Оптимальное управление процессом ионно-лучевого травления

- 41 *Тейтельбаум А. З., Ходунов А. В.* Одномерное моделирование процессов ионного легирования и диффузионного перераспределения примесей в кремнии
- 45 *Антонов В. И., Пантелькин В. П., Тейтельбаум А. З.* Математическое моделирование процесса термического окисления кремния

### ИЗДЕЛИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

- 49 *Бахтин П. А., Махов В. И.* Сверхпроводниковые устройства на джозефсоновских переходах
- 56 *Ахмедиев Н. Н., Борисов Б. С., Кокин А. А., Самарцев В. В.* Оптическая память большой емкости на основе явления светового эха
- 61 *Волчков В. П., Горохов В. А., Дмитриев В. П.* Оценка эффективности применения оптоэлектронных каналов в системах связи
- 65 *Минскер Ф. Е., Носов Ю. Р., Узварик Г. С.* Высоковольтный диодный оптрон типа АОД130А
- 65 *Астахов В. В., Видро С. Л., Носов Ю. Р.* Оптод типа АОД133А с малой проходной емкостью
- 65 *Ананян М. А., Титов Е. В., Тихонов В. П.* Локальная оптоволоконная сеть передачи информации на основе моноканала
- 67 *Кричевский В. И., Мартынов В. Ф., Пешина Ж. Г., Сапронов А. М.* Волоконно-оптические лазерные модули в конструировании оптоэлектронной аппаратуры

- 69 *Горовой В. В., Дворников О. В., Духновский Л. Я., Попов Ю. П., Чащина Г. П.* БИС синхронизации и управления для электронных устройств фотоаппаратуры
- 71 *Баранов В. А., Снигирь Н. И., Шмакова Е. Б.* Формирователь вызывного устройства КР1008ВЖ4
- 71 *Бекетова В. В., Дужий Т. М.* ЭЛТ с высоким разрешением и фронтальным диском из стекловолокна
- 72 *Кузнецов П. Г., Поздеев В. С.* Устройство деления для микроЭВМ
- 73 *Летюшов В. А., Макачук А. С.* Кинескоп с высокой разрешающей способностью 61ЛК6Б
- 73 *Анохин В. В., Колдашов Н. Д., Орлов В. В., Семин А. М.* Переменный непроволоочный резистор РП1-57

## ТЕХНОЛОГИЯ

- 75 *Валиев К. А., Великов Л. В., Леонов Ю. С., Семенов О. Г.* Концепция одноимпульсной литографии

## СООБЩЕНИЯ

- 80 *Гейзлер Е. С., Ивашкин В. И.* Способ регенерации электронно-оптических систем ЭЛП

## РЕКЛАМА

- 3 *Владимирова М. О., Ирова Т. А., Носов Ю. Р., Симдянов Т. И.* Волстрон для сверхвысоковольтной развязки

## ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ

Следующий выпуск сборника посвящен применению электроники в медицине и биологии. В нем будут отражены как перспективные исследования, методы диагностики и лечения, в том числе рефлексотерапии, так и специфика разработанной биомедицинской аппаратуры. Будет рассмотрено действие на организм лазерного излучения, СВЧ излучения миллиметрового диапазона, криовоздействие. Ряд статей посвящен созданию приборов для иммунологических исследований, локальной гипертермии, искусственных клапанов сердца.

# ИССЛЕДОВАНИЯ. РАЗРАБОТКИ. МЕТОДЫ РАСЧЕТОВ

УДК 621.3.049.77:[53.072:51]

Н.А.Баннов, В.И.Рыжий

## ПРОБЛЕМЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СУБМИКРОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Особенности электронных процессов в субмикронных элементах интегральной электроники — наличие существенной неравновесности электронно-дырочной плазмы — обуславливают неприемлемость для их описания математических моделей, основанных на использовании дрейфово-диффузионного приближения. Для корректного моделирования субмикронных элементов предлагается кинетический подход, в частности, решение кинетических уравнений методом макрочастиц.

Увеличение быстродействия полупроводниковых схем и степени интеграции определяет повышение производительности цифровых вычислительных систем и расширение функциональных возможностей техники сверхвысоких частот [1–4]. Анализ тенденций развития полупроводниковой электроники, основанной на принципах технологической интеграции, указывает на реальность широкого использования полупроводниковых ИС с размерами элементов не более 1 мкм. Можно ожидать, что ИС с субмикронными элементами, в особенности ИС на основе материалов и структур, носители тока в которых обладают хорошими динамическими свойствами при температурах жидкого азота (около 80 К и менее), достигнут предельных возможностей, определяемых физикой функционирования элементов и схем на традиционных принципах. Однако субмикронные элементы цифровых ИС и схем СВЧ могут обладать рядом существенных особенностей в силу специфики протекающих в них физических процессов. Детальное изучение таких процессов и создание методов математического моделирования субмикронных элементов, учитывающих особенности физики их функционирования, представляет актуальную задачу полупроводниковой электроники. Это необходимо для прогнозирования и целенаправленной разработки элементов и ИС, качественной и количественной оптимизации их параметров, построения систем автоматизированного проектирования.

Математическому моделированию полупроводниковых приборов и ИС на их основе посвящены работы [5–7], в которых применяются математические модели, основанные на дрейфово-диффузионном приближении. Такие модели дают хорошие результаты для элементов из традиционных материалов с размерами в несколько микрометров, работающих при комнатных температурах.

При уменьшении элементов до субмикронных размеров и снижении рабочих температур, например до азотных, переходе к более совершенным материалам такие модели уже не являются корректными для описания явлений, определяющих работу элементов и их важнейшие параметры [8, 9] вследствие существенной неравновесности электронно-дырочной системы в этих условиях.

Особенности физических явлений в субмикронных элементах. При уменьшении размеров элементов и снижении рабочих температур размеры неоднородностей электронно-дырочной плазмы в полупроводниковых приборах (диодах, транзисторах и т.п.) становятся соизмеримыми с фундаментальными длинами, характеризующими свойства плазмы, к которым относятся дебройлевская длина волны электронов (дырок)

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{m v_T}, \text{ длина свободного пробега } \lambda_p = v_T \tau_p$$

(длина релаксации импульса), длина "остывания"

$$\lambda_\epsilon = v_T \sqrt{\tau_p \tau_\epsilon} \text{ (длина релаксации энергии), где}$$

$\hbar$  — постоянная Планка;  $m$ ,  $v_T$ ,  $\tau_p$  и  $\tau_\epsilon$  — соответственно характерная эффективная масса, тепловая скорость, время релаксации импульса и время релаксации энергии. Для азотных температур при эффективных массах носителей  $m \sim 10^{-28}$  г дебройлевская длина оказывается порядка  $\lambda \sim 0,1$  мкм. При подвижностях  $\mu \sim 2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с для тех же значений температур и эффективных масс  $\lambda_p \sim 1$  мкм (при достаточно чистом GaAs).

Если рассеяние носителей заряда имеет квазиупругий характер, то  $\tau_\epsilon \gg \tau_p$ . Поэтому  $\lambda_\epsilon$  при пониженных температурах обычно заметно превосходит  $\lambda_p$  [10]. Так, при рассеянии на акустических фононах  $\lambda_\epsilon / \lambda_p \sim \sqrt{T/T_s}$  [10], где  $T = m s^2$ ,  $s$  — скорость звука. Если  $m \sim 10^{-28}$  г,  $s \sim 5 \cdot 10^5$  см/с, то  $T_s \sim 0,1$  К; таким образом, величина  $\lambda_\epsilon$  в широком интервале температур может на порядок или больше превосходить величину  $\lambda_p$ . Поэтому можно считать справедливым следующее выражение

$$\lambda \ll \lambda_p \ll \lambda_\epsilon. \quad (1)$$

При относительно высоких температурах (например, комнатных) в материалах типа Si величина длины релаксации импульса и длины остывания значительно меньше приведенных значений, однако неравенство (1) справедливо и в этом случае.

Если один из характерных размеров элемента  $l \sim \lambda$ , то оказываются существенными квантовые

эффекты. Это может наблюдаться в тонкопленочных элементах или в элементах, в которых используются тонкие каналы вдоль границ раздела полупроводник-диэлектрик, полупроводник-полупроводник и т.д. При этом остальные размеры подобных элементов, естественно, будут существенно больше. Такое квантование может заметно влиять на параметры элементов ИС типа МДП полевых транзисторов и полевых транзисторов на основе гетероструктур с селективным легированием [11]. Не рассматривая особенности физических явлений в элементах ИС и возможности их математического моделирования для случая, когда существенны квантовые эффекты, связанные с соизмеримостью  $l$  и  $l$ , ограничимся рассмотрением явлений при условиях  $l \gg \lambda$ .

В ближней субмикронной области можно ожидать проявления эффектов, связанных с соизмеримостью  $l$  с  $\lambda_p$  и  $\lambda_e$ , главными из которых будут эффекты, обусловленные существенной неравномерностью и неоднородностью электронно-дырочной системы в элементах подобных размеров. Электроны (дырки) за время пролета в таком элементе не будут успевать диссипировать приобретенную ими от приложенного поля энергию, которая при  $\Phi \gg T/e$  (необходимое условие для большинства приборов) будет заметно больше значения, характерного для равновесных состояний. Это же обстоятельство обуславливает и существенную неоднородность параметров электронно-дырочной плазмы внутри субмикронных элементов.

При  $\Phi \gg T/e$  средняя энергия электронов (дырок) может существенно отличаться от тепловой, соответствующей температуре решетки. В таких условиях  $\lambda_p$  и  $\lambda_e$  могут существенно зависеть от приложенного напряжения. Действительно, при  $l \gg \lambda_e$  средняя энергия носителей заряда  $\epsilon \sim e\Phi (\lambda_e/l)$ . Если же  $l \ll \lambda_e$ , т.е. носители заряда не успевают за время их пролета через активную область элемента отдать заметную часть своей энергии решетке, то  $\epsilon \sim e\Phi$ .

#### Основные уравнения и граничные условия.

Для корректного описания электронно-дырочной плазмы при условии соизмеримости длин  $l$ ,  $\lambda_p$  и  $\lambda_e$  и при  $l \gg \lambda$  можно воспользоваться классическими кинетическими уравнениями для электронов и дырок. Если в сфере с радиусом, равным эффективному дебаевскому радиусу экранирования  $r_D = \sqrt{\frac{\bar{\chi}\bar{\epsilon}}{4\pi e^2 \bar{N}}}$  (где  $e$  — заряд электрона,  $\bar{\chi}$  — диэлектрическая проницаемость решетки,  $\bar{\epsilon}$  — энергия электронов (дырок),  $\bar{N}$  — концентрация заряженных центров) находится большое число заряженных центров (электронов, дырок, примесей), то электроны и дырки можно считать движущимися под действием самосогласованного электрического поля и сил, обусловленных неод-

нородностью ширины запрещенной зоны. В таком случае для одночастичных функций распределения электронов и дырок  $f_e(\vec{p}, \vec{r}, t)$  и  $f_h(\vec{p}, \vec{r}, t)$  и потенциала самосогласованного поля  $\phi(\vec{r}, t)$  имеем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_e(\vec{p}, \vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m_e} \text{grad} f_e(\vec{p}, \vec{r}, t) + \\ & + \text{grad} [e\phi(\vec{r}, t) - \eta_e \Delta(\vec{r})] \frac{\partial f_e(\vec{p}, \vec{r}, t)}{\partial \vec{p}} = \\ & = S_e \{f_e(\vec{p}, \vec{r}, t)\}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$f_h(\vec{p}, \vec{r}, t) \} + R_e \{f_e(\vec{p}, \vec{r}, t), f_h(\vec{p}, \vec{r}, t)\},$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_h(\vec{p}, \vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m_h} \text{grad} f_h(\vec{p}, \vec{r}, t) + \\ & + \text{grad} [-e\phi(\vec{r}, t) + \eta_h \Delta(\vec{r})] \frac{\partial f_h(\vec{p}, \vec{r}, t)}{\partial \vec{p}} = \\ & = S_h \{f_h(\vec{p}, \vec{r}, t)\}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$f_e(\vec{p}, \vec{r}, t) \} + R_h \{f_h(\vec{p}, \vec{r}, t), f_e(\vec{p}, \vec{r}, t)\},$$

$$\text{div} \left[ \frac{\chi(\vec{r})}{4\pi e} \text{grad} \phi(\vec{r}, t) \right] =$$

$$= \int d\vec{p} [f_e(\vec{p}, \vec{r}, t) - f_h(\vec{p}, \vec{r}, t)] - N(\vec{r}, t). \quad (4)$$

Здесь  $m_e$  и  $m_h$  — эффективные массы электронов и дырок (считаем законы дисперсии квадратичными и изотропными);  $\Delta(\vec{r})$  — функция, описывающая пространственное распределение ширины запрещенной зоны;  $\eta_e$  и  $\eta_h$  — коэффициенты, функционалы  $S_e \{f_e, f_h\}$  и  $S_h \{f_h, f_e\}$  описывают столкновения электронов и дырок с фононами, примесями; а также между собой; члены  $R_e \{f_e, f_h\}$  и  $R_h \{f_h, f_e\}$ , также являющиеся функционалами от функций распределения, описывают процессы генерации и рекомбинации;

$e N(\vec{r}, t)$  — плотность пространственного заряда, связанного с примесями. Если существенны процессы перезарядки примесей, то величины  $R_e\{f_e, f_h\}$ ,  $R_h\{f_h, f_e\}$  и  $N(\vec{r}, t)$  зависят от функции заполнения примесных центров, и система уравнений (2)–(4) должна быть дополнена соответствующими уравнениями для этой функции. Интенсивность процессов рассеяния зависит от функции распределения фононов. Если фононная система находится в равновесном состоянии, систему уравнений (2)–(4) следует дополнить кинетическими уравнениями для фононов. Однако далее мы пренебрежем подобными эффектами, считая фононную систему равновесной с температурой  $T$ , соответствующей температуре термостата (в простейшем варианте можно учесть эффекты, связанные с неоднородностью решеточной температуры на основе уравнения теплопроводности).

Граничные условия для функции распределения определяются характером рассеяния электронов и дырок на поверхностях и инжекционными способностями этих поверхностей. В общем случае следует задавать функции распределения электронов и дырок, инжектируемых через границы полупроводникового элемента (которые могут зависеть от некоторых параметров, например, электрического поля) и связь функций распределения носителей заряда, падающих из объема структуры на поверхности и отраженных от них. Граничные условия для потенциала определяются заданием его значений или значений производных на указанных поверхностях.

**Возможные подходы к моделированию.** Система уравнений (2)–(4) является чрезвычайно сложной, ее эффективное использование невозможно без определенных упрощений, учитывающих специфику субмикронных элементов. Это связано с необходимостью одновременного учета двух факторов, определяющих динамику носителей: самосогласованного электрического поля и процессов столкновений. Существенное упрощение системы уравнений состоит в использовании правых частей уравнений (2) и (3) в следующих предельных случаях.

Если  $\lambda_p$  существенно меньше  $\lambda_e$  и  $l$  (это означает, что электрон или дырка, проходя расстояние порядка  $l$ , испытывает значительное число актов рассеяния), то функции распределения можно представить в виде сумм симметричных частей и малых антисимметричных добавок и получить кинетические уравнения для симметричных частей функций распределения [10]. Если при этом парные столкновения достаточно часты, так что соответствующая длина  $\lambda_e \ll \lambda_e$  (при этом, однако,  $\lambda_e \gg \lambda_p$ ), то симметричные части функций распределения аналогичны функциям Ферми (Максвелла). В этом случае из системы кинетических уравнений для симметричных и антисимметричных частей можно получить систему квазигидродинамических уравнений для моментов функций распределения — концентраций, эффек-

тивных температур и плотностей токов электронов и дырок: уравнения непрерывности и теплопроводности [10]. При этом электронный и дырочный потоки энергии оказываются функциями концентраций, температур, напряженности электрического поля и градиентов концентраций и температур. Если масштаб неоднородностей электронно-дырочной плазмы значительно больше  $\lambda_e$ , то эффективные температуры можно считать локальными функциями электрического поля. При этом система квазигидродинамических уравнений дополнительно упрощается и соответствует так называемому дрейфово-диффузионному приближению [12].

Математическое моделирование полупроводниковых приборов на основе дрейфово-диффузионного приближения в двумерной и даже трехмерной геометрии широко используется на практике [5–7, 13]. Следует подчеркнуть, что применимость этого приближения с уменьшением размеров элементов сильно ограничивается. В работе [14] имеются попытки модифицировать дрейфово-диффузионные уравнения с учетом нелокальных эффектов, например, путем введения зависимости электронных и дырочных плотностей тока от градиента напряженности электрического поля и скоростей изменения концентраций носителей заряда и напряженности электрического поля во времени.

Другой вариант упрощения системы уравнений (2)–(4) связан с ситуацией, в которой полупроводниковая плазма является однокомпонентной и парные столкновения носителей заряда преобладают по сравнению со всеми остальными типами столкновений, так что соответствующая длина  $\lambda_e$  оказывается наименьшей  $\lambda_e \ll \lambda_p, \lambda_e, l$ . В этом случае функция распределения электронов или дырок оказывается сдвинутой функцией Ферми (Максвелла). Для моментов этой функции распределения — концентрации, средней скорости и температуры — может быть построена система гидродинамических уравнений непрерывности, изменения средней скорости и теплопроводности [10, 15]. Уравнения гидродинамики использовались для описания плазмы полупроводниковых приборов в работах [15, 16] и др. Однако для обоснованности использования этих уравнений требуется выполнение жесткого условия — частота парных столкновений должна быть наибольшей, что в реальных полупроводниковых приборах достигается редко.

Часто для описания сильнонеравновесной плазмы полупроводниковых приборов применяется феноменологический подход, основанный на модельных уравнениях, аналогичных уравнениям гидродинамики, в которых пренебрегается влиянием градиента давления на изменение средней скорости и влиянием сжимаемости плазмы на изменение ее температуры [17]. Несмотря на то, что в пользу возможности такого пренебрежения можно привести ряд доводов, такая система псевдогидродинамических уравнений не следует из кинетического уравнения ни при каком виде интеграла столкновений. Применение этой системы в значи-

тельной степени можно объяснить ее простотой.

В рассмотренных выше предельных случаях кинетические уравнения эквивалентны системам уравнений для моментов функций распределения, которые могут быть использованы для математического моделирования полупроводниковых элементов ИС с учетом тех неравновесных эффектов, которые допускаются соответствующей моделью. Так, например, использование системы квазигидродинамических уравнений вместо уравнений дрейфово-диффузионного приближения позволяет моделировать полупроводниковые приборы, в которых существенны такие эффекты, как разогрев электронно-дырочной плазмы, превышение скорости носителей заряда над скоростью насыщения в областях сильного изменения электрического поля и др. Однако во всех физических ситуациях, когда вместо кинетических уравнений используются уравнения для моментов функций распределения, предполагается, что функции распределения имеют вполне определенный и сравнительно простой вид. В гидродинамической модели это обеспечивается условием о преобладании парных столкновений над всеми остальными типами рассеяний, в квазигидродинамической — малостью длины релаксации импульса по сравнению с другими характерными длинами.

В субмикронных элементах ИС неравновесность полупроводниковой плазмы может, как указывалось выше, быть весьма значительной, а функции распределения носителей заряда могут иметь несколько максимумов [8, 9, 18]. Поэтому расчет субмикронных полупроводниковых приборов и исследование протекающих в них физических процессов должны быть основаны, как правило, на решении непосредственно системы уравнений (2)–(4).

Моделирование электронно-дырочной плазмы методом макрочастиц является наиболее эффективным численным методом решения системы уравнений (2)–(4) в случае, когда парные столкновения носителей заряда не очень существенны, а число актов рассеяния электронов или дырок при движении через активную область полупроводникового прибора не является чрезвычайно большим (размер активной области не слишком велик по сравнению с длиной релаксации импульса). Этот метод представляет собой синтез одноименного метода, развитого в теории бесстолкновительной плазмы [19] и метода Монте-Карло, используемого для расчета кинетических характеристик полупроводников в сильных электрических полях [20, 21]. Суть его состоит в следующем. Реальная полупроводниковая плазма представляется ансамблем модельных частиц с теми же, что и у реальной плазмы, величинами  $e'/m'_e$ ,  $e'/m'_h$ ,  $e' \int f'_e d\vec{p}$  и  $e' \int f'_h d\vec{p}$  (здесь штриховые символы означают физические величины, уже введенные ранее, но относящиеся к модельной плазме). В этом случае динамика реальной плазмы и макрочастиц оказывается эквивалентной, совпадают и их основные плазменные параметры (плазменная частота, дебаевская длина экранирования).

Поэтому, проследив эволюцию модельного газа частиц, который является дискретной аппроксимацией реальной функции распределения, удается получить решение системы уравнений (2)–(4).

Вычислительная процедура состоит из последовательного пересчета на каждом временном шаге самосогласованного электрического поля и состояния всех моделируемых макрочастиц (дискретной функции распределения). Движение макрочастиц на один шаг по времени (пересчет координат и импульсов) производится в электрическом поле, найденном из уравнения (4) на предыдущем шаге. При этом в процессе движения моделируется рассеяние частиц (переброс в пространстве импульсов) методом Монте-Карло в соответствии с известными вероятностями [20, 21] на всех существенных механизмах (примесное рассеяние, рассеяние на акустических и оптических фононах, междолинное рассеяние и др.). Макрочастицы, достигшие границы расчетной области, в зависимости от свойств границы могут покинуть расчетную область или остаться в ней, изменив свой импульс. Кроме того, в расчетную область через определенные части ее границы (контакты) вводятся новые макрочастицы, распределенные по импульсам в соответствии с заданными граничными условиями. Исходя из полученной дискретной функции распределения находится пространственное распределение плотности заряда, после чего решается уравнение Пуассона для самосогласованного потенциала. Затем цикл повторяется.

Причина эффективности метода макрочастиц заключается в независимости движения каждой моделируемой частицы на временном шаге вследствие того, что самосогласованное электрическое поле, в котором происходит движение, вычисляется один раз, а соответствующие массивы хранятся в памяти ЭВМ. Если в задаче существенны парные столкновения, то необходимость учета взаимодействия макрочастиц не только с самосогласованным электрическим полем, но и с ближайшими "соседями", которые для каждой макрочастицы свои, приводит к существенному снижению эффективности метода.

Точность проводимых расчетов (помимо точности решения уравнения Пуассона) определяется числом используемых в задаче макрочастиц. Увеличение их числа ограничено ресурсами ЭВМ. Однако необходимо удовлетворить условию идеальности модельной плазмы — число макрочастиц в сфере с эффективным дебаевским радиусом должно быть велико.

Метод макрочастиц был успешно применен для ряда расчетов субмикронных диодных [8, 22–24] и транзисторных [9, 25] структур, в том числе и в таких физических ситуациях, когда кинетический подход к их описанию является единственным возможным. В этом случае без значительного усложнения алгоритма расчета и увеличения ресурсов ЭВМ может быть учтена реальная зонная структура полупроводника, наличие нескольких сортов носителей заряда (электронов из различных долин) и процессы превращения одного сорта носителей заряда в другой (междолинное рассея-

ние). При решении уравнений для моментов функций распределения учет превращения частиц друг в друга приводит к значительному усложнению задачи, изменению используемой расчетной схемы и существенному увеличению счетного времени.

Таким образом, для математического моделирования субмикронных элементов интегральной электроники необходимо, как правило, использование новых нетрадиционных математических моделей, пригодных для описания сильно неравновесной электронно-дырочной плазмы таких элементов. Развитие численных методов решения уравнений этих моделей является одной из проблем математического моделирования. Другая заключается в возможности реализации моделей на ЭВМ.

Опыт моделирования сложных задач гидродинамики свидетельствует [26] о том, что решение систем уравнений для моментов функций распределения требует многочасовых расчетов на современных ЭВМ. Моделирование субмикронных элементов ИС методом макрочастиц на протяжении нескольких десятков времен пролета носителей заряда через активную область полупроводниковой структуры при использовании десятков тысяч макрочастиц (с учетом сотен актов рассеяния каждой из них при продвижении через активную область) требует нескольких часов работы процессора ЭВМ с быстродействием, составляющим десятки миллионов одноадресных операций в секунду [25]. Ограничение на число актов рассеяния, а также на размер моделируемой структуры связано исключительно с затратами ресурсов вычислительной системы, которые становятся почти пропорциональными числу рассеяний носителей заряда.

При реализации метода макрочастиц, являющегося, по мнению авторов, наиболее адекватным для моделирования субмикронных элементов ИС на ЭВМ, следует учитывать вычислительные мощности. Так, ЭВМ типа БЭСМ-6 имеет существенно более низкую производительность и меньшую оперативную память, чем использованные для расчетов в работах [9, 24, 25]. Однако опыт моделирования на такой ЭВМ методом макрочастиц бесстолкновительной плазмы в двумерной геометрии [19] и одномерных полупроводниковых структур с учетом рассеяния [8, 22, 23] свидетельствует о возможности реализации метода макрочастиц и проведения расчетов с приемлемыми затратами счетного времени.

Весьма важной представляется такая проблема математического моделирования как развитие инженерных методов расчетов, которые отражали бы специфику физических явлений в субмикронных элементах, были достаточно просты и экономичны. Решить эту проблему можно путем выявления основных закономерностей переноса заряда в субмикронных элементах с помощью строгих математических моделей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В а л и е в К.А. Проблемы создания элементной базы сверхвысокой степени интеграции для ЭВМ.— Микроэлектроника, 1980, т. 9, с. 483.
2. S z e S.M. Semiconductor device development in the 1970's and 1980's— A prospective.— Proc. IEEE, 1981, v. 69, N 9, p. 1121—1131.
3. Р е б р о в С.И., С а з о н о в В.П. Оценка перспектив развития различных направлений сверхвысокочастотной электроники.— Электронная техника, Сер. 1. Электроника СВЧ, 1982, вып. 12, с. 5.
4. Р ы ж и й В.И., Б а н н о в Н.А., Ф е д и р к о В.А. Баллистический и квазibalлистический транспорт в полупроводниковых структурах (обзор).— ФТП, 1984, т. 18, вып. 5.
5. Н о с о в Ю.Р., П е т р о с я н ц К.О., Ш и л и н В.А. Математическое моделирование элементов интегральной электроники.— М.: Сов.радио, 1976.— 300 с.
6. П е т р о с я н ц К.О., Х о д о ш Л.С. Проблемы моделирования элементов БИС с субмикронными размерами.— Микроэлектроника, 1981, т. 10, с. 387.
7. В а л и е в К.А., П а ш и н ц е в Ю.И., П е т р о в Г.В. Применение контакта металл-полупроводник в электронике.— М.: Радио и связь, 1981.— 304 с.
8. Б а н н о в Н.А., Р ы ж и й В.И. Высоко-частотные пульсации тока в диодах с квазibalлистическим движением электронов.— ФТП, 1983, т. 18, вып. 4, с. 704—707.
9. Simulation of GaAs submicron FET with hot electron injection structure/K.Tomizawa, Y.Awano, H.Nashizume.— Electronics Letters, 1983, v. 19, p. 697—698.
10. Б а с с Ф.Г., Г у р е в и ч Ю.Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда.— М.: Наука, 1975.— 400 с.
11. В о л к о в В.А., Г р о д н е н с к и й И.М. Двумерный электронный газ в гетеропереходе. Свойства и применения.— Микроэлектроника, 1982, т. 11, вып. 3, с. 195—207.
12. З и С.М. Физика полупроводниковых приборов.— М.: Энергия, 1973.— 656 с.
13. IEEE Trans. on Electron Devices, 1983, Sept. (спец. выпуск).
14. T h o r n b e r g K.K. Current equations for velocity overshoot.— IEEE El. Dev. Lett., 1982, v. 3, N 3, p. 69—71.
15. К о к и н А.А., Т о л с т и х и н В.И. О моделировании процессов переноса в монополярных полупроводниковых структурах с субмикронными размерами.— Микроэлектроника, 1984, т. 13, вып. 1, с. 24—40.
16. R o s e n c h e r E. A displaced maxwellian approach to ballistic electron transport in semiconductors.— Solid State Commun., 1981, v. 38, N 12, p. 1293—1295.
17. С о n s t a n t E. Modeling of sub-micron devices.— Inst. of Phys. Conf. Ser. No. 57, 1981, p. 141—168.
18. Б а н н о в Н.А., Р ы ж и й В.И., Ф е д и р к о В.А. Особенности высокочастотных свойств симметричной диодной структуры при баллистическом движении электронов.— ФТП, 1983, т. 17, вып. 1, с. 57—60.
19. С и г о в Ю.С. Дискретное моделирование коллективных процессов в разреженной плазме методом макрочастиц.— В кн.: Численное моделирование коллективных процессов в плазме.— М.: ИМП АН СССР, 1980, с. 18—77.
20. F a w c e t t W., В о a r d m a n A.D., S w a i n S. Monte Carlo determination of electron transport properties in gallium arsenide.— J. Phys. Chem. Solids, 1970, v. 31, p. 1963—1990.
21. R u c h J.G., F a w c e t t W. Temperature dependance of the transport properties of GaAs determined by a Monte Carlo method.— J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 3843—3849.
22. Б а н н о в Н.А., Р ы ж и й В.И. Численное моделирование СВЧ явлений в диодных структу-

рах с баллистическим и квазибаллистическим переносом носителей заряда.— Наст. вып., с. 8

23. G r u z i n s k i s V., R e k l a i t i s A. Current oscillations in semiconductor diodes under streaming instability conditions.— Electronics Letters, 1983, v. 19, N 19, p. 733—734.

24. Monte Carlo simulation of GaAs submicron  $n^+ - n - n^+$  diode with GaAlAs heterojunction cathode/ K. Tomizawa, Y. Awano, N. Hashizume, F. Suzuki.— Electronics Letters, 1982, v. 18, N 25/26, p. 1067—1069.

25. H o c k n e y R.W., W a r r i n e r R.A., R e i s e r M. Two-dimensional particle models in semiconductor—device analysis.— Electronics Letters, 1974, v. 10, N 23, p. 484—486.

26. Ф р о м м Д. Неустойчивости течения несжимаемой вязкой жидкости.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967, с. 343—381.

Статья поступила 26 июня 1984 г.

УДК 621.382.001.57

Н.А.Баннов, В.И.Рыжий

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЧ ЯВЛЕНИЙ В ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ С БАЛЛИСТИЧЕСКИМ И КВАЗИБАЛЛИСТИЧЕСКИМ ПЕРЕНОСОМ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Использование эффектов нестационарных колебаний тока, протекающих в монополярных и биполярных диодных структурах в условиях баллистического и квазибаллистического движения электронов и дырок, для создания активных элементов твердотельной СВЧ электроники позволит расширить их функциональные возможности.

Совершенствование технологии полупроводниковой электроники, улучшение качества полупроводниковых материалов и структур на их основе обеспечивают методы создания твердотельных высокочастотных приборов с большими функциональными возможностями на базе новых физических явлений. К таким явлениям можно отнести неустойчивость протекания тока в диодных структурах, размер активной области которых соизмерим с длиной свободного пробега носителей заряда. Длина свободного пробега в совершенных полупроводниковых материалах при пониженных температурах может быть довольно большой. Так, в GaAs с подвижностью  $\mu \sim 200\,000$  см<sup>2</sup>/В·с при температуре около 80 К длина свободного пробега (длина релаксации импульса) тепловых электронов составляет  $\lambda_p \sim 1$  мкм. В чистых слоях p-Ge при гелиевых температурах величина  $\lambda_p$  для дырок может достигать 20 мкм [1]. Если толщина полупроводникового слоя меньше длины свободного пробега носителей заряда, то их движение происходит без столкновений (имеет баллистический характер), если же толщина полупроводникового слоя обуславливает сравнительно небольшое число актов рас-

сеяния, то движение носителей заряда носит квазибаллистический характер.

Отличительной особенностью полупроводниковых структур, перенос заряда в которых носит баллистический или квазибаллистический характер, является сильная неравновесность их электронно-дырочной плазмы [2, 3], которая может приводить к развитию неустойчивости протекания тока через структуру.

**Структуры. Используемые модели.** Рассмотрим слоистые полупроводниковые структуры, состоящие из двух сильнолегированных слоев (контактов), между которыми находится слаболегированный (базовый) слой. Контактные области будем считать квазинейтральными, а все приложенное к структуре напряжение падающим на базовую область, что справедливо в том случае, если концентрация носителей заряда в сильнолегированных слоях достаточно велика. Положим, что величина тока базы много меньше токов насыщения контактов (контакты работают в режиме ограничения тока пространственным зарядом), а величина приложенного к структуре напряжения  $\Phi$  много больше отношения температуры решетки  $T$  к заряду электрона ( $\Phi \gg T/e$ ).

Рассмотрим монополярные структуры, обе контактные области которых  $n^+$  или  $p^+$  типа (эмиттер и коллектор), и биполярные, один из контактов которых  $n^+$ , а другой  $p^+$ -типа. Для описания полупроводниковой плазмы в условиях ее сильной неравновесности используем кинетическое уравнение для функции распределения электронов  $f_e(\vec{p}, z, t)$  или дырок  $f_h(\vec{p}, z, t)$  в монополярных или биполярных структурах и уравнение Пуассона — для самосогласованного потенциала  $\phi(z, t)$  [3]. Учитывая слоистость рассматриваемых структур и пренебрегая краевыми эффектами, можно считать, что функции распределения зависят лишь от одной пространственной переменной  $z$ , а электрическое поле параллельно оси  $z$ , что и учтено при записи аргументов функций  $f_e, f_h, \phi$ .

В том случае, когда в базовом слое выполнены условия баллистического переноса заряда [2], интегралы столкновений в кинетических уравнениях можно приравнять нулю. Такая ситуация может возникнуть, например, в совершенных GaAs структурах при пониженных температурах ( $T \ll \hbar \omega_0$ , где  $\hbar \omega_0$  — энергия оптического фонона). Действительно, в рассматриваемых условиях основными механизмами рассеяния носителей заряда являются примесное рассеяние и спонтанное испускание оптических фононов электронами или дырками, набравшими в электрическом поле энергию  $\hbar \omega_0$ . Примесное рассеяние не существенно, если толщина базового слоя  $l$  достаточно мала ( $l < \frac{\chi^2 T^2}{e^4 N}$ , где  $\chi$  — ди-

электрическая проницаемость решетки,  $N$  — характерная концентрация ионизованных центров в базе), эмиссией же оптических фононов можно пренебречь, если электроны (дырки) не приобретают в электрическом поле достаточную для этого энер-

гию ( $\phi < \hbar\omega_0/e$ ), либо за время испускания оптического фонона  $\tau_0$  успевают вылететь из базовой

области ( $\phi > \frac{m l^2}{2e\tau_0^2}$ ), где  $m$  — эффективная масса

носителей заряда). Отметим, что в структурах из материалов с малым временем  $\tau_0$  (GaAs, InP) последнее неравенство удовлетворяется лишь при тех напряжениях, когда возможны переходы электро-

нов в вышележащие долины, так как  $\frac{m l^2}{2\tau_0^2} > \Delta$

( $\Delta$  — энергетический зазор между центральной и боковыми долинами), учет же междолинного рассеяния существенен из-за его высокой вероятности. Однако в структурах из материалов с большей величиной  $\tau_0$  (например, InSb) возможно выполнение условия  $\frac{\Delta}{e} > \Phi > \frac{m l^2}{2e\tau_0^2}$ , когда движение электронов можно считать баллистическим. Если напряжение на структуре  $\frac{\hbar\omega_0}{e} < \Phi < \frac{m l^2}{2e\tau_0^2}, \frac{\Delta}{e}$ , то единственным механизмом рассеяния, который следует учитывать в интегралах столкновений кинетических уравнений, является спонтанное испускание оптических фононов. Если  $\Phi$  незначительно превышает  $\frac{\hbar\omega_0}{e}$ , возникает квазibalлистический перенос через базовую область диодной структуры.

При сделанных выше предположениях граничные условия для кинетических уравнений могут быть представлены для монополярных структур с  $n^+$  контактами

если структура имеет  $p^+$  контакты, то

$$f_e(\vec{p}, 0, t)|_{p_z \geq 0} = F_{e1}(\vec{p}), f_e(\vec{p}, l, t)|_{p_z \leq 0} = F_{e2}(\vec{p}), \quad (1)$$

а для биполярных структур, левый контакт которых  $n^+$ -типа, а правый —  $p^+$ -типа

$$f_h(\vec{p}, 0, t)|_{p_z \geq 0} = F_{h1}(\vec{p}), f_h(\vec{p}, l, t)|_{p_z \leq 0} = F_{h2}(\vec{p}), \quad (2)$$

а для биполярных структур, левый контакт которых  $n^+$ -типа, а правый —  $p^+$ -типа

$$f_e(\vec{p}, 0, t)|_{p_z \geq 0} = F_{e1}(\vec{p}), f_e(\vec{p}, l, t)|_{p_z \leq 0} = 0, \quad (3)$$

а для биполярных структур, левый контакт которых  $n^+$ -типа, а правый —  $p^+$ -типа

$$f_h(\vec{p}, 0, t)|_{p_z \geq 0} = 0, f_h(\vec{p}, l, t)|_{p_z \leq 0} = F_{h2}(\vec{p}). \quad (3)$$

Функции  $F_{e1}, F_{e2}, F_{h1}, F_{h2}$  характеризуют распределение электронов и дырок в контактах. В расчетах в качестве этих функций брались максвелловские функции распределения с температурой решетки  $T$ . Если предположить, что  $T \ll e\Phi$ , то представленные ниже результаты не чувствительны к тонкой структуре этих функций и сохраняются, если последние имеют иной (например, фермиевский) вид.

Граничные условия для уравнения Пуассона

можно записать следующим образом:

$$\phi(0, t) = 0, \phi(l, t) = \Phi, \quad (4)$$

где  $\Phi$  — разность потенциалов между двумя контактными областями. В случае биполярной структуры величина  $\Phi$  связана с прикладываемым внешним напряжением  $U$  соотношением  $\Phi = U - \Phi_K$ , где  $\Phi_K$  — контактная разность потенциалов, причем в расчетах предполагается, что  $\Phi > 0$ , равновесию же (отсутствию тока) соответствует  $\Phi = -\Phi_K$ .

Решение кинетических уравнений для функций распределения и уравнения Пуассона для самосогласованного потенциала проводилось численно методом макрочастиц [3].

Высокочастотные явления в диодных структурах при баллистическом движении носителей заряда. В монополярной диодной  $n^+ - n - n^+$  структуре с однолегированной базовой областью, имеющей одинаковый с контактами тип проводимости, движение электронов носит баллистический характер [4]. Если напряжение  $\Phi$ , приложенное к структуре,

достаточно велико ( $\Phi > \Phi_N = \frac{8el^2 N}{\pi \chi}$ , где  $N$  — кон-

центрация доноров в слаболегированном слое), то распределение потенциала в базе, за исключением области виртуального катода вблизи эмиттера, носит монотонный характер [5]. При  $\frac{\Phi_N}{2\sqrt{2}-1} < \Phi < \Phi_N$

вблизи коллекторного контакта образуется квазинейтральная область, содержащая наряду с пролетными электронами, инжектированными эмиттером и движущимися со скоростью  $v_s = \sqrt{\frac{2e\Phi}{m}}$ , группу

тепловых электронов, инжектированных коллектором. Размер этой области увеличивается при уменьшении величины  $\Phi$ . Следовательно, функция распределения электронов имеет двухпучковый вид, что свидетельствует о возможности возникновения неустойчивости распределения потенциала, если длина, на которой происходит взаимодействие пучков, будет достаточно велика.

Действительно, из результатов численного моделирования следует, что при  $\frac{T}{e} \ll \Phi < \frac{\Phi}{2\sqrt{2}-1}$

протекание тока начинает носить нестационарный

колебательный характер [4]. Частота колебаний тока соизмерима с плазменной частотой с концентрацией, равной половине концентрации доноров в

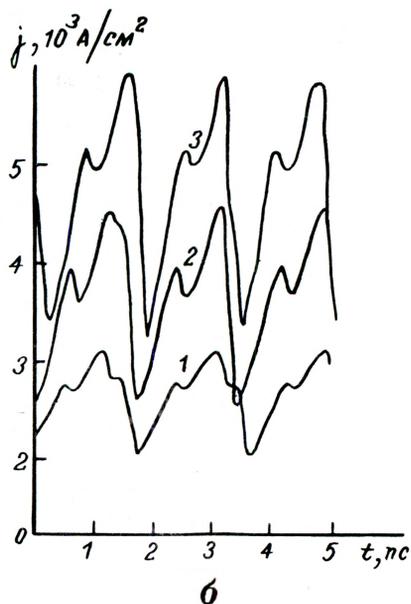
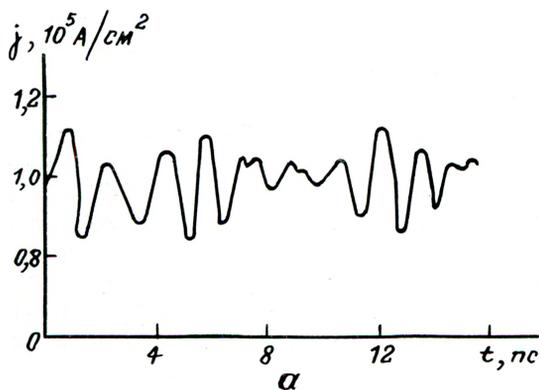
базе:  $f \sim \sqrt{\frac{e^2 N}{2\pi \chi m}}$ . При  $N \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $m \sim 6 \cdot 10^{-29} \text{ г}$ ,

$\chi \sim 10$  величина  $f \sim 120 \text{ ГГц}$ . Амплитуда модуляции тока может достигать 50% его среднего значения.

Увеличение температуры электронов, инжектируемых из контактов, приводит к подавлению рассматриваемой неустойчивости, что связано с изме-

нением общего характера распределения в базе, увеличением размеров области виртуального катода и аналогичной области вблизи коллектора за счет уменьшения толщины квазинейтрального слоя.

Рассмотренная неустойчивость обусловлена двухпучковым видом функции распределения в некоторой области базы. Аналогичный вид может иметь распределение подвижных зарядов в базе биполярной диодной структуры в условиях баллистического переноса. Действительно, в базовой области такой структуры при приложении достаточно большого напряжения прямого смещения наблюдается встречное движение электронов и дырок, инжектированных  $n^+$ - и  $p^+$ -контактами, поэтому стационарное протекание тока может оказаться неустойчивым относительно потенциальных возмущений достаточно большой длины. Аналитическое исследование условий неустойчивости затруднено из-за сильной неоднородности распределения электронов и дырок, однако численное моделирование протекания тока позволяет выявить те случаи, когда отмечается неустойчивость. Результаты



Зависимость плотности тока от времени: а — в  $n^+ - p - r^+ - p^+$ -структуре при баллистическом движении электронов и дырок; б — в  $n^+ - p - n^+ - p^+$ -структуре при квазibalлистическом движении электронов и различных концентрациях доноров в базовой области: 1 — концентрация доноров в базе  $N = 0,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; 2 —  $N = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; 3 —  $N = 1,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

численного анализа [6] свидетельствуют, что если базовый слой однородно легирован донорами или акцепторами, то стационарное протекание тока оказывается устойчивым. Однако изменение пространственного распределения объема заряда примесей  $eN(z)$  в базе, влияя на распределение потенциала, может увеличить эффективность взаимодействия электронного и дырочного пучков. Можно выбрать такие распределения примесей в базовом слое  $N(z)$ , как например, уменьшение концентраций доноров и акцепторов от контактов к середине базы, при которых возникает неустойчивость.

На рисунке а показана зависимость плотности тока от времени для структуры, объемный заряд примесей в базе которой имеет распределение

$$eN(z) = \frac{4eN_0}{l^2} \left( \frac{l}{2} - z \right)^2 \text{sign} \left( \frac{l}{2} - z \right), \text{ где } N_0 - \text{параметр, } \text{sign}(x) = 1 \text{ при } x > 0, \text{sign}(x) = -1 \text{ при } x < 0.$$

При расчете использовались следующие значения параметров:  $T = 10 \text{ K}$ ,  $l = 0,2 \text{ мкм}$ ,  $\Phi = 60 \text{ мВ}$ ,  $N_0 = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $m_e = 0,067 m_0$ ,  $m_h = 0,5 m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона,  $m_e$ ,  $m_h$  — эффективные массы электронов и дырок). Частота колебания в этом случае примерно равна обратному времени пролета дырок через базовый слой и может составлять сотни гигагерц. Глубина модуляции тока может достигать нескольких десятков процентов.

Рассмотренные выше неустойчивости существенным образом связаны с коллективным взаимодействием частиц полупроводниковой плазмы — взаимодействием пучков заряженных частиц. Рассеяние носителей заряда (например кулоновское) может ухудшать условия возникновения этих неустойчивостей или, в случае значительного рассеяния, приводить к их подавлению. Однако в диодных полупроводниковых структурах возможен нестационарный колебательный режим протекания тока, в значительной мере связанный с особенностями рассеяния электронов и дырок в полупроводниках.

Высокочастотные явления в диодных структурах в условиях квазibalлистического переноса. Протекание тока через монополярную диодную структуру  $n^+ - n - n^+$  в условиях, когда единственным существенным механизмом рассеяния электронов в базовой  $n$ -области является спонтанная эмиссия оптических фононов, носит стационарный характер, если концентрация доноров в базе диодной структуры не слишком велика  $N < \frac{\pi \chi}{8 e^2} \cdot \frac{\hbar \omega_0}{l^2}$

[7]. Если же  $N > \frac{\pi \chi}{8 e^2} \cdot \frac{\hbar \omega_0}{l^2}$ , то существует диа-

пазон напряжений  $\Phi_{\min} < \Phi < \Phi_{\max}$ ,  $\Phi_{\min} \sim \Phi_{\max} \sim \hbar \omega_0 / e$ , в котором стационарное распределение потенциала в базовом слое при постоянном напряжении на нем отсутствует и протекание тока в этом случае носит характер периодических пульсаций [7]. На рисунке б показаны зависимости плотности тока от времени при различных величинах концентраций  $N$  в случае, когда характерное время эмиссии опти-

ческих фононов  $\tau_0$  много меньше времени пролета электронов через базу (что может наблюдаться в структурах на основе GaAs, InP). В приведенном расчетном варианте были приняты следующие параметры модели:  $\Phi = 41$  мВ,  $T = 4,2$  К,  $l = 0,5$  мкм,  $\hbar\omega_0 = 0,037$  эВ,  $m = 0,067m_0$ .

Причина возникновения пульсаций тока связана с тем, что два диодных промежутка, которые образуют области базового слоя — от эмиттера до плоскости остановки электронов вследствие эмиссии оптических фононов и от плоскости остановки до коллектора — не могут пропустить одинаковый ток, а это приводит к накоплению объемного электронного заряда в  $n$ -слое диода, уменьшению вследствие этого инжекции электронов из эмиттера и последующему рассасыванию этого заряда в результате ухода электронов в коллекторный контакт. Частота  $f$  наблюдаемых пульсаций приблизительно равна обратному времени пролета электронов через  $n$ -слой и лежит в субмиллиметровом диапазоне частот. Для приведенных на рисунке 6 расчетных вариантов она составляет около 450 ГГц.

Амплитуда пульсаций тока уменьшается при увеличении температуры инжектируемых электронов. В структурах, параметры которых приведены выше, пульсации тока исчезают при  $T = 40$  К. Существенное влияние на характер колебаний оказывает пространственное распределение доноров в базе [8]. Оптимизируя профиль легирования, можно добиться значительного увеличения глубины модуляции плотности тока.

Отметим, что аналогичные результаты были получены для структур на основе InSb, в котором взаимодействие электронов с оптическими фононами слабее, чем в GaAs, InP и характерное время испускания оптического фонона может быть сравнимо с временем пролета электронов через базовый слой [9].

Пульсации тока могут наблюдаться и в структурах с биполярной инжекцией типа  $n^+ - n - p^+$  или  $n^+ - p - p^+$ , если движение электронов и дырок является квазибаллистическим вследствие спонтанной эмиссии оптических фононов [10]. Существенно, что в биполярной структуре стационарное протекание тока невозможно и при весьма малых концентрациях заряженных примесей в базе, однако амплитуда колебаний тока уменьшается при снижении концентрации примесей.

Характерная частота пульсации тока приблизительно равна обратному времени пролета основных носителей через базу. Для структур типа  $n^+ - n - p^+$  она в  $\sqrt{m_h/m_e}$  раз выше, чем для структур  $n^+ - p - p^+$ , что связано с большей скоростью движения электронов, чем дырок при одинаковой энергии. По этой же причине средняя плотность тока примерно в  $\sqrt{m_h/m_e}$  раз больше в диодах с базовым слоем, легированном донорами, чем акцепторами. Например, для  $n^+ - n - p^+$  диода с  $l = 0,7$  мкм,  $N = 1,3 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ ,  $\hbar\omega_0 = 0,043$  эВ (InP) при  $\Phi = 0,052$  В,  $T = 4,2$  К частота пульсаций составляет примерно 400 ГГц.

Весьма существенным фактором является слабая зависимость рассматриваемого эффекта от температуры инжектируемых электронов. Однако с ростом температуры значительно увеличивается средняя плотность тока, протекающего через диод, так что он может оказаться сравнимым с токами насыщения контактов. В этом случае справедливость граничных условий (3) и (4) может нарушиться, в связи с чем в расчетную область следует включать не только базу, но и контакты.

Физический механизм пульсаций тока в диодах с биполярной инжекцией и квазибаллистическим движением электронов и дырок в основном, видимо, аналогичен механизму пульсаций тока в диодах с монополярной инжекцией и достаточно высоким уровнем легирования базы. Однако определенное значение в развитии неустойчивости может иметь пучкообразные функции распределения подвижных зарядов.

Таким образом, в диодных полупроводниковых структурах с баллистическим или квазибаллистическим движением носителей заряда протекание тока может носить существенно нестационарный колебательный характер. Рассмотренные эффекты могут быть использованы для создания активных элементов твердотельных высокочастотных схем. Рабочие частоты таких элементов оказываются равными пролетным или плазменным частотам и в зависимости от параметров материалов и структур находятся в диапазоне 100–1000 ГГц. Характерные значения напряжений на структурах и плотностей протекающих через них токов для рассмотренных в работе эффектов составляют соответственно 50 мВ и  $10^4$  А/см $^2$ , что обеспечивает величины мощности генерируемых колебаний около 0,5 Вт при площади структуры 1 мм $^2$  и КПД 10% [7].

В случае неустойчивости протекания тока при биполярной инжекции и баллистическом или квазибаллистическом переносе заряда мощность генерируемых колебаний может быть существенно повышена при использовании более сложных структур типа  $n^+ - n - n^+ - n - n^+$ , представляющих собой биполярный транзистор с ограничением эмиттерного тока пространственным зарядом в  $n$ -слое, прилегающем к эмиттерному контакту [11]. При этом  $p^+$ -область с одной стороны является базой биполярного транзистора и управляет протекающим через него током, а с другой стороны поставляет дырки в эмиттерную  $n$ -область, что вызывает неустойчивость. Электромагнитные колебания, генерируемые в эмиттерном переходе, могут быть значительно усилены в коллекторном переходе транзистора при приложении к нему достаточно большого обратного напряжения.

В заключение рассмотрим еще один тип структур, в которых возможны нестационарные колебательные режимы протекания тока при баллистическом или квазибаллистическом движении носителей заряда. К ним относятся диодные структуры с варизонной базой. Если в монополярном  $n^+ - i - n^+$  диоде ширина запрещенной зоны  $\Delta_g$  в  $i$ -области за-

висит от координаты  $z$  как

$$\Delta_{\varepsilon} = \frac{1}{\eta_c} \frac{4\pi e^2}{\chi} N \left[ \left( z - \frac{l}{2} \right)^2 - \left( \frac{l}{2} \right)^2 \right] + \Delta_{\varepsilon_0},$$

где  $\eta_c$  — коэффициент, характеризующий долю изменения ширины запрещенной зоны, приходящуюся на зону проводимости,  $\Delta_{\varepsilon_0}$  — ширина запрещенной зоны в эмиттере и коллекторе, то в  $i$ -слое на электроны будет действовать сила  $\text{grad}(e\phi - \eta_c \Delta_{\varepsilon})$ , точно такая же, как и в базе  $n^+ - n - n^+$  диода с концентрацией доноров  $N$  и однородной шириной запрещенной зоны. Поэтому электронные свойства таких  $n^+ - n - n^+$  и  $n^+ - i - n^+$ -структур будут аналогичными и в последних также возможны высокочастотные колебания тока. Однако в варизонных структурах примесное рассеяние в базе может быть существенно меньше, чем в базе, легированной донорами, в результате чего эти структуры могут оказаться более эффективными для использования в качестве активных элементов высокочастотных схем. Указанная выше аналогичность варизонности базы и легирования ее примесями относится к монополярным структурам как  $n$ -, так и  $p$ -типа. В биполярных варизонных структурах, по видимому, также возможны неустойчивости протекания тока.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вул Б.М., Шотов А.П. Ударная ионизация в полупроводниках. — В кн.: Проблемы современной физики. — Л.: Наука, 1980, с. 93—100.
2. Баннов Н.А., Рыжий В.И., Федирко В.А. Баллистический и квазибаллистический транспорт в полупроводниковых структурах. — ФТП, 1984, т. 18, вып. 5, с. 769—786.
3. Баннов Н.А., Рыжий В.И. Проблемы математического моделирования субмикронных элементов интегральной электроники. — Наст. вып., с. 3.
4. Белова Н.Г., Рыжий В.И., Сигоров Ю.С. Численное моделирование нестационарных процессов в диодных полупроводниковых структурах при баллистическом движении электронов. — Радиотехника и электроника, 1983, т. 28, вып. 5, с. 1008—1011.
5. Баннов Н.А., Рыжий В.И., Федирко В.А. Особенности высокочастотных свойств симметричной диодной структуры при баллистическом движении электронов. — ФТП, 1983, т. 17, вып. 1, с. 57—60.
6. Gružinskis V., Reklaitis A. Current oscillation in semiconductor diodes under streaming in stability conditions. — Electronics Letters, 1983, v. 19, N 18, p. 733, 734.
7. Баннов Н.А., Рыжий В.И. Высокочастотные пульсации тока в диодах с квазибаллистическим движением электронов. — ФТП, 1983, т. 17, вып. 4, с. 704—707.
8. Баннов Н.А., Рыжий В.И. Влияние профиля распределения примесей в базовом слое полупроводниковой диодной структуры на протекание тока в баллистическом и квазибаллистическом режимах. — Микроэлектроника, 1984, т. 13, вып. 2, с. 148—151.
9. Gružinskis V., Reklaitis A. Streaming instabilities in short semiconductor diodes. — 7-th Int. conf. on infrared and millimeter waves, Marseille, 1983, p. 261.
10. Баннов Н.А., Белова Н.Г., Святоченко А.А. Высокочастотные колебания тока в

диодах с биполярной инжекцией при квазибаллистическом движении электронов и дырок. — В кн.: Физика, технология и производство полупроводниковых приборов. Вильнюс, ИФП АН Лит. ССР, 1984, с. 8—9.

11. Wright G.T. The space-charge limited dielectric triode. — Solid State Electronics, 1962, v. 5, p. 117—121.

Статья поступила 29 июня 1984 г.

УДК 621.3.049.771.14.001.57

А.Н.Бубенников, А.Д.Садовников

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЕРЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУРАХ СБИС

Выбор адекватной математической модели для численного моделирования тонкослойных сильнолегированных транзисторных структур обеспечит прогнозирование параметров при переходе на перспективные технологии с минимальными литографическими размерами.

Разработка технологического процесса изготовления структур и отдельных фрагментов быстродействующих БИС связана с использованием различных итераций, направленных на выявление особенностей технологии изготовления компонентов, их влияния на параметры схем, осуществление контроля изготовления; оптимизации электрических характеристик элементов и фрагментов БИС. При этом значительно возрастает роль автоматизированного проектирования БИС и, в частности, тонкослойных субмикронных транзисторных структур (ТС) [1, 2]. Сложность внутренних физических инерционных механизмов функционирования субмикронных тонкослойных ТС, необходимость выявления связи между технологическими, топологическими и инерционными параметрами ТС, логических элементов (ЛЭ) и всей БИС, повышение точности и снижение трудоемкости измерений электрофизических, электрических параметров ТС и ЛЭ предопределили перспективность использования методов численного стационарного и нестационарного моделирования ТС.

Оперативно, с минимальными затратами средств и времени при помощи численного моделирования физических процессов на ЭВМ могут быть решены вопросы технологической и схемотехнической оптимизации ТС, ЛЭ БИС, прогнозирования характеристик БИС при переходе на новые технологии с минимальными литографическими размерами и использованием новых методов компоновки и исходных полупроводниковых материалов.

Качество численного моделирования любого активного компонента БИС, включая ТС, определяется тремя факторами: выбором адекватной математической модели, достаточно строго учитывающей

основные физические эффекты, влияющие на работу данного типа ТС в заданных эксплуатационных условиях; корректным заданием параметров модели (топологии ТС, профиля примеси, электрофизических параметров легированного кремния); эффективной программной реализацией надежного и быстрого алгоритма решения уравнений модели.

Выбор метода решения [3-5] и его программной реализации зависит от типа моделируемой ТС и типа ЭВМ, для которой пишется программа.

*Исходная система уравнений полупроводника для численного моделирования ТС БИС и анализ ее ограничений.* Обычно для моделирования ТС используется система уравнений полупроводника, состоящая из уравнения Пуассона, уравнений непрерывности и плотности токов для электронов и дырок. В связи с повышением рабочих частот и уменьшением размеров ТС оценке области применимости этой системы уравнений [6-12] уделяется особое внимание. Так, уравнение Пуассона, справедливое для современных и перспективных ТС, у которых характерные частоты процессов не превышают  $10^{11}$ – $10^{12}$  Гц:

$$\epsilon_0 \epsilon_{\Pi} \Delta \phi = e(p - n + C_s), \quad (1)$$

(где  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\epsilon_{\Pi}$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\phi$  – электростатический потенциал,  $p, n, C_s$  – концентрации дырок, электронов и ионизированной примеси, соответственно), есть следствие системы уравнений Максвелла для электромагнитного поля в веществе в предположении постоянства  $\epsilon_{\Pi}$  от частоты, пренебрежении магнитным полем и ряде других несущественных допущений [6].

Уравнения непрерывности для электронов и дырок

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n = R - G, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{1}{e} \operatorname{div} j_p = R - G, \quad (3)$$

(где  $j_n, j_p$  – плотности электронного и дырочного токов;  $R, G$  – скорости рекомбинации и генерации) являются следствиями кинетического уравнения Больцмана [7, 10], которое справедливо при пренебрежении квантовыми эффектами.

Уравнения для плотностей токов  $j_n$  и  $j_p$  также являются следствием кинетического уравнения и обычно записываются в виде:

$$j_n = -e \mu_n (n \operatorname{grad} (\phi + \Delta E_q / 2e) - \phi_T \operatorname{grad} n), \quad (4)$$

$$j_p = e \mu_p (p \operatorname{grad} (\phi - \Delta E_q / 2e) + \phi_T \operatorname{grad} p), \quad (5)$$

где  $\mu_n, \mu_p$  – подвижности электронов и дырок;  $\Delta E_q$  – сужение запрещенной зоны кремния, обусловленное сильным легированием;  $\phi_T = KT/e$ ,  $T$  – температура,  $K$  – постоянная Больцмана.

Эти уравнения получены при большом количестве упрощающих допущений, из которых наиболее важны два.

Во-первых, считается, что времена релаксации энергии и импульса носителей заряда бесконечно малы и связь между скоростью носителей и полем является локальной. Проведенные исследования [9] показали, что для тонкослойной ТС с шириной базы по металлургическим границам переходов 0,15 мкм влияние эффекта конечности времени релаксации на токи и емкости ТС невелико (5–15%). Наиболее существенным оказалось увеличение (в 1,5–2 раза) критического тока начала эффекта расширения базы в коллекторную область. Однозначного вывода по увеличению быстродействия, ожидаемого из-за эффекта "всплеска скорости" в коллекторном переходе, сделать нельзя, так как скорость носителей в базе несколько уменьшается вследствие их охлаждения полем эмиттерного перехода.

Во-вторых, все эффекты высокого легирования (ЭВЛ) учтены одним параметром – сужением запрещенной зоны  $\Delta E_q$ , которое считается одинаковым у обеих зон. В исследованиях [11, 12] сделан вывод, что ЭВЛ можно моделировать в предположении справедливости статистики Больцмана и экспериментально определенных зависимостей  $\Delta E_q(n, p)$ , если концентрация примесей в области  $p$ - $n$  перехода не превышает  $(1-2) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. В противном случае необходимо использование более сложных численных моделей ТС [13].

При дальнейшем уменьшении размеров ТС и увеличении плотности рабочих токов в уравнениях (4), (5), вероятно, необходимо будет учитывать температурные градиенты.

В выражении для рекомбинации-генерации  $R-G$  необходимо учитывать два доминирующих механизма рекомбинации в кремнии – Оже и Шокли-Холла-Рида. Учитывать ударную ионизацию целесообразно, так как для интегральных ТС характерны небольшие рабочие напряжения, и поэтому в ТС отсутствуют протяженные области с достаточно большими полями.

Таким образом,

$$R - G = (pn - n_{ie}^2) \{A_n n + A_p p + 1 / [\tau_n (p + n_{ie}) + \tau_p (n + n_{ie})]\}, \quad (6)$$

где  $n_{ie} = n_i \exp(\Delta E_q / 2KT)$  – эффективная собственная концентрация в кремнии;  $A_n, A_p$  – коэффициенты Оже-рекомбинации;  $\tau_n, \tau_p$  – вре-

мена жизни носителей при рекомбинации Шокли–Холла–Рида, зависящие от концентрации примесей.

Выбор электрофизических параметров полупроводника. Для решения системы уравнений (1) – (6) необходимо задание большого числа параметров кремния и прибора, которые можно условно разделить на две группы: фундаментальные параметры, почти не зависящие от конкретного технологического процесса изготовления ТС ( $\mu_n, \mu_p, \Delta E_g, A_n, A_p$ ) и параметры, существенно зависящие от технологии изготовления ( $\tau_n, \tau_p, S_n, S_p$  – ско-

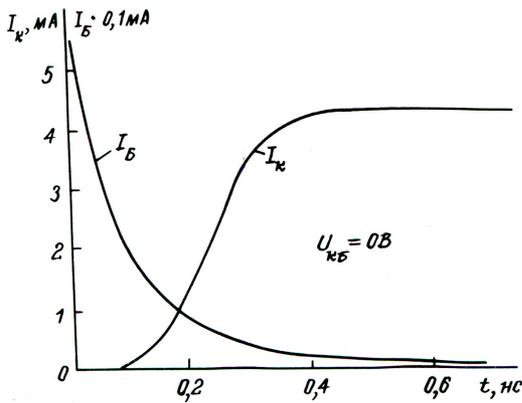


Рис. 1. Зависимости токов коллектора и базы от времени  $t_{\phi}^{BX} = 1$  пс

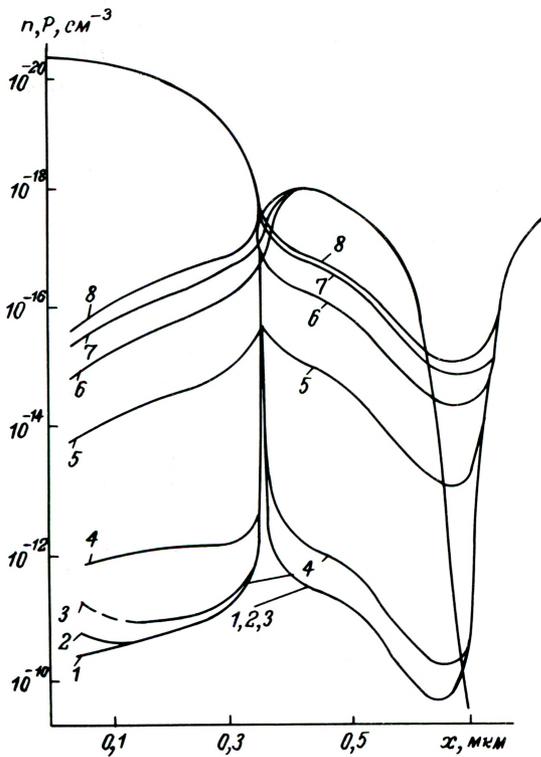


Рис. 2. Зависимости концентраций электронов и дырок от координаты  $x$  и времени: 1 – 1,98 пс; 2 – 3,8; 3 – 9,51; 4 – 29,7; 5 – 90,6; 6 – 153; 7 – 221; 8 – 342

рости поверхностной рекомбинации,  $C_s(x, y)$ , то – логические размеры ТС).

Необходимые для расчета ТС зависимости параметров первой группы (от температуры, легирования и других факторов) широко отражены в литературе. Так как они влияют на одни и те же характеристики ТС, выбирать их надо из независимых экспериментов либо самосогласованно. Наиболее важным по второй группе параметров является профиль примеси, который фактически определяет все остальные характеристики [14, 15]. Параметры  $S_n$  и  $S_p$  важны лишь в режиме низкой инжекции или при инверсном включении ТС, что нехарактерно для работы ТС в составе быстродействующих БИС, построенных на переключателях тока. Более того, в тонкослойных структурах в активном режиме влияние  $A_n, A_p, \tau_n, \tau_p$  на характеристики ТС невелико, так как диффузионная длина неосновных носителей может быть сравнимой и даже меньше глубины залегания переходов. По мере уменьшения горизонтальных размеров ТС возрастает необходимость моделирования процессов литографии, травления и нанесения пленок.

Моделирование нестационарных процессов в ТС БИС. Приведем пример использования численного моделирования для исследования характеристик ТС – метод нахождения реакции коллекторного и базового токов ТС на импульс эмиттерного напряжения в двумерном приближении.

Выражения для  $j_n$  и  $j_p$  из уравнений (4) и (5)

подставляются в уравнения (2) и (3) после замены переменных  $n = \Phi \exp(\phi), p = Q \exp(-\phi)$ . Эти уравнения и уравнение (1) дискретизируются на двумерной сетке с использованием аппроксимации Шарфеттера–Гуммеля. Для дискретизации во времени используется чисто неявная схема. Внешний итерационный процесс аналогичен предложенному в работе [4]. Начальное приближение (статическое решение) рассчитывалось по методу, рассмотренному в работе [5]. Начальный шаг по времени был равен  $10^{-5}$  и далее изменялся в зависимости от количества внешних итераций на предыдущих шагах и точности совпадения решения, полученного с одинарным и двойным шагом  $\epsilon_2$  [16]. Каждая из систем линейных уравнений, полученных дискретизацией (1), (2) и (3), решалась, как и в статике, относительно переменных  $\phi, \Phi, Q$  методом неполного разложения [5] до достижения точности сходимости  $\epsilon_{in} = 0,04 \epsilon_{ex}$  (где  $\epsilon$  – точность сходимости внешнего итерационного процесса по потенциалу, но не более пяти итераций).

На рис. 1 приведены зависимости  $I_k(t)$  и  $I_b(t)$  для изменения эмиттерного напряжения от  $-0,5$  до  $-0,8$  В (при напряжении на коллекторе

$U_{кб} = 0$  В) с фронтом 1 пс. Вычислительные затраты для разностной сетки  $33 \times 17$  при  $\epsilon_{ex} = 3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\epsilon_2 = 2 \cdot 10^{-2}$ , составляли: количество шагов по времени  $NT - 256$ , всего внешних итераций  $NG-1329$ , неиспользуемых внешних итераций, требуемых для реализации алгоритма выбора шага по времени,  $NN-210$ , полное время расчета на ЭВМ БЭСМ-6 — 8,5 ч.

Конструктивные параметры ТС для численных расчетов аналогичны приведенным в работе [2]:  $x_{jэ} = 0,36$  мкм,  $x_{jk} = 0,68$  мкм,  $y_{jэ} = 0,22$  мкм, ширина эмиттера и меза-области — 2,5 и 6 мкм; расстояние между краями эмиттерного и базового контактов — 6 мкм; максимальная концентрация в эмиттере —  $2 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, в активной базе —  $8 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> (скрытый слой коллектора "врезался" в базовую примесь). Приведенные на рис. 2 зависимости концентраций электронов и дырок от координаты  $x$  в центре эмиттера ( $y = 0$ ) для различных времен переходного процесса иллюстрируют инерционность накопления неосновных носителей в базе и эмиттере и позволяют детально характеризовать ход временных изменений токов  $I_k, I_b$  (см. рис. 1).

Исследованные во времени детали переходного процесса в тонкослойный ТС субнаносекундной БИС позволяют более четко выделить характерные инерционные особенности переключения ТС и, кроме того, идентифицировать параметры импедансов активной и пассивной областей базы, зависящих от тока и времени, а также нелинейных зависимостей барьерных и диффузионных емкостей ТС в характерных областях работы ТС (отсечки, заряда барьерной и диффузионной емкостей эмиттера). Идентификация основных инерционных параметров ТС с помощью численного нестационарного моделирования переходных процессов в ТС позволит значительно расширить возможности машинной идентификации электрических параметров ТС в активном нормальном [17] и инверсном режимах [18].

*Анализ влияния параметров эпитаксиального слоя на динамические параметры тонкослойных ТС СВИС.* Дальнейший рост быстродействия ТС и ЛЭ и рост интеграции субнаносекундных СВИС обеспечивается благодаря новым методам изготовления ТС с микротопологией и малыми глубинами залегания переходов эмиттера, базы и подложки, сильнолегированными областями базы (для обеспечения приемлемого напряжения прокола базы  $U_{пр} > 3 \div 5$  В и уменьшения сопротивления активной базы ТС) и коллектора ( $N_k > 10^{16}$  см<sup>-3</sup> для предотвращения эффекта расширения базы в коллектор). Для исследования инерционных характеристик ТС СВИС с физическими толщинами и концентрациями в эпитаксиальном слое с помощью программ технологического моделирования [2, 14, 15] были рассчитаны профили распределения примеси в ТС для следующего маршрута: имплантация As

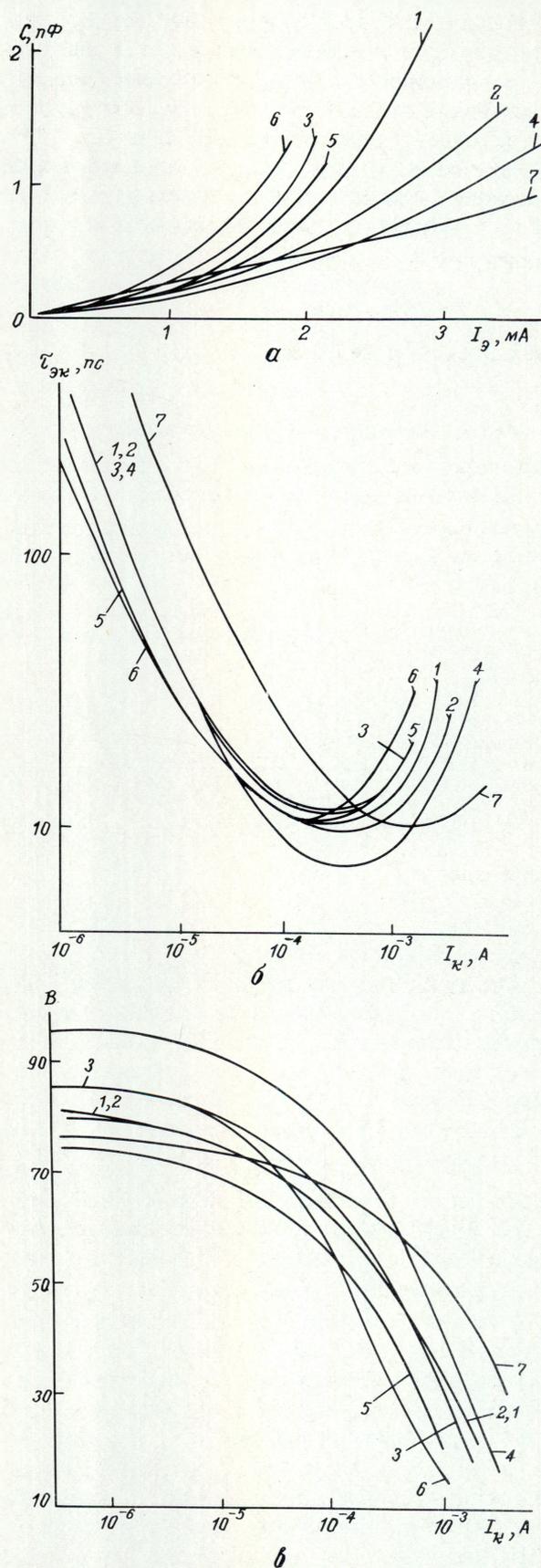


Рис. 3. Зависимости полной емкости эмиттера (а), времени задержки эмиттер-коллектор (б), коэффициента передачи тока (в) от тока для ТС с различной толщиной и концентрацией эпитаксиального слоя, площадями эмиттера (см. таблицу)

(доза  $Q = 2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>,  $E = 40$  кэВ); отжиг ( $T = 1050^\circ\text{C}$ ,  $t = 30$  мин); эпитаксия ( $T = 1100^\circ$ ,  $t = 5$  мин); отжиг ( $T = 1000^\circ$ ,  $t = 60$  мин); имплантация В ( $Q = 10^{13}$  см<sup>-2</sup>,  $E = 55$  кэВ); имплантация As ( $Q = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>,  $E = 25$  кэВ); отжиг ( $T = 950^\circ\text{C}$ ,  $t = 9$  мин). Скорость выращивания эпитаксиальной пленки выбиралась с таким расчетом, чтобы обеспечивать различные толщины  $d$  эпитаксиального слоя в коллекторе ТС до скрытого слоя. Для ТС с инвариантным профилем в эмиттере и базе ( $x_{j\beta} = 0,18$  мкм,  $x_{jk} = 0,34$  мкм,  $R_{\beta\delta} = 1,5$  кОм/квadrat) и различными концентрациями  $N_k$ , толщинами  $d$  эпитаксиального слоя коллектора и площадями эмиттера  $S_{\beta}$  (см. таблицу) с помощью программы стационарного моделирования были рассчитаны токовые зависимости полных емкостей эмиттера (рис. 3, а), времени задержки эмиттер-коллектор (рис. 3, б), коэффициента передачи тока (рис. 3, в).

| Параметры эпитаксиального слоя   | ТС1               | ТС2               | ТС3               | ТС4               | ТС5               | ТС6               | ТС7               |
|--|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Концентрация $N_k$ , см <sup>-3</sup>                                  | $3 \cdot 10^{16}$ | $3 \cdot 10^{16}$ | $3 \cdot 10^{16}$ | $6 \cdot 10^{16}$ | $3 \cdot 10^{16}$ | $3 \cdot 10^{16}$ | $3 \cdot 10^{16}$ |
| Толщина эпитаксиального слоя коллектора $d$ , мкм                      | 0,10              | 0,15              | 0,3               | 0,05              | 0                 | 0                 | 0                 |
| Площадь эмиттера $S_{\beta}$ , мкм <sup>2</sup>                        | $1 \times 2,5$    | $1 \times 2,5$    | $1 \times 2,5$    | $1 \times 2,5$    | $1 \times 1,5$    | $1 \times 1$      | $1 \times 10$     |
| Удельная емкость коллектора $C_{к.уд} \cdot 10^4$ , пФ/см <sup>2</sup> | 4,45              | 4,3               | 2,7               | 8,1               | 5,7               | 5,7               | 5,7               |

Анализ данных зависимостей позволяет сделать ряд выводов относительно особенностей инерционных параметров ТС в области высоких плотностей тока, характерных для функционирования субнаносекундных СБИС. Вследствие эффекта расширения базы и избыточного накопления в ней зарядов наблюдается более интенсивный рост  $C_{тэ}$  с увеличением тока для тонкослойных ТС с большими толщинами и малыми концентрациями эпитаксиального слоя. Аналогичные процессы приводят к более интенсивному увеличению  $\tau_{эк}$  в режиме высоких плотностей токов. Эффекты высокоуровня инжекции будут сказываться при меньших площадях эмиттера для ТС с одинаковыми параметрами эпитаксиального слоя. Наблюдаемое плато В (см. рис. 3, в) на протяжении нескольких декад изменения тока является следствием тонкослойности ТС с высоколегированными областями базы и эмиттера. Механизм спада В регулируется эффективностью эмиттера с учетом расширения базы (аналогично росту  $C_{тэ}$  и  $\tau_{эк}$ ). Анализ параметров  $\tau_{эк}$ ,  $R_{\beta\delta}$ , В и удельной емкости коллектора  $C_{к.уд}$  позволяет выбрать оптимальную ТС для субнаносекундных СБИС.

*Возможность машинной оптимизации ТС перспективных СБИС.* ТС с микротопологией субнаносекундных БИС для более полной реализации увеличения быстродействия и получения минимальных времен задержек  $\tau_{эк}$  (см. рис. 3, б) следует использовать в режиме высоких плотностей тока. При этом необходимо обеспечить электрический режим без ухудшения параметров  $\tau_{эк}$ , В,  $C_k$ ,  $C_{тэ}$  для высоких плотностей тока. С точки зрения увеличения быстродействия СБИС весьма эффективны конструкции тонкослойных ТС с минимальными геометрическими размерами и ступенчатым легированием (максимальным,  $\geq (5-10) \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> в области активной ТС и возможно минимальным  $\approx (1-5) \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> в пассивной области коллектора). При этом возможна оптимальная разработка ТС БИС с минимальной величиной задержки элемента  $t_3 \approx (K_0 R_{\beta\delta} \tau_{эк} C_{\Sigma})^{1/2}$  (где  $C_{\Sigma} = K_1 C_k + K_2 C_{п} + K_3 C_M$ ;  $C_k, C_{п}, C_M$  — емкости коллектора, подложки, межсоединений;  $K_0, K_1, K_2, K_3$  — факторы чувствительности соответствующих параметров) для приемлемых мощностей потребления, что определяет в значительной степени общее системное быстродействие ненасыщенного элемента с учетом компоновки в БИС, влияния емкостей межсоединений [2, 15]. Таким образом, противоречивое требование обеспечения максимальных значений быстродействия и степени интеграции БИС наряду с минимизацией эффективных длин межсоединений может быть достигнуто благодаря использованию в БИС сильнолегированных, тонкослойных ТС, обеспечивающих оптимальное быстродействие для минимально возможных величин литографических размеров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баталов Б.В., Норенков И.П. Системы автоматизированного проектирования сверхБИС.— Микроэлектроника, 1980, т. 9, вып. 5, с. 401—422.
2. Бубеников А.Н. Машинный расчет задержек и емкостей транзисторных структур субнаносекундных БИС.— Микроэлектроника, 1983, т. 12, вып. 6, с. 548—560.
3. Энгль В., Диркс Х., Майнерцхаген Б. Моделирование полупроводниковых приборов.— ТИИЭР, 1983, т. 71, с. 14—42.
4. Polsky B.S., Rimschans J.S. Numerical simulation of transient processes in 2D bipolar transistors.— Solid State Electronics, 1981, v. 24, N 12, p. 1081—1085.
5. Бубеников А.Н., Козлов А.В., Садовников А.Д. Сравнение итерационных методов анализа двумерной физико-топологической модели биполярной транзисторной структуры.— Электронное моделирование, 1984, № 5, с. 28—32.
6. Гаврилов О.Т., Тиходеев Ю.С. Основные ограничения макроскопического рассмотрения процессов в полупроводниковых приборах.— Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы, 1973, вып. 1, с. 61—71.
7. Barker I.R., Ferry D.K. On the physics and modelling of small semiconductor devices.—

Solid State Electronics, 1980, v. 23, N 6, p. 519—558.

8. В а с с а г а н и Г., Я с о б и н и Г., М а з з о н е А.М. Current transport in narrow-base transistors. — Solid State Electronics, 1977, v. 20, N 1, p. 5—10.

9. С а д о в н и к о в А.Д. Численная одномерная электронно-температурная модель биполярного транзистора. — Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы, 1984, вып. 5, с. 29—35.

10. В л о т е к а j e r К. Electron transport equations in multivalley semiconductors. — IEEE Trans., 1970, v. ED-17, p. 318—329.

11. A d l e r M.S. An operational method to model carrier degeneracy and band gap narrowing. — Solid State Electronics, 1983, v. 26, p. 387—396.

12. С а д о в н и к о в А.Д. Учет эффектов высокого легирования при моделировании биполярных транзисторов. — Техника средств связи. Сер. Микроэлектронная аппаратура, 1984, вып. 1, с. 36—41.

13. P o l s k y B.S., R i m s h a n s J.S. Two-dimensional numerical simulation of bipolar semiconductor devices taking into account heavy doping effects and Fermi statistics. — Solid State Electronics, 1983, v. 26, N 4, p. 275—279.

14. Б у б е н н и к о в А.Н., С а д о в н и к о в А.Д. Технологическое моделирование биполярных транзисторов для многоуровневого расчета сверхбыстродействующих БИС. — В сб.: Автоматизация проектирования в электронике, 1983, вып. 28, с. 48—55.

15. Б у б е н н и к о в А.Н. Схемотехническая и технологическая оптимизация логических элементов и транзисторных структур субнаносекундных БИС. — Микроэлектроника, 1984, т. 13, вып. 4, с. 367—375.

16. П о л ь с к и й Б.С., Р и м ш а н с Я.С. Численное моделирование переходных процессов в биполярных полупроводниковых приборах. — Изв. АН ЛаССР. Сер. Физ. и техн. наук, 1978, № 4, с. 71—78.

17. Б у б е н н и к о в А.Н., С а д о в н и к о в А.Д. Идентификация параметров интегрального транзистора с помощью программ физико-топологического моделирования. — Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника, 1983, т. 26, № 6, с. 23—31.

18. Б у б е н н и к о в А.Н., С а д о в н и к о в А.Д. Идентификация на ЭВМ полной компонентной модели транзисторной структуры. — Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника, 1984, т. 27, № 10, с. 47—52.

Статья поступила 29 июня 1984 г.

УДК 621.382

В.М.Петров, О.В.Селляхова, А.В.Шипилин

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СЛАБОИОНИЗИРОВАННЫМИ ПРИМЕСЯМИ

Проблема численного моделирования нестационарных процессов в двумерных структурах со слабоионизированными примесными полупроводниками, определяемая наличием нестационарной инжекции основных носителей из контактов и возбуждением волн объемного заряда, решена поэтапным методом расчета переходных процессов в слабоионизированных полупроводниках.

В научных и прикладных исследованиях особое внимание уделяется изучению свойств компенсированных полупроводников при температурах ниже

температуры ионизации примесей. Слабая ионизация примесей обуславливает специфические особенности полупроводников, делающие эти материалы перспективными для использования в качестве различных детекторов излучения, датчиков температуры и др. [1—3].

Большой интерес представляет изучение нестационарных процессов в слабоионизированных полупроводниках (СП), так как именно этими процессами определяется быстродействие приборов.

На примере простейшей модели однородного компенсированного полупроводника [4—6] показано, что особенность переходных процессов в СП вызвана одновременным присутствием пустых и захвативших носители примесных центров в больших концентрациях. Поэтому возникают и играют важную роль колебания плотности носителей заряда, захваченных примесными центрами — "ловушками".

Фактически возникает дополнительная по сравнению с сильноионизированной плазмой степень свободы полупроводника. Свойства такой твердотельной плазмы довольно необычны, и прежде всего потому, что колебания плотности заряда примесных центров в отличие от колебаний плотности заряда свободных носителей обладают значительной инерционностью. Это приводит к усложнению и своеобразию процессов, протекающих как в объеме полупроводника, так и вблизи контактов к нему, в частности, к возбуждению волн пространственной перезарядки ловушек (ВППЛ) и к явлению нестационарной инжекции носителей из контакта [7].

Аппаратом исследования нелинейных процессов такой сложности (особенно в двумерных постановках) может служить численное моделирование, при создании которого также возникает ряд трудностей, обусловленных двумя причинами. Первая — связана с нарушением нейтральности в объеме за счет заряда на ловушках и возбуждении ВППЛ, движущихся с аномальным законом дисперсии  $\omega \approx (kv)^{-1}$  [6], где  $k$  — волновой вектор,  $v$  — дрейфовая скорость носителей. Длина этих волн по мере продвижения уменьшается, а амплитуда может нарастать, что приводит к постепенному увеличению градиентов функций во всем объеме. В этом волновом процессе участвует весь объем СП, поэтому использование приближения квазинейтральности, обычно значительно упрощающее задачу, в данном случае невозможно. Более того, нарастание градиентов функций предъявляет особые требования к величине шага разностной сетки во всей изучаемой области. Вторая причина связана с экспоненциальной нелинейностью в граничных условиях, описывающих инжекцию носителей из контакта. Подобное поведение плазмы в приконтактных областях приводит к эффектам типа ударной волны и к появлению пограничных слоев.

Численных методов, позволяющих с одинаковой точностью рассчитывать волновые процессы в объеме и находить решения в пограничных слоях,

не существует. На основе одной и той же разностной схемы можно провести расчет всего переходного процесса лишь на достаточно мелкой сетке, что нереально для анализа двумерных структур с точки зрения затрат памяти и времени счета. Неравномерные или самонастраивающиеся сетки также оказались малоэффективными, так как требуют большого объема вычислений пересчетных формул.

В статье рассматривается новый поэтапный метод расчета переходных процессов в СП, учитывающий специфику контактных и объемных явлений. Так как стадии с пограничными слоями и волновая следуют одна за другой, т.е. разнесены во времени, возможно применение различных разностных схем для расчета той или иной стадии. При этом необходимо решить вопрос о выборе момента перехода с одной схемы на другую и определить схемы, наиболее эффективные для каждой конкретной стадии.

**Математическая постановка задачи.** Распределение электростатического потенциала и концентрации свободных носителей, а также связанного на примесях заряда в объеме компенсированного глубокими центрами полупроводника монополярной проводимости  $p$ -типа описывается системой уравнений:

Пуассона

$$-\Delta f = \frac{4\pi e}{\epsilon} [p - p_0 + N(f - f_0)], \quad (1)$$

непрерывности для дырок

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \gamma_p - \operatorname{div} \vec{j}_p; \quad \vec{j}_p = \mu_p p \vec{E} - D_p \nabla p, \quad (2)$$

кинетики перезарядки ловушек

$$N \frac{\partial f}{\partial t} = \gamma_p N [(1 - f)p - p, f]. \quad (3)$$

Здесь  $p$  — концентрация дырок,  $D_p$  — коэффициент диффузии,  $\gamma_p$  — коэффициент захвата дырок на ловушки,  $N$  — концентрация ловушек,  $f$  — степень заполнения ловушек дырками,  $f_0 = 1 - (N_d/N)$  — равновесная степень заполнения (считается, что

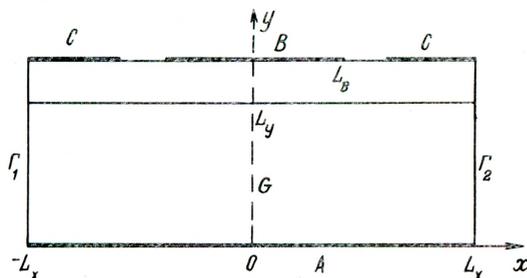


Рис. 1. Геометрия расчетной области

помимо ловушек-акцепторов в полупроводнике содержатся доноры с концентрацией  $N_d$ ,  $N_d < N$ ),  $p_1 = N_p \exp(-\epsilon_t/T)$  — параметр Шокли-Рида,  $\epsilon_t$  — расстояние от потолка валентной зоны до глубокого уровня,  $\vec{E} = -\operatorname{grad} \phi$  — электрическое поле,  $\vec{j}_p$  — плотность дырочного тока,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость.

В начальный момент ( $t = 0$ ) исследуемая твердотельная плазма находится в равновесном состоянии, и искомые функции равны своим стационарным значениям.

Пусть излучаемый полупроводник занимает двумерную, симметричную относительно  $oy$ , область  $G$  (рис. 1):  $|x| \leq L_x$ ,  $0 \leq y \leq L_y$ . Обозначим буквой  $A$   $p^+$ -контакт, для которого в соответствии с работой [7] справедливы условия:

$$\phi = 0, \quad p = p_0 \exp[\tilde{E}_y/E_j]_{y=0}, \quad (4)$$

описывающие экспоненциальную зависимость уровня нестационарной инжекции основных носителей из контакта от переменной нормальной составляющей поля  $\tilde{E}_y$ . Здесь  $E_j$  — характерное контактное

поле  $E_j = \frac{T}{eL}$ ;  $L$  — толщина  $p^+$ -перехода.

На электроде  $C$  также поддерживается нулевой потенциал, а на центральный контакт  $B$  в момент  $t = 0$  подается напряжение  $U < 0$ . Между контактами  $B$ ,  $C$  и областью  $G$  может быть расположен слой диэлектрика либо низкоомного полупроводника  $n$ -типа. Поскольку в данной работе процессы в этом слое не рассматриваются, то для простоты примем на границе  $y = L_y$  условие:  $p = p_d$ . При моделировании реальных приборов  $p_d$  может представлять функциональную зависимость от величины потенциала и поля на данной границе.

Заметим, что наличие промежуточного слоя достаточно большой толщины (сравнимой с  $L_y$ ) требует для определения потенциала в этой области решения уравнений Лапласа, если это диэлектрик, и Пуассона — для низкоомного полупроводника. Методы расчета достаточно разработаны и не представляют особых трудностей.

На боковых границах  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  используем условия симметрии Неймана. В начальный момент поле в слое  $G$  равно нулю и  $p = p_0$ , а сразу после включения напряжения на контакте  $B$  в соответствии с условием (4) концентрация у контакта  $A$  мгновенно возрастает на несколько порядков, образуется "ударная" волна плотности дырок, которая в дальнейшем распространится вдоль поля (от контакта  $A$  в сторону  $B$ ) и за время пролета дырок через слой толщины  $L_y$  достигнет верхней границы области  $G$ .

Поскольку концентрация дырок значительно уступает концентрации пустых  $N(1-f)$  и заполненных  $Nf$  ловушек, то распространившаяся по объему волна инжектированных дырок слабо меняет распределение поля в слое. Однако избыток дырок приводит к интенсивному захвату на ловушки и изменению объемного заряда в соответствии с уравнением (3). Характерным временем захвата дырки на примесный центр является величина

$$\tau_p = \left[ \gamma \frac{N(1-f_0)}{p} \right]^{-1}. \quad (5)$$

Этот процесс продолжается довольно длительное время, пока на ловушках не накопится заряд, уменьшающий перераспределившееся в соответствии с его величиной поле в приконтактной области почти до нуля. Степень инжекции при условии (4) также очень мала, и концентрация  $p|_{y=0}$  близка к равновесной. К этому времени, характеризуемому величиной

$$t_j = \mathcal{X} E_j \tau_p / (4 \pi e p_0 L_y), \quad (6)$$

функция  $p$  во всем объеме близка к  $p_0$ , поэтому и областей с большими градиентами функции  $p$  нет. Далее следует процесс возбуждения ВППЛ с временем, обратно пропорциональным частоте волн перезарядки:

$$t_\omega = \Omega^{-1} = \mathcal{X} |\varphi_d| \tau_p / (4 \pi e p_0 L_y^2), \quad (7)$$

где  $\varphi_d$  — характерное значение потенциала на прямой  $y = L_y$ .

Таким образом, время  $t_j$  разделяет стадии с разными особенностями: при  $t \leq t_j$  в объеме имеются области типа пограничных слоев, при  $t > t_j$  возбуждаются ВППЛ. Одним из условий появления волн объемного заряда является достаточно малая протяженность слоя вдоль их распространения, при которой время пролета через слой значительно меньше времени захвата на глубокий уровень [4]:

$$t_{gp} = L_y / v \ll \tau_p. \quad (8)$$

При выполнении условия (8) моделирование процессов в изучаемой структуре возможно численным методом, позволяющим рассчитывать как области с большими градиентами, так и волновые явления во всем слое. В одномерном случае этому требованию можно удовлетворить за счет выбора очень мелкого шага разностной сетки с использованием какой-либо достаточно точной схемы. Расчет двумерных структур не допускает такого подхода, однако численного метода, дающего одинаково точные решения в пограничных слоях и в объеме при возбуждении ВППЛ, не существует. Это объясняется тем, что решение в пограничных слоях, как правило, находится с помощью методов, подавляю-

щих осциллирующие решения и "размазывающих" решения по разностной сетке, т.е. не пригодных для исследования волновых явлений. В то же время разностные схемы, достаточно точные при расчете ВППЛ, не обладают необходимыми свойствами (устойчивостью, монотонностью, сходимостью) в пограничных слоях.

Следует подчеркнуть, что речь идет о построении разностных схем для уравнения непрерывности (3), которое является уравнением параболического типа с малым параметром  $\epsilon$  при старшей производной, возникающим при обезразмеривании системы уравнений (1) — (3). Поскольку характерным значением потенциала является  $|U|$ , то, используя соотношение Эйнштейна  $D_p = \mu_p \Phi_T$ , получим при производных  $\text{div grad } p$  коэффициент  $\epsilon = \Phi_T / |U| \ll 1$ .

Во многих работах по моделированию процессов в полупроводниках [8–10] малый параметр присутствует в уравнении Пуассона и характеризует отношение радиуса экранирования Дебая к линейным размерам структуры. Основное внимание при построении численного метода обращается на аппроксимацию уравнения Пуассона (1) в приконтактных областях [11].

В слабоионизированной плазме указанный параметр является величиной порядка  $O(1)$ , а малый параметр  $\epsilon$ , присутствующий в уравнении непрерывности, характеризует отношение диффузионной длины к дрейфовой. Поэтому эффекты типа пограничных слоев наблюдаются в распределении функции  $p$ . Структура решения в пограничных слоях будет определяться не только величиной  $\epsilon$ , но также и показателем экспоненты в граничных условиях (4)  $z = |U| / L_x E_j$ . Естественно, чем больше  $z$ , тем больше амплитуда первоначальной волны плотности дырок на контакте А, и тем больше градиенты на фронте этой волны. Подробный анализ структуры решения и эволюции профиля  $p$  при любых значениях  $\epsilon$  и  $z$  в одномерной постановке излагается в работе [12].

**Численный метод решения.** Введем равномерную (для простоты) разностную сетку в области G. Расчет по времени также проводим с постоянным шагом.

Уравнение (3) в общем виде выразим

$$\frac{\partial p}{\partial t} + r_p = Lp, \quad (9)$$

где дифференциальный оператор  $L$  представляет сумму операторов по координатам:  $L = L_x + L_y$ ,

Поскольку вдоль оси  $Ox$  градиенты функции  $p$  всегда достаточно малы, используем в этом направлении обычную схему второго порядка точности с центральными разностями для аппроксимации первой производной [13]. Применить подобную схему вдоль координаты  $y$  не удастся, так как в этом направлении могут распространяться области с

большими градиентами, а затем – волны пространственной перезарядки ловушек.

После многочисленных расчетов с использованием схемы первого порядка точности с односторонними разностями, схемы Самарского с введением разностного числа Рейнольдса [13], схемы с экспоненциальной подгонкой [14] (или схемы Ильина [15]), схемы четвертого порядка точности (максимально возможного на трехточечном шаблоне [16]) и метода квазипотенциала [9] установле-

но, что ни одна из перечисленных схем не является достаточно эффективной для расчета полного переходного процесса, включающего все стадии, так как рассмотренные схемы имеют ограниченный диапазон применимости по параметрам  $\epsilon$  и  $z$ .

Поэтому было предложено использовать разные схемы на различных этапах процесса. Например, для начальной стадии с пограничными слоями применима схема с экспоненциальной подгонкой, на волновой стадии – схема четвертого порядка точности (последнюю легко получить, разлагая уравнение непрерывности в ряд Тейлора до нужных членов и используя уравнение для исключения третьих и четвертых производных). Конечные формулы из-за громоздкости здесь не приводятся, алгоритм их построения рассмотрен в работе [16]. При построении комбинированного метода существенное значение имеет выбор момента перехода со схемы на схему. Необходимо, чтобы в момент переключения разностная производная по времени в уравнении (9) не изменялась скачкообразно из-за различной аппроксимации пространственного оператора, или, по крайней мере, чтобы скачок был как можно меньше. Исходя из того, что погрешность пространственной аппроксимации пропорциональна абсолютной величине производных функции по координате  $Y$ , выберем момент переключения так, чтобы производные были минимальны. В одномерном случае это соответствует моменту  $t_j$  из уравнения (6), при котором функция  $p$  очень близка к своему стационарному значению, и ее градиенты во всем объеме почти равны нулю.

Для двумерного процесса момент переключения может значительно отличаться от  $t_j$ . Поэтому предлагается использовать для определения искомого момента следующее условие: нормальная составляющая поля в центре контакта  $A$  должна уменьшиться до величины  $z^{-1}$ , при этом показатель экспоненты в граничном условии (4) будет меньше единицы.

Уравнение Пуассона (1) аппроксимируем обычным образом на пятиточечном шаблоне [13], а уравнение перезарядки ловушек (2) – с помощью двухслойной схемы с весами [17]. Для численного решения полной системы линейных алгебраических уравнений организуется итерационный процесс последовательного решения на каждом слое по времени уравнений для  $p$ ,  $f$ ,  $\phi$  до выполнения условия сходимости итераций [12].

Система уравнений с разреженными (пяти- и девятидиагональными) матрицами решается методом сопряженных градиентов с предварительной  $LV$ -факторизацией Холецкого [18].

**Обсуждение результатов.** Приведем некоторые результаты расчетов двумерных процессов в слабоионизованной твердотельной плазме, зани-

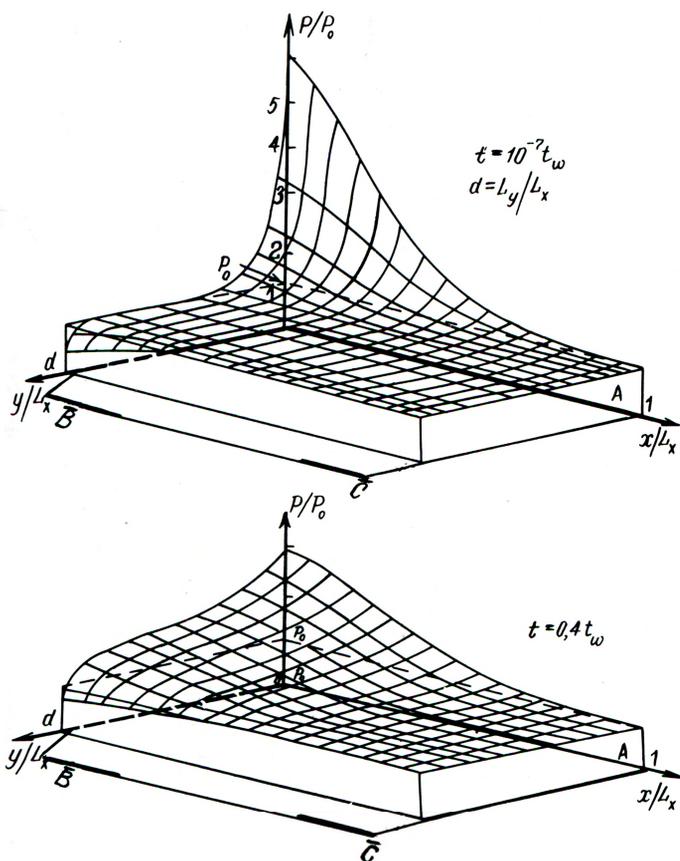


Рис. 2. Распределение концентрации  $p$  в различные моменты времени

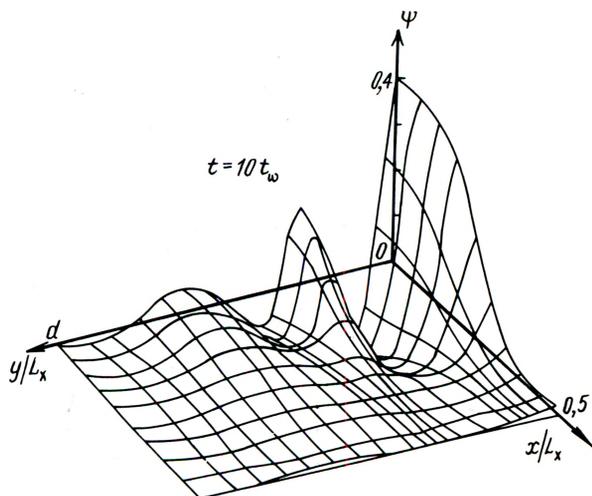


Рис. 3. Распределение заряда на ловушках

мающей слой, полуширина которого  $L_x$  в четыре раза больше толщины  $L_y$ . Разностная сетка содержит 50 узлов по оси  $OY$  и 40 узлов по оси  $OX$ .

Распределения концентрации дырок  $p/p_0$  и функции  $\psi = N(f - f_0)/p_0$  в различные моменты времени показаны на рис. 2 и 3.

Амплитуда волны плотности дырок  $p$ , распространившейся от контакта А в сторону электрода В, максимальна на оси симметрии  $OY$ , где максимально и значение поля  $E_y$ , определяющее уровень инжекции из контакта. Поэтому и волны перезарядки примесных центров имеют максимальный размах также на оси  $OY$ .

Если сравнивать результаты одномерных и двумерных расчетов (полученных по изложенной в работе методике) для различных длин контакта  $L_B$ , то обнаруживается значительное отличие токов и зарядов, протекающих через контакт В. Плотность этих величин при длине  $L_B = 0,35$  отличается в два раза, что объясняется влиянием двумерности распределения потенциала  $\phi$ , а следовательно, и поля  $E$ , усиливающих экспоненциальными граничными условиями [12]. Для наглядности на рис. 4, а приведен профиль вертикальной составляющей поля  $E_y$  вдоль оси симметрии, а на

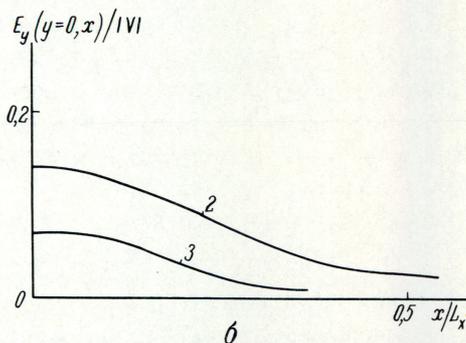
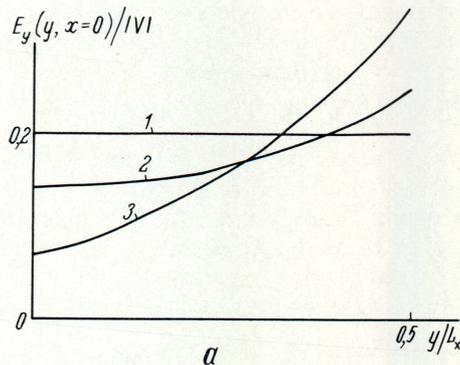


Рис. 4. Электрическое поле вдоль оси симметрии  $OY$  (а) и  $OX$  (б) при различных длинах  $L_B$ : 1 —  $\infty$ ; 2 — 0,35; 3 — 0,25

рис. 4, б — вдоль контакта А при различных длинах  $L_B$ . Рассмотренный пример показывает, что даже в простейших структурах, включающих слой из слабоионизованного примесного полупроводника, двумерный характер процессов может приводить к результатам, резко отличающимся от данных одномерного анализа. Указанный фактор следует учитывать при моделировании работы реальных приборов.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Годик Э.Э., Курницын Ю.А. О возможности использования кремния, легированного галлием, для создания быстродействующих фотоприемников.— ФТП, 1978, т. 12, с. 597—598.
- Сверхширокодиапазонный полупроводниковый термометр сопротивления/М.А.Кожух, С.М.Рывкин, В.А.Трунов, И.С.Шлимак.— ФТП, 1981, т. 15, № 4, с. 795—797.
- Климов Б.Н. Некоторые способы модуляции мощности СВЧ при помощи полупроводников.— В кн.: Физика полупроводников и полупроводниковая электроника. Вып. 1. Изд-во Саратовского Гос. Университета, 1968, с. 37—44.
- Сурис Р.А., Фукс Б.И. Теория нелинейных переходных процессов в компенсированных полупроводниках.— ФТП, 1980, т. 14, № 8, с. 1507—1517.
- Сурис Р.А., Фукс Б.И. К теории нестационарных процессов в компенсированных полупроводниках.1. ФТП, 1978, т. 12, № 12, с. 2319—2327.
- Фукс Б.И. Неустойчивые волны пространственной перезарядки в компенсированных полупроводниках с двумя типами ловушек.— ФТП, 1975, т. 9, № 7, с. 1293—1299.
- Фукс Б.И. Инжекционные свойства контактов к высокоомным полупроводникам. I, II.— ФТП, 1981, т. 15, № 8, с. 1679—1700.
- Миргородский Ю.Н., Руденко А.А., Шипилин А.В. Новый подход к численному анализу двумерных полупроводниковых структур с  $p$ - $n$ -переходами.— В кн.: Микроэлектроника, Под ред. А.А.Васенкова. Вып. 9. М.: Сов. Радио, 1976, с. 124—147.
- Руденко А.А., Майоров С.А., Шипилин А.В. Об одном численном методе решения системы нелинейных уравнений в частных производных, описывающих распределение потенциала и носителей заряда в полупроводниковых структурах.— Ж.вычисл.матем. и матем.физ., 1980, т. 20, № 1, с. 120—128.
- Scharfetter D.L., Gummel H.K. Large-scale analysis of a silicon read diode oscillator.— IEEE Trans. Electron Devices, 1969, v. ED-16, N 1, p. 64—77.
- A singular perturbation approach for the analysis of the fundamental semiconductor equations/P.A.Markowich, C.A.Ringhofer, S.Selberherr, M.Lentini.— IEEE Trans. Electron Devices, 1983, v. ED-30, N 9, p. 1165—1180.
- Селляхова О.В. Численное исследование одномерных нестационарных процессов в компенсированных полупроводниках.— М.: ВЦ АН СССР, 1983.— 24 с.
- Самарский А.А. Теория разностных схем.— М.: Наука, 1983.— 616 с.
- Дулан Э., Миллер Дж., Шидерс У. Равномерные численные методы решения задач с пограничным слоем.— М.: Мир, 1983.— 200 с.
- Ильин А.М. Разностная схема для дифференциального уравнения с малым параметром при старшей производной.— Матем. заметки, 1969, т. 6, вып. 2, с. 237—248.
- Бахвалов Н.С. Численные методы. I.— М.: Наука, 1973.— 631 с.
- Самарский А.А., Попов Ю.П.

Разностные схемы газовой динамики.— М.: Наука, 1975.— 351 с.

18. K e r s h a w D.S. The incomplete Cholesky—Conjugate gradient method for the iterative solution of systems of linear equations — J. Comput Phys, 1978, v 26, N 1, p 43—65

Статья поступила 29 июня 1984 г.

УДК 621.3.049.77

В.А.Кустов, С.Б.Пекарчук

## МЕТОДЫ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

Метод молекулярной динамики для численного моделирования технологических процессов микроэлектроники на атомно-молекулярном уровне является уникальным инструментом исследования физических явлений, лежащих в основе перспективных технологий.

Быстрое развитие технологии полупроводниковых приборов предъявляет все возрастающие требования к качеству используемых исходных материалов, уровню контроля и управления технологическими процессами и прежде всего к выбору самих способов модификации материалов, функциональных слоев и структур. В перспективных разработках СБИС и ССИС используются элементы структур с субмикронными линейными размерами (до 0,1 мкм) и толщинами отдельных слоев до 5–2 нм. Число атомов твердого тела, заключенных в таких элементарных, составляет  $10^3 - 10^6$ . Так, объем  $100 \times 100 \times 2$  нм содержит  $\sim 10^6$  атомов, а монослой атомов на площади  $10 \times 10$  нм — всего  $\sim 10^3$ . Возникла необходимость создания полностью управляемой и контролируемой технологии, обеспечивающей однородность химического, фазового и структурного состояния элементов, поверхности твердых тел, адсорбированных слоев, тонких покрытий, межфазовых границ, функциональных слоев и структур, содержащих до миллиона атомов.

Обеспечение высокого качества изготовления СБИС и ССИС с субмикронными размерами элементов достигается все большим использованием низкотемпературных, неравновесных, импульсных и радиационно-стимулированных воздействий на материалы и функциональные слои. Такими процессами являются, в частности, ионная имплантация, лазерный и электронный отжиг, газофазное, плазмохимическое и молекулярно-лучевое нанесение покрытий, радиационно-стимулированное травление. Основными достоинствами подобных процессов является обеспечение селективности воздействия на материалы, высокой анизотропии в выбранном направлении, совершенства кристаллических легированных и эпитаксиальных структур и т.д.

Успешное развитие технологии в этом направлении требует глубокого научного понимания физических и химических основ технологических процессов на атомно-молекулярном уровне.

Наиболее эффективным средством исследования являются методы тонкой спектроскопии химического, фазового и структурного состояния поверхностей твердых тел, адсорбированных слоев, тонких пленок, функциональных слоев и структур. К ним относятся методы рентгеновской дифрактометрии, фотоэлектронной (ультрафиолетовой и рентгеновской) спектроскопии, спектроскопии протяженной тонкой структуры за краем поглощения (EXAFS, SEXAFS, NEXAFS), количественной Оже-спектроскопии, электронной микроскопии, включая туннельную. Однако сложность разработки методик экспериментов, уникального оборудования и средств автоматизации, интерпретации получаемых данных делает применение указанных методов доступным только хорошо оснащенным центрам.

Интенсивно развивается другое направление, дополняющее экспериментальные исследования — математическое моделирование технологических процессов [1–3] — численный эксперимент, воспроизводящий на ЭВМ в рамках адекватной модели ход реального технологического процесса.

Достижение субмикронных размеров элементов делает неприемлемыми традиционные методы моделирования, основанные на уравнениях макроскопического теплопереноса (диффузия, теплопроводность, гидродинамика), но позволяет проследить на ЭВМ динамику взаимных перемещений отдельных атомов в ходе технологического процесса и получить уникальную информацию на атомно-молекулярном уровне о фазовых, химических и структурных изменениях в твердых телах и на поверхностях.

Исследование динамики взаимодействующих атомов и молекул на ЭВМ путем численного интегрирования уравнений движения в условиях внешних воздействий — нагрева, давления, механических напряжений, радиации и составляет сущность математических методов, объединяемых под общим названием молекулярная динамика (МД).

Общая структура и возможности метода молекулярной динамики. Любая модификация функциональных слоев на атомно-молекулярном уровне представляет собой относительно малое число явлений, описываемых классическими уравнениями движения взаимодействующих атомов и молекул. К ним относятся явления миграции (поверхностной, объемной, межфазовой) атомов и дефектов, приводящие к макроскопической диффузии, явления адсорбции и десорбции, химические реакции в адсорбированных слоях и объеме, фазовые переходы (жидкость — твердое тело, порядок — беспорядок, изменение симметрии решетки), релаксация энергии ускоренных частиц в твердых телах.

Возможность классического описания движения атомов и молекул в рассматриваемых явлениях

связана с тем, что электронные (квантовые) переходы внутри и между частицами, приводящие к разрыву или образованию локальных связей, происходят за времена, на порядки короче периодов колебаний атомов. Таким образом, если возможно построение модельных парных потенциалов взаимодействия между всеми участвующими в процессе атомами и молекулами, то модификацию функционального слоя в ходе технологических процессов можно рассматривать как задачу о движении заданного числа взаимодействующих частиц, решаемую методами молекулярной динамики.

Для проведения численного эксперимента необходимо задать конкретные виды потенциалов взаимодействия между различными частицами, распределить их в соответствии с условиями начала технологического процесса (фазовый, структурный состав, давление, температура), определить внешние воздействия на частицы, приводящие к модификации исследуемого элемента, объема или поверхности в ходе рассматриваемого технологического процесса, выделить необходимый объем и вид информации, предназначенной для последующей теоретической интерпретации (рис. 1).

Знание положений и скоростей всех атомов и молекул, получаемое в ходе численных экспериментов, позволяет вычислить любые характеристики исследуемой системы в любой момент времени. К важнейшим из них относятся парные корреляционные функции (определяющие степень упорядоченности в системе и тип симметрии), расстояния между атомами, структура распределения дефектов и примесей, потенциальная и кинетическая энергия системы, коэффициенты диффузии, вязкости, теплопроводности.

Пространственно-временные масштабы, доступные для исследования методами МД, определяются производительностью современных ЭВМ. Количество атомов и молекул, участвующих в численных экспериментах, обусловлено емкостью накопителей используемой ЭВМ и может достигать  $10^6 - 10^7$  единиц [4], что вполне достаточно для исследования модификаций в субмикронных элементах ( $10^7$  атомов соответствует объему кристалла  $50 \times 50 \times 50$  нм). Наиболее существенным ограничением является быстродействие ЭВМ, поскольку число операций, необходимое для вычисления взаимодействий между каждой парой из  $N$  рассматриваемых частиц, равно  $\alpha N^2$ , где минимальное значение коэффициента  $\alpha \approx 10$ . Сравним масштаб реального времени, достижимого в численных экспериментах по МД, и оценку затрат машинного времени. Период тепловых колебаний атомов  $\tau \approx 10^{-15}$  с, шаг интегрирования по времени  $\Delta t$  должен быть значительно меньше, обычно  $\Delta t = 0,005, \tau = 5 \cdot 10^{-16}$  с. Выполнение  $\alpha N^2$  операций по вычислению взаимодействий между атомами на одном шаге по времени на ЭВМ, имеющей производительность  $10^6$  оп/с, при  $N = 10^3$  потребует около 10 с машинного времени. Затраты на исследование динамики атомов в течение колебательного периода в этом случае составят при-

мерно 2000 с. Получение надежной информации о системе методом МД требует решения задачи на временном интервале в  $10^2 - 10^4$  колебательных периодов, т.е. ( $10^{-11} - 10^{-9}$ ) с, что соответствует затратам ( $10^5 - 10^7$ ) с или 30–3000 ч машинного времени. Несмотря на значительные затраты машинного времени, уникальность информации, получаемой методами МД, несомненно, оправдывает все усилия по программированию и проведению расчетов. Следует также отметить, что стоимость и затраты времени на реальные эксперименты неизмеримо выше.

Развитие методов МД в целях снижения трудоемкости расчетов ведется в двух направлениях. Одно из них связано с разработкой специальных процессоров для метода МД, расчеты на которых позволили на порядок увеличить число рассматриваемых атомов (до  $10^4$ ) и в десять раз сократить время расчетов [5]. Применение специальных процессорных систем и высокопроизводительных ЭВМ с быстродействием 10–100 млн. оп/с превращает метод МД в мощный инструмент исследования технологических процессов, делает возможным проведение массовых численных экспериментов.

Другое направление связано с разработкой гибридных математических методов, позволяющих существенно сократить число атомов в расчетах по МД, не теряя объема получаемой информации. К таким методам прежде всего относится метод стохастической динамики, в основе которого лежит исследование обобщенного броуновского движения атомов и молекул в различных средах, взаимодействие которых с выделенными атомами описывается приближенно в рамках случайных сил, действующих на атомы во время их движения [6–7]. При этом уравнения движения атомов, являющиеся ньютоновскими в традиционном методе МД, заменяются на обобщенные

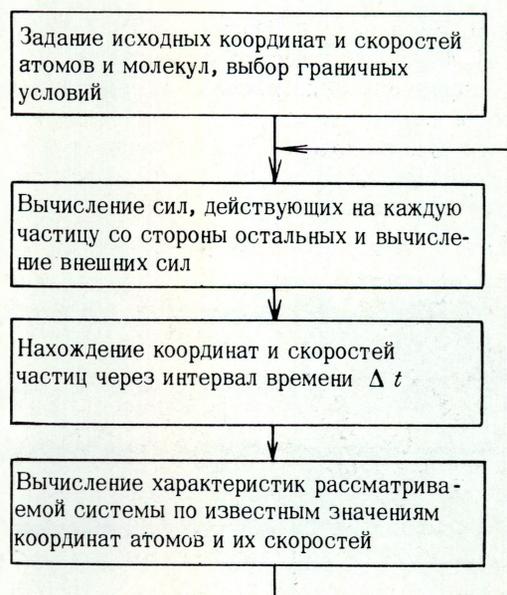


Рис. 1. Схема метода молекулярной динамики

уравнения Ланжевена:

$$dv/dt = - \int_0^t v(\tau) \gamma(t-\tau) d\tau + 1/m \{ R(t) + F_{ext}(t) + F_{int}(t) \}, \quad (1)$$

где  $v$  — скорость атома,  $\gamma$  — функция памяти среды, определяющая релаксацию скорости атома вследствие трения о среду,  $R(t)$  — случайная сила, действующая на атом со стороны среды,  $F_{ext}(t)$  — внешняя сила,  $F_{int}(t)$  — сила, действующая на атом со стороны других атомов. Функция памяти и случайная сила связаны флуктуационно-диссипативным соотношением

$$\langle R(t_1) R(t_2) \rangle = mkT \gamma(t_1 - t_2), \quad (2)$$

обеспечивающим релаксацию ансамбля выделенных атомов к термодинамическому равновесию в любой среде, находящейся при температуре  $T$  ( $k$  — постоянная Больцмана,  $\langle \dots \rangle$  — усреднение по ансамблю атомов,  $m$  — масса атома). Корреляционные свойства случайной силы, действующей на атомы в данной среде (или ее функция памяти), определяются атомно-молекулярными взаимодействиями составляющих среду частиц и могут быть измерены экспериментально или вычислены методом МД. Метод стохастической динамики особенно удобен для исследования релаксации энергии частицы при ударе о кристалл [8], процессов адсорбции [9], поверхностной и объемной миграции атомов, дефектов, примесей [10], динамики полимерных молекул в растворителях [11].

**Численные эксперименты.** Метод МД стал активно использоваться для изучения фундаментальных механизмов, лежащих в основе технологических процессов микроэлектроники: ионно-лучевого травления и имплантации [12], импульсного лазерного отжига [13], структуры поверхностей и объемов полупроводниковых соединений [14, 15], фазовых переходов в монослоях и кристаллах при нагреве и сжатии [16, 17], динамики полимеров в растворителях [18], процессов адсорбции газов на поверхностях твердых тел [9], поверхностной диффузии атомов и вакансий на гранях идеальных кристаллов [19] и многих других.

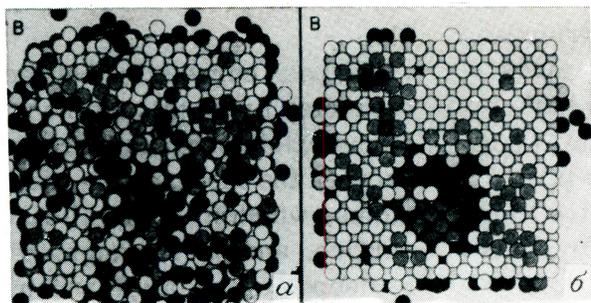


Рис. 2. Модельная грань Cu(001) после распыления атомов мишени (а), после охлаждения и коалесценции (б)

**Образование кратеров на поверхности кристаллов при бомбардировке тяжелыми ионами.** Механизмы образования кратеров на металлических поверхностях [12] наблюдались на пределе разрешения просвечивающего электронного микроскопа после обработки поверхностей тяжелыми ионами высоких энергий. Размеры кратеров составляют единицы нанометров и содержат сотни вакансий и смещенных в междоузлиях атомов. Был смоделирован процесс бомбардировки грани Cu(001) ионами Ag<sup>+</sup> с энергиями более 1 кэВ. Для проведения расчетов выделялся элемент объема кристалла, включающий 1764 атома Cu из восьми верхних атомных слоев. В качестве потенциала взаимодействия пары Cu—Ag<sup>+</sup> рассматривались две модификации потенциала Борна-Майера, а для пары Cu—Cu использовался известный составной потенциал POT-11. Разработана специальная процедура, позволяющая рассчитать охлаждение и рекристаллизацию аморфизированной области вблизи кратера, происходящие в результате передачи энергии в решетку. На рис. 2 [12] показана модифицированная бомбардировкой модельная грань Cu(001) сразу же после окончания распыления атомов мишени и после охлаждения и коалесценции. Белый цвет означает атомы, находящиеся вблизи исходного поверхностного слоя, степень зачернения остальных показывает их расстояние от поверхностного слоя. Отдельную группу заштрихованных атомов над белыми составляют атомы, находящиеся от поверхности на расстоянии, превышающем 0,1 нм. Как видно из сравнения рис. 2, а и 2, б, рекристаллизация при охлаждении приводит к образованию четкой картины кратера на поверхности кристалла. Заштрихованные атомы формируют часть нового упорядоченного слоя, остающегося над модифицированной поверхностью. Упорядочение слоя адсорбированных атомов в ходе рекристаллизации происходит вследствие действия сил притяжения между атомами. Анализ исходного положения атомов показывает, что большинство из распыленных атомов первоначально находилось в поверхностном слое, тогда как атомы, образовавшие адсорбированный слой, оказались над поверхностью в результате последовательности смещения многих атомов на места ближайших соседей при взаимных столкновениях. Вблизи кратера наблюдается образование вакансий, значительно превосходящих по количеству распыленные атомы. Средние же числа адсорбированных и распыленных атомов приблизительно одинаковы. Были установлены распределения количества распыленных и адсорбированных атомов на ион и распределения размеров кратеров для 100 траекторий ионов Ag<sup>+</sup>.

**Исследование структуры поверхности стеклообразной двуокиси кремния (с—SiO<sub>2</sub>).** Изучение методом МД объемной и поверхностной структуры стеклообразной SiO<sub>2</sub> [14, 15] показало, что структурные и динамические свойства с—SiO<sub>2</sub> могут быть хорошо промоделированы на ЭВМ,

а сам метод МД позволяет получить детали структуры, недоступные обычно в экспериментах вследствие аморфной, диэлектрической природы  $c\text{-SiO}_2$ . Был смоделирован тонкий слой  $c\text{-SiO}_2$  с двумя свободными поверхностями, содержащий 288 частиц [14]. В качестве модельных потенциалов взаимодействия пар  $\text{Si-Si}$ ,  $\text{Si-O}$  и  $\text{O-O}$  брался модифицированный потенциал Борна-Мейера-Хьюггинса. В ходе расчетов вычислялись радиальные функции распределения, устанавливающие числа атомов данного сорта, находящиеся на заданном расстоянии от выделенного атома, а также распределение углов в связи  $\text{Si-O-Si}$ . Расчеты показали, что в поверхностном слое доминируют атомы кислорода как в связанном ( $\text{Si-O-Si}$ ) состоянии, так и в несвязанном ( $\text{Si-O-}$ ). Углы связи  $\text{Si-O-Si}$  в объеме распределены в интервале  $120\text{--}180^\circ$ , вблизи поверхности наблюдается дополнительный пик при угле  $110^\circ$ , указывающий, возможно, на существование напряженных силоксановых связей (рис. 3, а). На рис. 3, б приведены радиальные функции распределения (РФР) для объема и поверхности  $c\text{-SiO}_2$ . На РФР вблизи поверхности отмечается уступ на близких расстояниях, анализ которого позволил обнаружить наличие несвязанного кислорода ( $\text{Si-O-}$ ) с длиной связи  $0,154\text{ нм}$ , что на  $0,008\text{ нм}$  короче длины связи  $\text{Si-O-Si}$ , равной  $0,162\text{ нм}$ . Наблюдаемое сокращение точно соответствует теоретическому расчету.

*Численное моделирование пикосекундного лазерного отжига.* Метод МД был впервые применен для изучения атомных механизмов плавления и рекристаллизации легированных кристаллических образцов в процессе лазерного отжига единичным импульсом длительностью  $1,6\text{ пс}$  [13]. Модельная система представляла собой гранецентрированный кубический кристалл, состоявший из 30 атомных плоскостей, каждая из которых содержала по 50 атомов со средним межатомным расстоянием  $\sim 0,27\text{ нм}$ . Излучение направлялось на грань (100). Форма и объем модельной системы могли изменяться в процессе расчетов при плавлении и рекристаллизации. Система содержала около 90% атомов основного материала  $\alpha$  и около 10% случайно распределенных атомов примеси  $\beta$ . Потенциалы взаимодействия между атомами  $V_{\alpha\alpha}$ ,  $V_{\alpha\beta}$ ,  $V_{\beta\beta}$  моделировались потенциалами Ленарда-Джонса, параметры которых соответствовали твердому  $\text{Ag}$  для  $\alpha$  и  $\text{Kf}$  для  $\beta$ . Накопление энергии в модельной системе при прохождении лазерного импульса моделировалось пошаговым масштабированием скоростей частиц в соответствии с экспоненциальным законом поглощения излучения. Специальная процедура обеспечивала отвод тепловой энергии вглубь кристалла с учетом зависимости коэффициента теплопроводности от температуры.

В ходе численного эксперимента контролировалось изменение локальных плотностей кинетической и потенциальной энергии атомов, степень их упорядоченности в каждой атомной плоскости

и между плоскостями, эволюция распределения примесей. Численный эксперимент позволил выявить интересные особенности быстрой рекристаллизации. В частности, был обнаружен эффект образования "жидких" слоев на месте атомных плоскостей, т.е. явление потери внутрислокового порядка при сохранении межслокового.

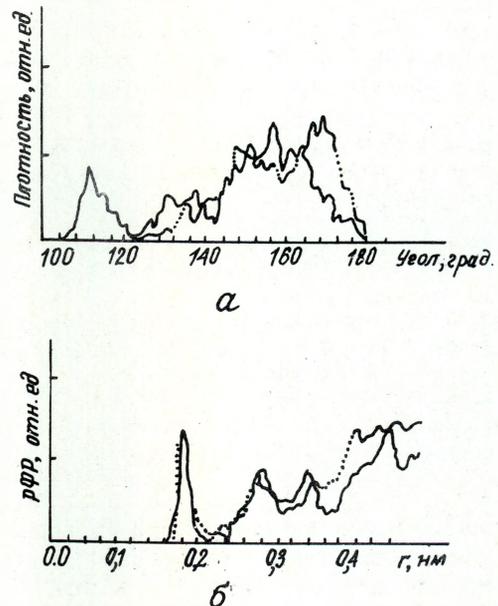


Рис. 3. Распределения углов связи  $\text{Si-O-Si}$  (а) и радиальных функций для поверхности  $c\text{-SiO}_2$  (б)

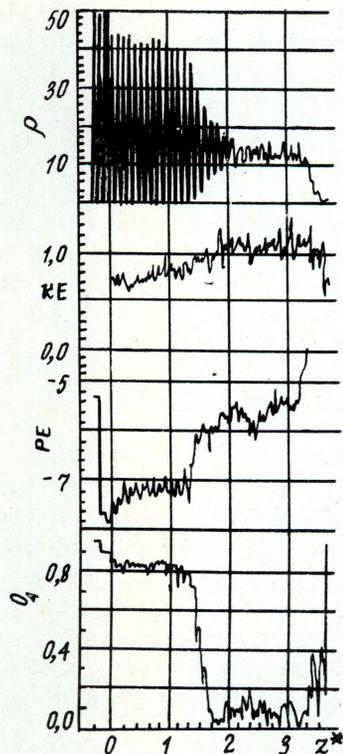


Рис. 4. Распределения локальных плотностей атомов  $\rho$ , кинетической  $\text{KE}$  и потенциальной  $\text{PE}$  энергии, параметра внутрислокового порядка  $O_4$

На рис. 4 показаны распределения локальных плотностей (на единицу длины) атомов  $\rho$ , кинетической и потенциальной энергии —  $KE$  и  $PE$  и параметра внутрислойного порядка  $O_4$  ( $O_4 \approx 1$ ) для грани (100) гранецентрированного кубического слоя,  $O_4 \approx 0$  для жидкого слоя), вычисленные через 73 пс после начала процесса [13]. На графике локальной плотности атомов прослеживается отчетливая структура атомных плоскостей (регулярные пики) от точки контакта модельной системы с кристаллом ( $z^* = 0$ ) до точки  $z^* = 2$ , выше которой вплоть до поверхности ( $z^* = 3,4$ ) наблюдается расплавленное состояние. Однако, как видно из распределений потенциальной энергии  $PE$  и параметра порядка  $O_4$  на месте первоначально упорядоченных атомных плоскостей, начиная с точки  $z^* = 1,5$ , наблюдаются "жидкие" (неупорядоченные) слои, параметры которых ( $PE \approx -6$ ,  $O_4 = 0$ ) неотличимы от параметров расплавленного состояния. Такая анизотропная структура границы раздела кристалл-расплав может играть важнейшую роль в кинетике рекристаллизации и в явлении захвата растворенных примесей. Фактически, образование жидких слоев подготавливает расплав при быстрой рекристаллизации к формированию идеальных кристаллических плоскостей, одновременно определяя во многом сегрегацию и перенос примесей.

**Плавление субмонослойной пленки криптона на графите.** Исследование плавления монослойных пленок инертных газов на поверхности графита методом МД представляет особый интерес. С одной стороны, рассматриваемая система является удобной для экспериментальных исследований, так как возможно приготовление в лабораторных условиях атомарно плоской основной грани (001) графита размером около  $50 \times 50$  нм. С другой стороны, известные потенциалы Ленарда-Джонса представляют, как установлено, хорошее приближение для описания взаимодействия физически адсорбированных атомов инертных газов друг с другом и с атомами углерода. В этом приближении потенциал взаимодействия кристалла графита с атомами инертных газов вычислен аналитически [20]. Основным интерес в исследовании плавления монослойных пленок на графите представляет изучение характера фазовых переходов в двумерных системах, каковыми являются такие пленки, а также возможность количественного сравнения результатов численного эксперимента с экспериментальными данными. Поэтому численное моделирование плавления многослойных двумерных пленок привлекает интерес как физиков, так и математиков [16, 21, 22].

В данном разделе приводятся некоторые результаты, полученные в ходе численных экспериментов по изучению плавления и кристаллизации двумерной пленки Кг на графите. Атомы Кг при понижении температуры образуют на грани  $C(001)$  наблюдаемую структуру  $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$  с расстоянием между соседними атомами, равным  $0,426$  нм. Температура перехода зависит от степени заполнения атомами Кг посадочных мест

на поверхности  $\theta$ . Структура грани  $C(001)$  и потенциал взаимодействия атома Кг с кристаллом показаны на рис. 5. Точки  $S$  и  $SP$  — возможные посадочные места для Кг. Модельная система представляла 256 атомов Кг, первоначально хаотически распределенных на поверхности кристалла площадью  $6,816 \times 7,864$  нм. Граничные условия для атомов Кг — периодические. В численном эксперименте изучалась динамика атомов при различных значениях температуры подложки  $T_{sub}$  и степени заполнения  $\theta$ . Понижение температуры при заданной степени заполнения проводилось

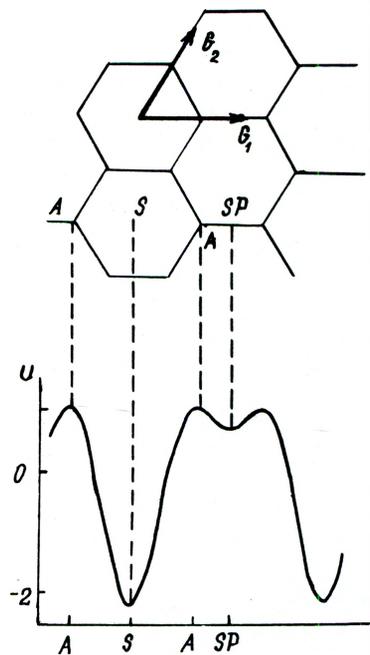


Рис. 5. Потенциал взаимодействия атомов Кг с гранью  $C(001)$ . (В вершинах шестиугольников расположены атомы углерода)

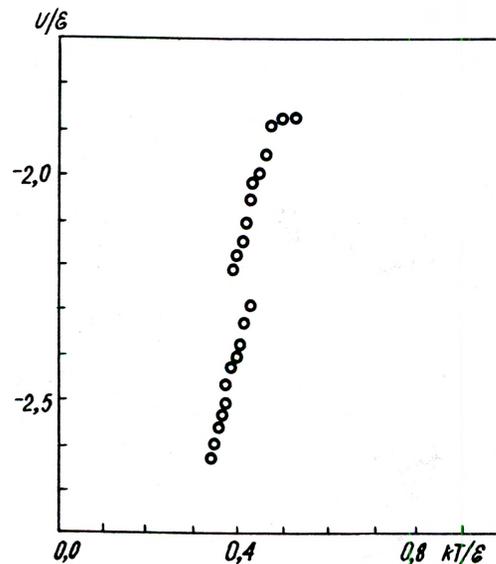


Рис. 6. Зависимость потенциальной энергии системы Кг/ $C(001)$  от температуры подложки ( $\epsilon/k=171$  К,  $k$  — постоянная Больцмана)

постепенным масштабированием скоростей частиц с последующей термализацией в течение трех-шести колебательных периодов.

Изменение потенциальной энергии на один атом Кг с понижением температуры для  $\theta = 0,73$  показано на рис. 6. Как видно из рисунка, при температуре  $T^* \approx 77$  К наблюдается скачкообразное изменение энергии, свидетельствующее о том, что в системе происходит фазовый переход первого рода (признаком фазового перехода первого рода является также сосуществование двух фаз, которое отчетливо видно на рис. 7, а). Экспериментальное значение температуры перехода при том же заполнении составляет 80–85 К [23]. При температурах выше  $T^*$  атомы Кг расположены на грани С(001) хаотически (рис. 7, б), а радиальная функция распределения не имеет регулярных пиков (рис. 8, пунктир), что характерно для неупорядоченного состояния. Наоборот, при  $T < T^*$  как в распределении атомов на поверхности (рис. 7, а), так и в радиальной функции распределения (рис. 8) наблюдается четкая картина экспериментально регистрируемой структуры  $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ .

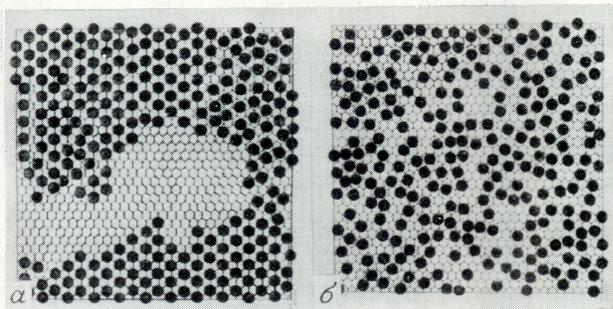


Рис. 7. Фазовый переход в субмонослойной пленке Кг на грани С(001) при понижении температуры: а — структура  $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$  ( $T=0,78T^*$ ); б — неупорядоченное состояние ( $T=1,2T^*$ )

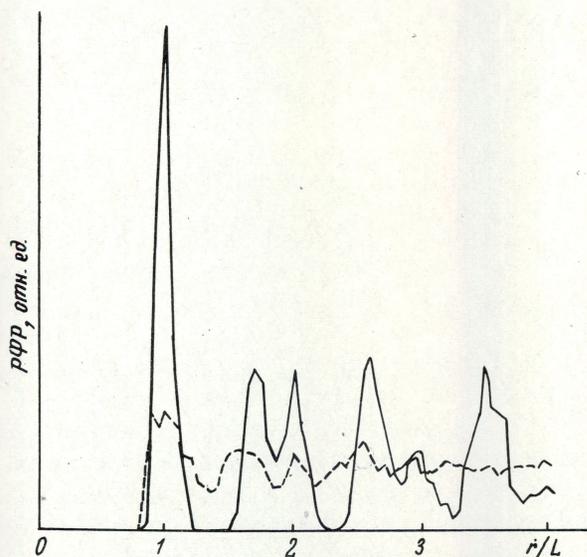


Рис. 8. Радиальные функции распределения (РФР) для атомов Кг ( $L=0,426$  нм): структура  $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$  — сплошная линия, неупорядоченное состояние — штриховая линия

Таким образом, метод МД является уникальным инструментом для детального исследования физических механизмов, лежащих в основе технологических процессов микроэлектроники, позволяющим непосредственно наблюдать за динамикой технологического процесса на атомно-молекулярном уровне; вычислять необходимые макроскопические параметры исследуемой системы и коэффициенты переноса, служащие базой для традиционного феноменологического описания; определять и оптимизировать режимы технологических процессов; прогнозировать результаты процесса до его фактического проведения, исходя из результатов численного эксперимента.

Методы молекулярной динамики представляют собой наиболее перспективное направление в математическом моделировании физических и химических процессов субмикронной технологии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. IEEE Trans. on Electron Devices, 1983, v. ED-30, N 9 (Joint special issue on numerical simulation of VLSI devices).
2. Hawryluk R.J. Exposure and development models used in electron beam lithography. — J. Vac. Sci. Techn., 1981, v. 19, N 1, p. 1–17.
3. Кустов В.А., Пекарчук С.Б. Метод численного расчета профиля в процессе сухого травления поверхности функционального слоя. — Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1983, вып. 7, с. 50–53.
4. Molecular dynamics simulation of the incommensurate phase of Krypton on Graphite using more than 100000 atoms/F.F.Abraham, W.E.Rudge, D.J.Auerbach, S.W.Koch. — Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, N 6, p. 445–448.
5. Bakker A.F., Bruin C., Hichorst H.F. Orientational order at the two-dimensional melting transitions. — Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, N 6, p. 449–452.
6. Mori H. Transport, collective motion, and Brownian motion. — Progress of Theoretical Physics, 1965, v. 33, N 3, p. 425–455.
7. Adelman S.A., Doll T.D. Generalized langevine equation approach for atom/solid-surface scattering. — J. Chem. Phys., 1976, v. 64, N 6, p. 2375–2388.
8. Adelman S.A., Garrison B.J. Generalized langevine equation theory for gas/solid processes. — J. Chem. Phys., 1976, v. 65, N 9, p. 3751–3761.
9. Tully J.C. Dynamics of gas-surface interactions: Thermal desorption of Ar and Xe from Platinum. — Surf. Sci., 1981, v. 111, N 3, p. 461–477.
10. Tully J.C., Gilmer G.H. Shugard H. Molecular dynamics of surface diffusion. I. The motion of ad-atoms and clusters. — J. Chem. Phys., 1979, v. 71, N 4, p. 1630–1642.
11. Гладун А.Д., Жданова И.Н., Кустов В.А. Стохастическая динамика полимерных молекул в вязкоупругих средах. — Математические методы для исследования полимеров. — Пушино: Научный центр биологических исследований АН СССР, 1983, с. 31–32.
12. Webb R.P., Harrison D.E. Computer simulation of pit formation in metals by ion bombardment. — Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, N 19, p. 1478–1481.
13. Cleveland C.L., Landman U., Barnett R.W. Molecular dynamics of a laser-annealing experiment. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, N 11, p. 790–793.
14. Garofalini S.H. A molecular dynamics simulation of the vitreous silica surface. — J. Chem. Phys., 1983, v. 74, N 4, p. 2069–2072.
15. Garofalini S.H. Molecular dynamics simulation of the frequency spectrum of amorphous silica. — J. Chem. Phys., 1982, v. 76, N 6, p. 3189–3192.
16. Hanson F., McTague J.P. Molecular dynamics simulation of submonolayer Kryptonfilms on Graphite. — J. Chem. Phys., 1980, v. 72, N 12, p. 6363–6367.

17. Parinello M., Rahman A. Crystall structure and pair potential: A molecular-dynamics study.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1196—1199.
18. Fixman M. Simulation of polymer dynamics. I. General theory.— J. Chem. Phys., 1978, v. 69, N 4, p. 1527—1537.
19. DeLorenzi G., Tascucci G., Pontikis V. Diffusion of adatoms and vacancies on otherwise perfect surfaces: A molecular dynamics study.— Surf. Sci., 1982, v. 116, N 3, p. 391—413.
20. Stule W.A. The physical interaction of gases with crystalline solids.— Surf. Sci., 1973, v. 36, N 1, p. 317—352.
21. Kosterlitz J.M., Thouless D.J. Ordering metastability, and phase transitions in two-dimensional systems.— J. Phys. C., 1973, v. 6, N 7, p. 1181—1203.
22. Nelson D.R., Halperin B.I. Dislocation-mediated melting in two dimensions.— Phys. Rev. B., 1979, v. 19, N 5, p. 2457—2487.
23. Fairbent D.K., Saam W.F., Sander L.M. Density-functional theory of submonolayer phases of rare gases on graphite.— Phys. Rev. B., 1982, v. 26, N 1, p. 179—183.

Статья поступила 26 июня 1984 г.

УДК 621.382.001.57

А.А.Новиков, В.М.Петров

## МАШИННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ РЕЖИМОВ ДИФфуЗИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

**Задачи оптимального управления диффузионным процессом позволяют определить режимы протекания диффузии, обеспечивающие необходимое по глубине распределение концентрации легирующих полупроводник примесей.**

Процесс диффузии в полупроводниковом производстве микроэлектронных схем (МС) занимает особое место, поскольку в объеме полупроводника создается профиль распределения легирующего вещества, т.е. формируется физическая структура МС, определяющая электрофизические параметры создаваемого прибора. Естествен большой интерес к процессу диффузии теоретиков и практиков полупроводникового производства. Результатом исследования процесса диффузии явилась разработка ряда математических моделей, описывающих ее ход для различных технологических условий. Основу всех этих математических моделей составляют уравнения, описывающие первый и второй законы Фика. На основе математических моделей процесса диффузии разработаны автоматизированные системы управления диффузионным технологическим процессом, основу которых составляет расчет прямой задачи диффузионного процесса, измерение результатов диффузии, разрушающее структуру полупроводника, и коррекция технологических режимов, либо расчет процесса диффузии в реальном режиме времени и коррекция технологических режимов его протекания по ходу процесса.

Для достоверного соответствия экспериментальным результатам математические модели диффузии должны учитывать сопутствующие диффузию процессы и в первую очередь окисление и имплантацию. Последняя получила широкое использование в практике полупроводникового производства [1] благодаря возможности создания контролируемых приповерхностных слоев легирующего вещества по количеству и глубине, в отличие от традиционно применявшейся ранее первой стадии диффузии (загонки) в двустадийном диффузионном процессе.

Логика работы многих математических моделей основана на связи "технологические режимы → результирующее распределение легирующего вещества". Если это распределение не отвечает требованиям технолога, то корректируются технологические режимы и осуществляется новый расчет распределения до тех пор, пока рассчитанное распределение легирующей примеси не будет соответствовать необходимым требованиям. Это длинный путь, не удовлетворяющий современным условиям производства по трудо- и материалоемкости.

Выгоднее другая логическая структура математической модели диффузионного процесса: "желаемое распределение легирующей примеси → рассчитанные технологические режимы". Такой постановке соответствуют задачи оптимального управления диффузионным процессом, три из которых рассматриваются в данной статье: управление исходным профилем легирования приповерхностного слоя полупроводника, управление исходным профилем с учетом дефектообразования, управление для радиационно-стимулированной диффузии. Задачи имеют ряд общих характеристик: рассматриваемые процессы описываются уравнениями математической физики параболического типа; сформулированы как задачи оптимального управления системами с распределенными параметрами с общим минимизируемым квадратичным функционалом "качества", который имеет вид

$$I = \int_0^L [u(x, T) - u^*(x)]^2 dx, \quad (1)$$

где  $u^*(x)$  — заданное желаемое распределение примеси, которое необходимо получить в ходе процесса на глубине  $0 \leq x \leq L$ ;  $u(x, T)$  — реальное распределение примеси, полученное в результате процесса в конечный момент времени  $t = T$  (на той же глубине). Общим является также метод их численного решения, заключающийся в сведении их к задачам математического программирования.

На искомое оптимальное управление  $f(x)$  наложены технологические ограничения:

— функция  $f(x)$  не равна нулю на узком участке  $0 \leq x \leq \tilde{x}$  при  $x > \tilde{x}$   $f(x) = 0$ . Это ограни-

чение связано с энергетическими возможностями ионной имплантации;

– функция  $f(x)$  не может принимать отрицательные значения, которые сверху ограничены технологическими возможностями

$$0 \leq f(x) \leq F. \quad (2)$$

Величина  $f(x)$  для удобства решения задачи аппроксимируется кусочно-линейной функцией. Интервал  $[0, x]$  определения функции  $f(x)$  разбивается точками  $0 \leq x_0 \leq x_1 \leq \dots \leq x_n = \tilde{x}$  на  $n$  отрезков (не обязательно равной длины). Тогда любую функцию  $f(x)$ , определенную на интервале  $[0, x]$ , можно аппроксимировать следующим образом:

$$f(x) = \sum_{i=0}^n f_i \phi_i(x), \quad (3)$$

где  $f_i$  – постоянные параметры аппроксимации, а  $\phi_i(x)$  – функции, равные единице при  $x = x_i$ , и нулю во всех остальных точках  $x_j$  ( $j \neq i$ ).

Для аппроксимации уравнения (3) необходимо найти параметры  $f_i$  ( $i = 0, 1, \dots, n$ ). Таким образом, функционал становится функцией параметров  $f_i$ , т.е.  $I = I(f_0, f_1, \dots, f_n)$ . Отметим, что вычисление этой функции во всех задачах производится, как правило, через решение краевой задачи для уравнения параболического типа.

*Задача оптимального управления диффузионным процессом посредством исходного профиля распределения примеси.* Технологически задача формулируется следующим образом: для желаемого профиля распределения легирующей полупроводник примеси с учетом ограничений на физическую реализацию процесса требуется найти приповерхностное распределение примеси и технологические режимы, при которых в результате термической диффузии будет получено распределение, оптимально приближенное к желаемому.

Математическая формулировка задачи имеет следующий вид: определить функции  $u(x, t)$  и  $f(x)$  ( $0 \leq x \leq \infty, t \leq T$ ), для которых справедливо диффузионное уравнение

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (4)$$

с граничными условиями

$$D \frac{\partial u}{\partial x}(0, t) = \beta [u^0(t) - u(0, t)], \quad (5)$$

$$u|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow 0,$$

начальным условием

$$u(x, 0) = \begin{cases} f(x) & \text{при } x \leq \tilde{x} \\ 0 & \text{при } x > \tilde{x} \end{cases} \quad (6)$$

ограничением (2), при этом функционал должен принимать наименьшее значение. Здесь  $D$  – коэффициент диффузии, определяемый типом полупроводника и температурой процесса,  $u^0(t)$  – поверхностная концентрация легирующего вещества,  $\beta$  – коэффициент массопереноса. Величина  $L$  в выражении (1) означает эффективную глубину распространения легирующего вещества (естественно,  $L > \tilde{x}$ ).

Можно показать, что для данной задачи функционал с учетом ограничения (2) является квадратичной функцией аргументов.

Для определения этой функции был использован математический аппарат теории оптимальных процессов, использующий понятие сопряженных уравнений [2]. После определения вида этой функции поиск ее минимума проводился методом сопряженных градиентов, так как этот метод в случае квадратичной функции дает сходимость за конечное число итераций.

На рис. 1 представлен пример расчета оптимального исходного профиля легирующей примеси, полученного для желаемого распределения примеси, имеющего равномерный уровень концентрации до 0,3 глубины ("полочка"). Из рисунка видно, что оптимальный исходный профиль легирующего вещества соответствует возможностям его физической реализации в процессе имплантации. Его можно создать путем проведения двух доз ионной имплантации: большой – с максимальной энергией, малой – с меньшей энергией. Аналогичные

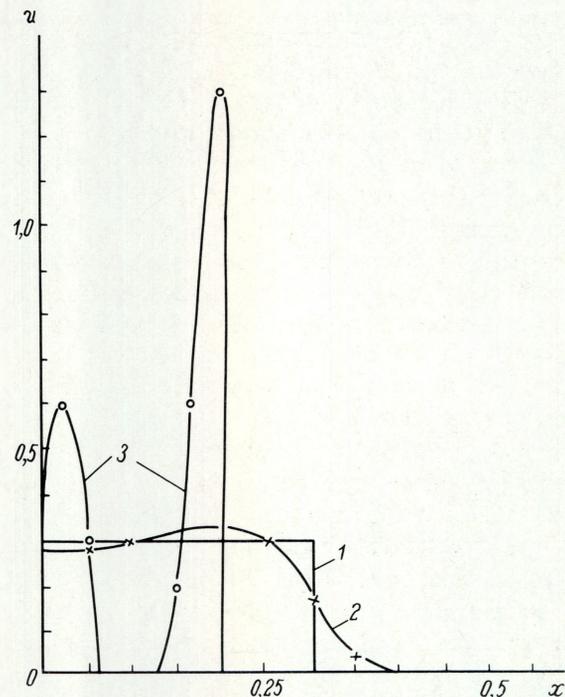


Рис. 1. Пример расчета оптимального исходного профиля легирующей примеси: 1 – желаемое распределение легирующей примеси; 2 – распределение, соответствующее оптимальному управлению; 3 – рассчитанный оптимальный исходный профиль легирующего вещества

результаты получаются и для других видов желаемых профилей. Хотя вид получаемых профилей концентраций не совпадает с желаемыми формами  $u^*(x)$ , близость этих двух функций очевидна, а функционал, характеризующий величину этой близости, минимален.

Отметим, что данная задача, по существу, обратная для уравнения диффузии является некорректной [3]. Однако разработанная методика позволяет находить достаточно точное решение. Поэтому, программа, разработанная для численного решения этой задачи, может быть использована и для восстановления реального исходного профиля, полученного в результате имплантации, по конечному распределению концентрации легирующей примеси. Описанная задача может допускать различные видоизменения. Например, конечное время процесса диффузии  $T$  может не фиксироваться, а определяться в ходе решения задачи (так называемая задача с нефиксированным временем). Кроме того, коэффициент диффузии может зависеть от времени  $t$  и глубины, а граничные условия при  $x = 0$  могут содержать переменные коэффициенты и различные неоднородности.

*Задача выбора оптимального исходного профиля распределения примеси с учетом дефектообразования* является логическим продолжением рассмотренной выше задачи. Наряду с процессом термической диффузии она учитывает диффузию по дефектам, образованным в материале в процессе ионной имплантации. Для этой задачи разработана следующая математическая

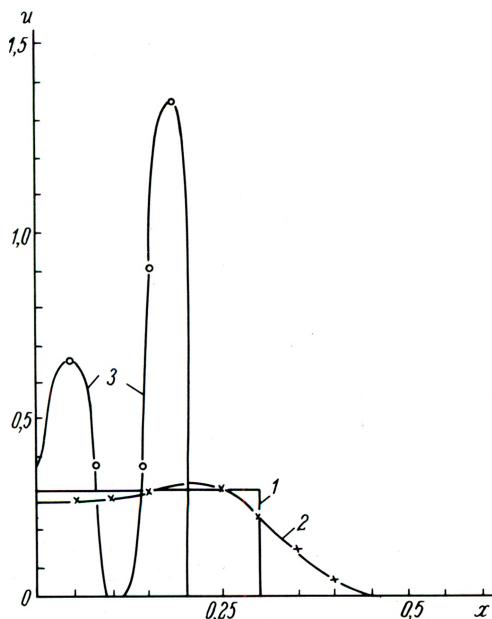


Рис. 2. Пример расчета оптимального исходного профиля распределения легирующей примеси с учетом дефектообразования: 1 — желаемое распределение легирующей примеси; 2 — распределение, соответствующее оптимальному управлению; 3 — оптимальное исходное распределение легирующей примеси

модель, описываемая системой уравнений в частных производных:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ (D + v) \frac{\partial u}{\partial x} \right], \\ \frac{\partial v}{\partial t} = D_1 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - v, \end{cases} \quad (7)$$

с граничными и начальными условиями для  $u$ , аналогичными условиями (5, 6), а для  $v$

$$\frac{\partial v(0, t)}{\partial x} = 0 \quad v|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \quad (8)$$

$$v(0, x) = c f(x);$$

Здесь аналогично первой задаче  $u(x, t)$  — концентрация легирующей примеси на глубине  $x$  в момент времени  $t$ ;  $v(x, t)$  — концентрация дефектов;  $D_1$  — коэффициент диффузии образующихся дефектов;  $c$  — безразмерная постоянная.

В частном случае  $c = 0$  (если не учитывать образование дефектов при ионной имплантации), и задача сводится к предыдущей.

Требуется определить функции  $u(x, t)$ ,  $v(x, t)$  при  $x \in [0, \infty]$ ,  $t \in [0, T]$  ( $T$  — задано), удовлетворяющее уравнениям (7) с условиями (8), а также управление  $f(x)$  при  $0 < x \leq \tilde{x}$ , подчиненное ограничениям, аналогичным рассмотренным в предыдущей задаче (например, чтобы функционал  $I$  принимал наименьшее значение).

В силу заключенной в системе уравнений (7) нелинейности в рассматриваемом случае функционал  $I$  не может быть представлен в виде квадратичной функции аргументов  $f_i$ . Поэтому для численного решения задачи наиболее эффективным является градиентный метод. Для вычисления градиента привлекался также математический аппарат теории оптимального управления, использующий сопряженные уравнения.

На рис. 2 представлены результаты оптимизации при  $\beta = 0$ . От предыдущей задачи решение отличается тем, что оба максимума в оптимальной функции  $f(x)$  становятся несколько больше, а форма их более размытой. Это объясняется тем, что процесс диффузии с учетом дефектообразования протекает быстрее по сравнению с процессом термической диффузии. Поэтому для того же времени  $T$  необходим больший объем приповерхностного слоя легирующего вещества.

*Оптимальное управление радиационно-стимулированной диффузией.* Дефектообразование в кристаллической структуре полупроводника в процессе имплантации и существенное влияние его на коэффициент диффузии легирующей полупроводник примеси позволили создать новое технологическое направление — радиационно-стимулиро-

ванную диффузию (РСД). Этому направлению способствовало многообразие способов образования вакансий в кристаллической решетке материала полупроводника (облучение  $\gamma$ -квантами, бомбардировка заряженными частицами и т.д.), опыт, накопленный в практике радиационного облучения веществ, а также возможность посредством РСД решать сложные технологические проблемы производства МС, такие, как снижение температуры проведения диффузионных процессов, создание наперед заданных профилей и др.

В процессе радиационной стимуляции возник вопрос о выборе ее оптимальных режимов с целью получения необходимого профиля концентрации легирующего вещества в конечный момент. Для решения этой задачи была выбрана математическая модель, описываемая уравнениями, приведенными в работе [4] и соответствующими теоретическими положениями в работе [5]

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ v(x, t) \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} \right], \quad (9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = D_1 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - v + g(x, t)$$

с граничными условиями, аналогичными второй задаче, и начальными условиями вида

$$u(x, 0) = f(x), \quad v(x, 0) = 0. \quad (10)$$

Здесь, как и во второй задаче  $u(x, t)$  — концентрация легирующей примеси на глубине  $x$  в момент времени  $t$ ;  $v(x, t)$  — концентрация дефектов (вакансий) в кристаллической структуре;  $f(x)$  — заданное начальное распределение легирующей примеси;  $g(x, t)$  — концентрация вакансий на глубине  $x$  в момент времени  $t$ , обусловленная радиационным облучением материала полупроводника, которая в данной задаче является управлением.

Задача ставилась следующим образом: определить функции  $u(x, t)$  и  $v(x, t)$  при  $0 \leq x \leq \infty$ ,  $0 \leq t \leq T$ , удовлетворяющие уравнению (9) с условиями (10), а также функцию  $g(x, t)$  с учетом ограничений (2), при этом функционал  $I$  должен принимать наименьшее значение.

Задача решалась методами, аналогичными методами решения второй задачи. В рассматриваемом примере концентрация радиационных вакансий  $g(x, t)$  считается зависящей от времени, т.е.  $g = g(x)$ .

На рис. 3 представлен пример расчета. В качестве желаемого профиля концентрации легирующего вещества выбиралась вновь "полочка". Принимались следующие значения параметров:  $\beta = 0$ ;  $f(x) = 1,5$  при  $0 < x \leq 0,2$ ;  $f(x) = 0$  при  $x > 0,2$ .

На рис. 3, а показан результирующий профиль концентраций легирующей примеси при  $g(x) = 0$ , т.е. полученный без радиационной стимуляции.

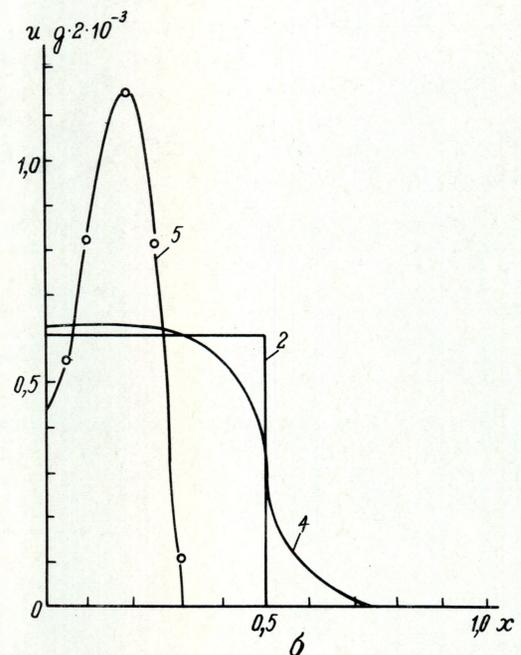
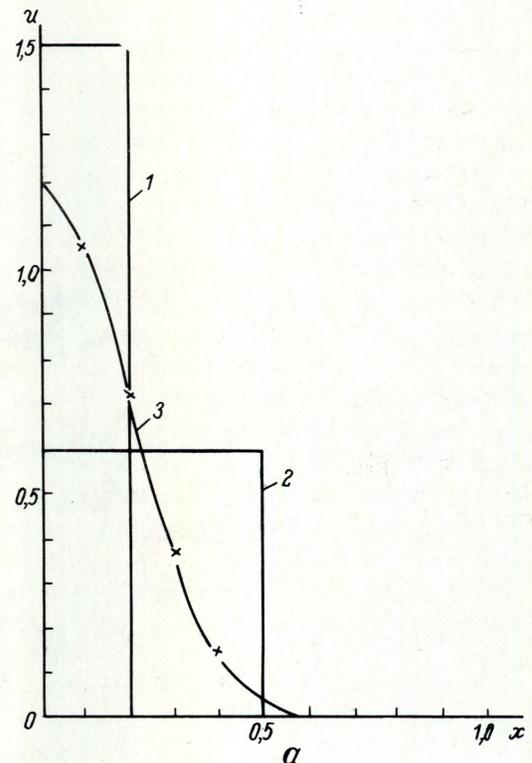


Рис. 3. Пример расчета оптимального управления при обычной (а) и радиационно-стимулированной (б) диффузии: 1 — исходное распределение легирующей примеси; 2 — желаемое распределение; 3 — результирующее распределение, полученное при обычной диффузии; 4 — результирующее распределение, полученное при радиационно-стимулированной диффузии для оптимального профиля распределения примеси; 5 — оптимальный профиль распределения примесей, образованных в процессе радиационного облучения полупроводникового материала

На рис. 3, б представлен результирующий профиль легирующей примеси, полученный в результате РСД из исходного профиля 1 (см. рис. 3, а) при рассчитанном оптимальном профиле распределения вакансий. Как видно из рисунка, полученный профиль достаточно близок к желаемому, что говорит о больших возможностях процесса РСД.

Данную задачу также можно решать, не фиксируя время  $T$ . Кроме того, наряду с оптимальной функцией  $g(x, t)$  можно определять оптимальный вид исходного профиля концентрации легирующего вещества  $f(x)$ , что делалось в двух первых задачах.

Как следует из примеров, рассмотренных в трех описанных задачах, оптимизация режимов процесса диффузии может привести к эффективным результатам. Программы расчета оптимальных режимов не требуют большого количества машинного времени, поэтому расчет оптимальных режимов перед непосредственным проведением технологического процесса может оказаться весьма полезным.

В заключение следует отметить, что управление формой исходного профиля и интенсивностью радиационного процесса — далеко не единственные возможности управления диффузией. Можно существенно влиять на процесс изменением температуры, скорости роста окисла, атмосферным потенциалом легирующего вещества и др. Для всех указанных задач можно разработать аналогичные методы и программы и эффективно использовать их в производстве МС.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ионная имплантация в полупроводники и другие материалы.—Сб. статей под ред. В.С.Вавилова. Новости ФТТ, вып. 10.— М.: Мир, 1980.— 332 с.
2. Федоренко Р.П. Приближенное решение задач оптимального управления.— М.: Наука, 1978.— 487 с.
3. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач.— М.: Наука, 1979.— 286 с.
4. M a b y E.W. Bombardment—enhanced diffusion of arsenic in silicon.— J. Appl. Phys., 1976, v. 47, N 3, p. 830—836.
5. M i n e a r R.L., N e l s o n D.G., G i b b o n s J.F. Enhanced diffusion in Si and Ge by light ion implantation.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, N 8, p. 3468—3480.

Статья поступила 26 июня 1984 г.

УДК 621.794.4

В.А.Кустов, С.Б.Пекарчук

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО СЛОЯ ПРИ РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОМ ТРАВЛЕНИИ

Численные эксперименты по модификации поверхности функциональных слоев при газофазном, плазмохимическом и радиационно-стимулированном травлении показали, что гарантированное воспроизведение изображений субмикронных размеров (до 0,1 мкм) обеспечивает только радиационно-стимулированное травление, обладающее высокой степенью анизотропии (более 10) при допустимой мощности облучения (до 1 Вт/см<sup>2</sup>).

Формирование заданного рельефа поверхности функциональных слоев (ФС) методом травления представляет один из основных этапов в технологии изготовления микроэлектронных изделий. Производство СБИС и ССИС с субмикронными размерами элементов требует переноса на поверхность ФС топологического рисунка с резиста на глубину до 1 мкм с линейными размерами окон до 0,1 мкм. В связи с этим одним из основных требований к процессу травления становится высокая степень анизотропии, т.е. усиленное травление вглубь слоя при минимальном боковом подтравливании. Количественно степень анизотропии принято характеризовать коэффициентом  $\alpha$  — отношением величины подтравливания к глубине травления. При воспроизведении субмикронных размеров необходимо выполнение условия  $\alpha > 10$ .

Для достижения высокой степени анизотропии широко используются процессы сухого травления ФС: газофазное, плазмохимическое, ионно-лучевое и реактивное ионно-лучевое. Травление в газе или плазме может быть анизотропным вследствие неравномерного распределения потока химически активных частиц (ХАЧ) по поверхности формируемого рельефа ФС при низких давлениях в реакторе, когда движение ХАЧ в объеме элементов рельефа является свободно-молекулярным, и при условии, что вероятность прилипания ХАЧ к поверхности ФС при ударе близка к единице [1]. Область возможной анизотропии процессов газофазного и плазмохимического травления показана на рис.1.

Однако для многих реальных систем вероятность прилипания и, следовательно, реакции травления при первом соударении ХАЧ с поверхностью ФС значительно меньше единицы [2] и изотропизация потока ХАЧ по поверхности элементов рельефа ФС, обусловленная многократным рассеянием частиц на их стенках, может привести к полному исчезновению анизотропии.

Определяющее влияние на степень анизотропии сухого травления оказывают радиационно-стиму-

лированные процессы, происходящие на границе раздела ФС – химически активная среда в условиях, когда поверхность ФС облучается направленными потоками ионизирующего излучения [1–7]. В этом случае, как показано авторами в работе [5] и подтверждено в эксперименте [6], коэффициент анизотропии значительно выше 10 и по теоретическим оценкам может достигать 100–200 [1].

Радиационно-стимулированное травление – сложный технологический процесс, в основе которого лежат многоступенчатые газофазные и гетерогенные химические реакции [1, 4, 7]. Для получения ХАЧ, образующих в ходе гетерогенных реакций летучие соединения с атомами, составляющими ФС, обычно используются электрические разряды в многокомпонентных газовых средах. При этом ФС подвергается одновременному воздействию ХАЧ, промежуточных продуктов газофазных и гетерогенных реакций, а также электронов, ионов, УФ и рентгеновских квантов. Важную роль в процессах травления играет поверхностная диффузия [7].

**Математическая модель процесса сухого травления.** Модификация поверхности ФС в ходе газофазного и радиационно-стимулированного травления определяется локальными скоростями травления в различных точках поверхности формируемых элементов рельефа. Точные уравнения [8] эволюции поверхности двумерного профиля элемента рельефа ФС (рис. 2)  $y = f(x, t)$  содержат кроме геометрических характеристик поверхности только локальные скорости травления  $(w)s$ , где  $s = \{x, y\}$  – точка на поверхности формируемого элемента.

Локальные скорости травления зависят как от начальной геометрии поверхности ФС и окон в резисте, так и от локальных плотностей потоков ХАЧ и ионизирующих облучений, стимулирующих процесс травления. Наиболее известные комплексы программ, моделирующие технологию изготовления элементов интегральных схем; – SUPREM III [10] и VICEPS [11] – при травлении используют в качестве входных данных экспериментально измеренные скорости травления аморфных тел и кристаллов в различных кристаллографических направлениях. Такой подход делает невозможным моделирование процесса переноса изображений субмикронных размеров, поскольку в этом случае вследствие свободно-молекулярного движения ХАЧ становится определяющей зависимость локальной скорости травления от геометрии окна в резисте и от меняющейся во времени геометрии формируемого элемента рельефа [1, 8]. Для определения необходимого набора локальных скоростей потребовалось бы проведение специальных измерений. В данной работе рассматривается принципиально новая модель газофазного и радиационно-стимулированного травления, в которой используются объемная плотность атомов ФС  $n$ ; вероятность прилипания ХАЧ к поверхности ФС  $\delta$ ; степень запол-

нения плоской поверхности ФС продуктом реакции травления при заданном давлении и температуре  $\theta_0$ ; плотность потоков ХАЧ и облучения на плоскую поверхность ФС  $F_0$  и  $I_0$ . Контроль перечисленных параметров позволяет исследовать влияние каждого из них на разрешающую способность радиационно-стимулированного травления и определить оптимальные условия реализации предельного разрешения.

*Локальная скорость газофазного травления при свободно-молекулярном режиме движения ХАЧ.* Локальная скорость сухого травления  $w$  в точке  $s$  поверхности формируемого элемента ФС (см. рис. 2) при отсутствии облучения определяется формулой

$$w(s) = n^{-1} \delta(s) \cdot [1 - \theta(s)] \cdot F(s), \quad (1)$$

где  $\delta(s)$  – вероятность прилипания ХАЧ к поверхности ФС в точке  $s$ ;  $\theta(s)$  – локальная степень заполнения поверхности продуктом реакции травления;  $F(s)$  – локальная плотность потока ХАЧ.

Получить аналитическое выражение для  $\theta(s)$  в случае взаимодействующих адсорбированных частиц затруднительно [12]. Значительное упрощение задачи возможно в приближении Ленгмюра [13], не учитывающем взаимодействия. Тогда локаль-

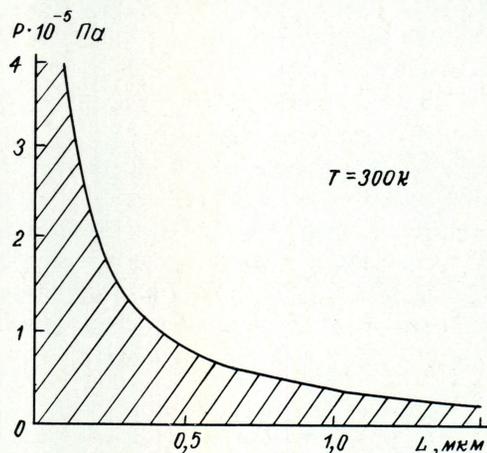


Рис. 1. Области анизотропии процессов газофазного и плазмохимического травления (область анизотропии газофазного травления заштрихована)

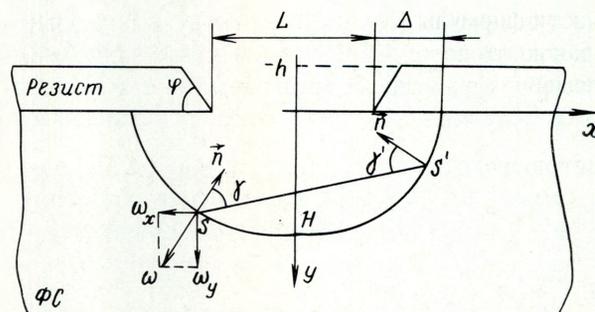


Рис. 2. Элемент структуры, формируемой в процессе травления

ную степень заполнения можно выразить через степень заполнения плоской поверхности при тех же условиях  $\theta_0$ :

$$\theta(s) = \frac{\theta_0 \cdot F^*(s)}{1 - \theta_0 + \theta_0 F^*(s)}, \quad (2)$$

где  $F^*(s) = F(s)/F_0$  – приведенная локальная плотность потока ( $F_0 = P / \sqrt{2\pi m k T}$ ,  $P$ ,  $T$ ,  $m$  – давление, температура и масса ХАЧ,  $k$  – постоянная Больцмана).

Вычисление локальной плотности потока  $F(s)$  представляет кинетическую задачу об обтекании вогнутого тела кнудсеновским газом, сводимую к решению неоднородного интегрального уравнения Фредгольма второго рода [14], в котором свободный член  $F_1(s)$  [8] представляет плотность потока из газовой фазы, а интегральный член – плотность потока отраженных ХАЧ от поверхности формируемого элемента и резиста. Структуру ядра интегрального уравнения можно получить в диффузионном приближении [15], когда функция распределения отраженных ХАЧ не зависит от вида функции распределения падающих. В этом случае установившееся течение газа в полости элемента рельефа ФС целиком определяется локальным коэффициентом отражения ХАЧ и индикатрисой их рассеяния [8]. При диффузном рассеянии ХАЧ с максвелловским распределением по скоростям и постоянном вдоль поверхности коэффициенте отражения ХАЧ ядро интегрального уравнения сводится к известному закону косинусов [16].

Интегральное уравнение Фредгольма для локальной плотности потока  $F(s)$  не учитывает латеральную подвижность ХАЧ в состоянии физической адсорбции, возможно предшествующей реакции травления [7]. Если коэффициент диффузии ХАЧ по поверхности ФС в состоянии физической адсорбции  $D_s$  удовлетворяет условию

$$L < \sqrt{D_s \tau} \quad (3)$$

(где  $L$  – размер элемента рельефа,  $\tau$  – время жизни ХАЧ в состоянии физической адсорбции), то распределение их по поверхности будет однородным, несмотря на исходную локальную неоднородность падающего потока. В этом случае в правой части формулы (1) целесообразно использовать плотность потока, полученную путем усреднения решения уравнения Фредгольма по поверхности элемента. При  $L \gg \sqrt{D_s \tau}$  реакция травления будет происходить в месте соударения ХАЧ с поверхностью ФС, и распределение потока по поверхности элемента будет определяться решением уравнения Фредгольма. Процесс травления в условии (3) и противоположном ( $L \gg \sqrt{D_s \tau}$ ) будем называть протекающим, соответственно, в диффузионном ( $D$ ) и локальном ( $L$ ) режимах.

*Скорость радиационно-стимулированного травления.* Радиационно-стимулированные процессы на границе раздела химически активная среда – ФС (поверхностная диссоциация, десорбция) оказывают определяющее влияние на локальные скорости травления и могут быть использованы для управления степенью анизотропии [1, 3–7]. Относительное увеличение  $\beta$  скорости травления облучаемого участка поверхности [5] за счет радиационно-стимулированной десорбции продуктов реакции по сравнению с экранированным от облучения определяется формулой:

$$\beta(\nu^{st}) = \frac{1 + \nu^{st} / \nu_d}{1 + (1 - \theta) \nu^{st} / \nu_d}, \quad (4)$$

где  $\nu^{st} \equiv \langle \sigma_I \rangle \cdot I$  – частота РС десорбции ( $\langle \sigma_I \rangle$  – среднее по спектру энергий квантов облучения сечение десорбции,  $I$  – плотность потока облучения,  $\nu_d$  – частота термодесорбции продуктов реакции травления).

Учитывая связь локальных частот термоадсорбции и термодесорбции через изотерму травления [12] и формулу (4), можно получить зависимость относительного увеличения скорости травления в точке  $s$  формируемого элемента от отношения приведенных локальных плотностей потоков облучения ( $I^* \equiv I(s)/I_0$ ) и ХАЧ ( $F^*(s) - \eta = I^*/F^*$ ):

$$\beta(\eta) = \frac{1 + \xi_0 \theta(s) \eta(s) [1 - \theta(s)]^{-1}}{1 + \xi_0 \theta(s) \eta(s)}, \quad (5)$$

где  $\xi_0 = \langle \sigma_I \rangle I_0 / (\langle \sigma_a \rangle F_0)$  – отношение частот РС десорбции и термодесорбции на плоской поверхности ( $\langle \sigma_a \rangle$  – усредненное сечение реакции адсорбции ХАЧ). Как следует из формулы (5), для определения локального увеличения скорости травления  $\beta(s)$  необходимо вычислить плотность потока облучения  $I(s)$ .

Распределение плотности потока  $I(s)$  определяется законами рассеяния первичного потока на поверхности элемента рельефа ФС и резиста, а также генерацией вторичного потока, способного к радиационному увеличению локальных скоростей травления. Рассмотрим генерацию вторичных электронов при облучении поверхности ФС потоком медленных электронов с энергией  $\geq 100$  эВ. В этом случае энергетический спектр вторичных электронов обладает общими особенностями для большинства материалов. Спектр сильно обеднен упруго отраженными электронами (их менее 5% от общего числа), доля  $\zeta$  неупруго отраженных с энергиями  $\geq 50$  эВ не превышает 0,1–0,3 и слабо зависит от энергии первичных [17]. Угловое распределение может быть описано, например, индикатрисой рас-

сеяния  $Q_e(\gamma) = \frac{2}{\pi} \cos^2 \gamma$  [17]. Поскольку электронно-стимулированные процессы имеют высокие пороги по энергиям возбуждения (для электронных переходов в хемосорбированных молекулах, приводящих к десорбции, они составляют 30–50 эВ [18]), наиболее важными являются неупруго отраженные электроны. Поэтому вычисление плотности потока  $I(s)$  с учетом только неупруго отраженных электронов сводится к решению уравнения Фредгольма, аналогичного уравнению для ХАЧ [8, 9] с заменой коэффициента отражения ХАЧ на  $\zeta$  и индикатрисы рассеяния ХАЧ на  $Q_e$ .

Уравнения (1) и (2) для локальных скоростей травления и локальных степеней заполнения, уравнение (5) для локального радиационно-стимулированного увеличения скорости травления, уравнения Фредгольма для ХАЧ и квантов облучения полностью определяют локальные скорости радиационно-стимулированного травления и вместе с уравнениями динамики профиля формируемого элемента [8] составляют замкнутую систему уравнений, описывающих модификацию ФС, если заданы параметры  $n$ ,  $\delta(s)$ ,  $\theta_0$ ,  $\xi_0$ ,  $\zeta$  и геометрия окна в резисте.

Численные эксперименты по модификации поверхности ФС в процессе газофазного и радиационно-стимулированного травления. Основной целью численных экспериментов по моделированию модификации ФС в процессе травления является исследование зависимости формы элемента рельефа и степени анизотропии от глубины травления, геометрии окна в резисте, интенсивности ионизирующего облучения, а также коэффициента неупругого рассеяния квантов облучения и степени заполнения плоской поверхности продуктом реакции травления.

*Газофазное и плазмохимическое травление.* Моделирование динамики профиля элемента рельефа (полоски) осуществлялось с параметрами, соответствующими анизотропии процесса (см. рис. 1). Расчеты проводились для трех глубин травления  $H = 0,5L$ ;  $1,0L$ ;  $1,5L$  (где  $L$  — ширина окна в резисте). Толщина резиста  $h$  и угол наклона края маски к поверхности ФС  $\varphi$  варьировались в пределах от  $0,2L$  до  $2,0L$  и  $\varphi$  от  $30^\circ$  до  $90^\circ$ . Вероятность прилипания ХАЧ к поверхности ФС  $\delta$  изменялась от  $0,01$  до  $1,0$ , что соответствовало характерным значениям вероятности для радикалов  $CF_x$  ( $x = 1, 2, 3$  [2]).

Исследовалось травление поликристаллических образцов в локальном режиме. Численное моделирование газофазного и плазмохимического травления в  $D$ -режиме не представляет интереса, так как оно, очевидно, изотропно. Степень заполнения  $\theta_0$  полагалась равной нулю, что соответствует максимальной степени анизотропии газофазного и плазмохимического травления. В этом случае стадией, ограничивающей скорость травления, является адсорбция ХАЧ. Наблюдается качественное

различие профилей в зависимости от вероятности прилипания ХАЧ. Стравливание ФС на границе раздела ФС — резист, наблюдаемое при  $\delta = 0,01$ , однозначно обусловлено рассеянием ХАЧ от дна и стенок элемента. Наличие рассеяния ХАЧ приводит также к понижению степени анизотропии процесса. Если при  $\delta = 1$  она равна  $2,8$ ; то при  $\delta = 0,01$  понижается до  $2$ . В практике газофазного и плазмохимического травления обычно наблюдаются профили со стравливанием ФС на границе раздела, что свидетельствует о том, что вероятности прилипания ХАЧ обычно меньше единицы. Зависимость величины подтравливания  $\Delta$  (см. рис. 2) от вероятности прилипания для различных глубин травления изображена на рис. 3, откуда видно, что уменьшение  $\delta$  от  $1$  до  $0,01$  приводит к увеличению подтравливания на  $45$ – $50\%$ .

Возможность коллимации потока ХАЧ из газовой фазы при увеличении толщины резиста приво-

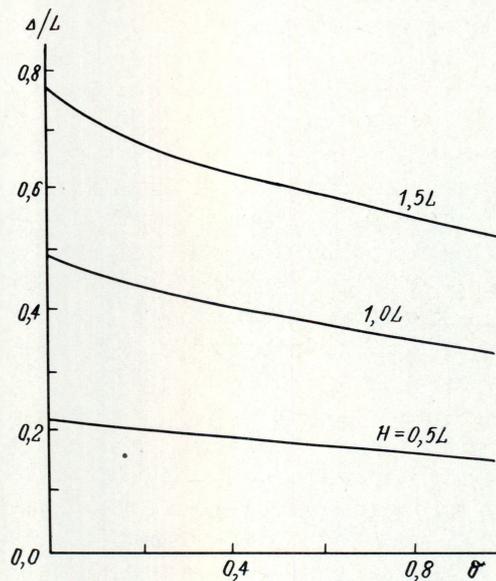


Рис. 3. Зависимость относительной величины подтравливания  $\Delta/L$  от вероятности прилипания  $\delta$  при различных глубинах травления ( $h=1L$ ;  $\varphi=60^\circ$ ;  $\theta_0=0$ )

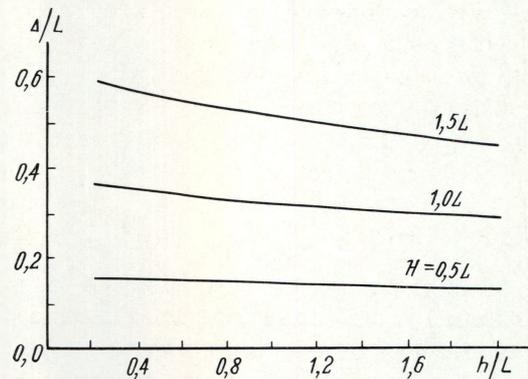


Рис. 4. Зависимость относительной величины подтравливания  $\Delta/L$  от толщины резиста при различных глубинах травления ( $\delta=1$ ;  $\theta_0=0$ ;  $\varphi=60^\circ$ )

дит к некоторому уменьшению величины подтравливания. На рис. 4 показана зависимость подтравливания от толщины резиста при различных глубинах травления при  $\delta = 1$ . Сравнение расчетной зависимости подтравливания от глубины травления с экспериментальными значениями, полученными в работе [19], при плазмохимическом травлении поликристаллической пленки кремния в  $CF_3Cl$  показывает практически полное их совпадение. Следует отметить, что имеется оптимум для степени анизотропии по углу наклона края маски к поверхности ФС.

Численное моделирование процесса газозависимого и плазмохимического травления показало, что даже в оптимальных условиях ( $\delta = 1, \theta_0 = 0$ , ло-

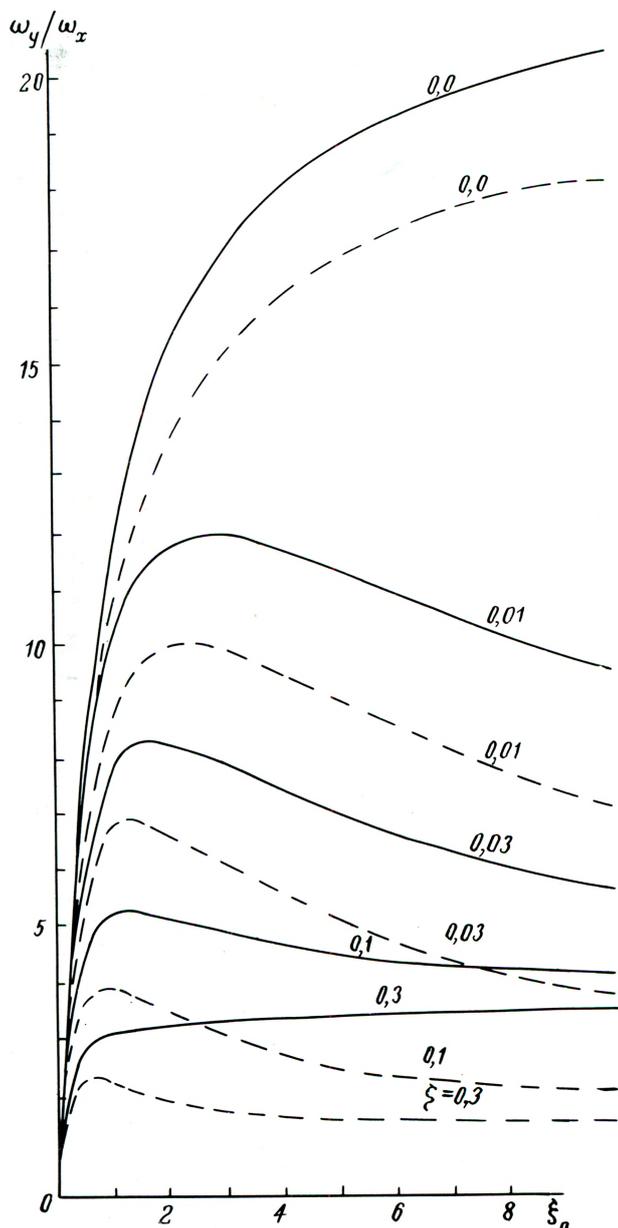


Рис. 5. Зависимость отношения скорости травления дна элемента к скорости бокового подтравливания в L — (сплошная линия) и D — (пунктирная линия) режимах от интенсивности облучения  $\xi_0$  ( $\theta_0 = 0,95$ )

кальный режим) степень анизотропии данных процессов не превышает 2,5–3.

*Радиационно-стимулированное травление.* Как показано в работах [1, 5] и в настоящей статье, наиболее высокой степени анизотропии радиационно-стимулированного травления следует ожидать в условиях, когда степень заполнения поверхности ФС  $\theta_0$  продуктом реакции травления близка к единице (в этом случае продукт является монослойным резистом, который удаляется ионизирующим облучением), а коэффициент неупругого отражения квантов облучения пренебрежимо мал. Скорость травления увеличивается с ростом интенсивности облучения (см. формулу (5)), однако степень анизотропии при конечном коэффициенте неупругого отражения ионизирующего облучения сложным образом зависит от  $\xi_0$  как в локальном, так и диффузионном режимах. Теоретические оценки для D-режима травления поликристаллических образцов показывают, что отношение скорости травления для элемента  $w_y$  к скорости бокового подтравливания  $w_x - \alpha_D^{st} = w_y/w_x$  (рис. 2) в этом случае имеет максимум при интенсивности облучения  $\xi_m = \sqrt{\frac{1-\theta}{\zeta\theta^2}}$ , а с дальнейшим ростом  $\xi_0$  и  $\alpha_D^{st}$  стремится к единице. Выражение для оптимальной интенсивности облучения  $\xi_m$  в L-режиме значительно сложнее и здесь не приводится.

На рис. 5 представлена теоретическая зависимость  $\alpha_L^{st}$  от интенсивности облучения  $\xi_0$  в условиях, когда отношение плотности потока ХАЧ на боковую стенку элемента  $F_x$  к плотности потока на его дно  $F_y$  равно  $F_x/F_y = 0,3$  (сплошная линия). Пунктиром изображена аналогичная теоретическая зависимость  $\alpha_D^{st}$  от  $\xi_0$  при тех же значениях  $\zeta$  и  $\theta_0$ . Из рисунка видно, что зависимость  $\alpha_L^{st}$  в отличие от зависимости  $\alpha_D^{st}$  от  $\xi_0$  имеет менее острый максимум и с увеличением  $\xi_0$  асимптотически стремится к величине  $F_y/F_x$ . Из рисунка видно также, что в L- и D-режимах травления при значениях  $\zeta \leq 0,3$  и  $\theta_0 \geq 0,95$ , представляющих наибольший интерес (предельное увеличение скорости травления на облучаемом участке по сравнению с затененным при  $\zeta = 0$  равно  $\beta_{max} = 1/(1-\theta_0)$  [1, 5]), максимум анизотропии достигается при значениях  $\xi_0 \leq 1 \div 3$ . При давлении ХАЧ  $P$  около  $10^{-4}$  мм рт.ст., температуре газа около 300 К,  $m = 80$  а.е.,  $\langle \sigma_1 \rangle / \langle \sigma_a \rangle \sim 1$  и энергии квантов облучения около 100 эВ эта интенсивность соответствует мощности примерно  $0,3$  Вт/см<sup>2</sup>.

Скорость травления при этом может достигать 100 нм/мин.

Далее показаны некоторые результаты численных экспериментов по радиационно-стимулированному травлению поликристаллических образцов. В расчетах предполагалось, что маскирующее покрытие не деградирует под воздействием облучения. Вероятность прилипания ХАЧ к поверхности ФС полагалась равной 0,4, что характерно, как указывалось выше, для радикалов  $CF_x$  (их вероятности прилипания находятся в интервале 0,08–0,75 [19]). Рассматривался монохроматический поток облучения, падающий нормально к поверхности ФС. Коэффициент неупругого отражения квантов облучения принимали равным 0,1 (эта величина характерна для отражения электронов Ge, Ga, Si при энергиях первичного потока ~ 100 эВ [17]). Предполагалось, что от резиста отражается 5% квантов с энергиями  $\geq 50$  эВ.

На рис. 6 представлены результаты численных экспериментов по радиационно-стимулированному травлению в *L*- и *D*-режимах. На рис. 6, *a* показан полученный при моделировании предельно достижимый профиль радиационно-стимулированного травления. Такие профили экспериментально получены в работе [16] при реактивном ионно-лучевом травлении GaAs в атмосфере  $Cl_2$  с давлением  $P = 2 \cdot 10^{-3}$  мм рт.ст. в сопровождении ионов  $Ar^+$  с энергией 500 эВ при плотности тока 20 мА/см<sup>2</sup>. Указанные параметры соответствуют значению  $\xi_0 \approx 1$ . На рис. 6, *b* и *в* для сравнения приведены профили, получаемые при газофазном травлении в *L*-режиме и при электронно-стимулированном травлении, соответственно. Как видно из этих рисунков, включение ионизирующего облучения приводит к резкому увеличению анизотропии процесса от 1,25 до 6,7.

На рис. 7 приведена зависимость величины подтравливания от интенсивности облучения  $\xi_0$  в *L*- и *D*-режимах. В соответствии с теоретическими оценками она имеет минимум при  $\xi_0 \approx 1,5$ .

Результаты численных экспериментов по электронно-стимулированному травлению показывают, что данный процесс при сравнительно невысоких мощностях облучения (до 0,3–1 Вт/см<sup>2</sup>) обеспечивает коэффициент анизотропии около 10. При облучении поверхности ФС ионами, когда эффективный поток вторичного излучения незначителен, коэффициент анизотропии может превосходить 100 (см. рис. 6, *a*).

Таким образом, построена математическая модель процесса модификации поверхности функциональных слоев при газофазном, плазмохимическом и радиационно-стимулированном травлении, основанная на атомно-молекулярном рассмотрении взаимодействия химически активных частиц с поверхностью аморфных и кристаллических твердых тел и взаимодействия ионизирующих излучений с

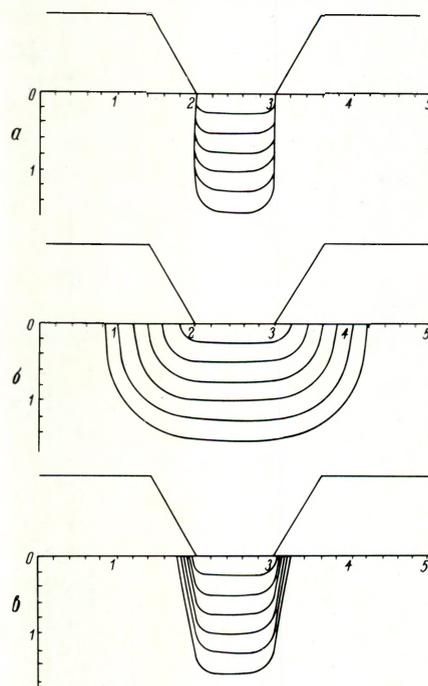


Рис. 6. Радиационно-стимулированное и газофазное травление в *L*-режиме: *a* — предельно достижимый профиль радиационно-стимулированного травления ( $\sigma=0,4$ ;  $\theta_0=0,9999$ ;  $\xi_0=1$ ;  $\xi_0=0,01$ ); *b* — газофазное травление ( $\sigma=0,4$ ;  $\theta_0=0,95$ ); *в* — электронно-стимулированное травление ( $\sigma=0,4$ ;  $\theta_0=0,95$ ;  $\xi_0=1$ ;  $\zeta=0,1$ )

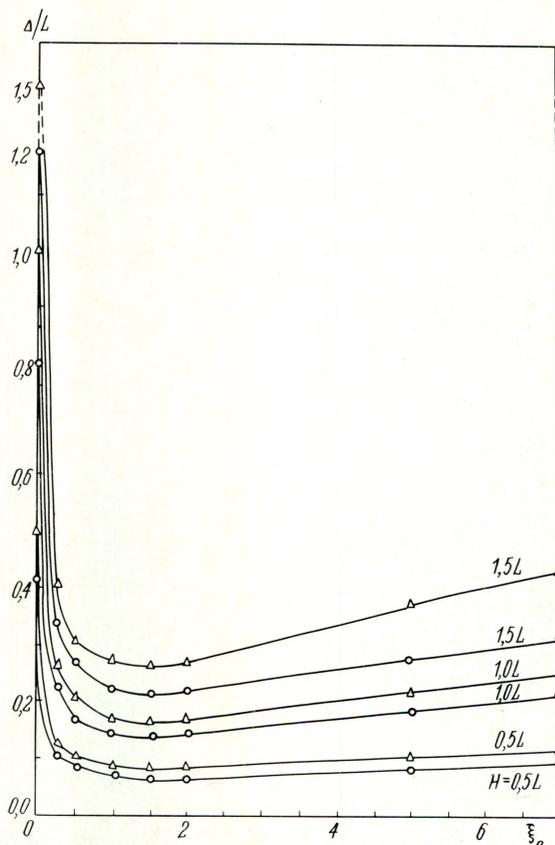


Рис. 7. Зависимость величины подтравливания от интенсивности облучения в *L* — (○) и *D* — (△) режимах ( $\sigma=0,4$ ;  $\theta_0=0,95$ ;  $\zeta=0,1$ ;  $h=1L$ )

адсорбированными слоями. Разработан алгоритм и создан комплекс программ для исследования динамики формирования элементов рельефа поверхности функционального слоя в процессе травления. Проведены численные эксперименты по модификации поверхности функционального слоя в процессе газофазного, плазмохимического и радиационно-стимулированного травления.

На основании результатов численных экспериментов установлено:

газофазное и плазмохимическое травление даже в идеальных условиях обладает малой степенью анизотропии ( $\alpha \leq 2,5 \div 3$ ), недостаточной для гарантированного воспроизведения изображения субмикронных размеров при травлении на глубину до 1 мкм;

радиационно-стимулированное травление имеет высокую степень анизотропии ( $\alpha \geq 10$ ) и при допустимой мощности облучения ( $0,3-1 \text{ Вт/см}^2$ ) обеспечивает воспроизведение размеров до 0,1 мкм при травлении на глубину 1 мкм и более;

обнаружено явление немонотонной зависимости степени анизотропии от интенсивности облучения позволяет для каждого материала ФС подобрать интенсивность облучения, гарантирующую максимальную анизотропию процесса радиационно-стимулированного травления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кустов В.А., Пекарчук С.Б. Кинетика и механизмы анизотропии радиационно-стимулированного плазмохимического травления.— Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1983, вып. 9, с. 52—57.
2. Winters H.F. The role of chemisorption in plasma etching.— J. Appl. Phys., 1978, v. 49, N 10, p. 5165—5170.
3. Coburn J.W., Winters H.F. Ion- and electron assisted gas-surface chemistry.— J. Appl. Phys., 1979, v. 50, N 5, p. 3189—3196.
4. Coburn J.W., Winters H.F. Plasma etching discussion of mechanisms.— J. Vac. Sci. Techn., 1979, v. 16, N 2, p. 391—403.
5. Кустов В.А., Пекарчук С.Б. Увеличение скорости плазмохимического травления радиационным стимулированием десорбции продуктов реакции.— Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, вып. 4, с. 200—203.
6. Электронно-стимулированное плазмохимическое травление Si и SiO<sub>2</sub>/В.Ю.Киреев, М.А.Кремеров, В.А.Кустов, С.Б.Пекарчук.— Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, вып. 18, с. 1092—1095.
7. Winters H.F., Coburn J.W., Chuang T.J. Summary abstract: Surface processes in plasma-assisted etching environment.— J. Vac. Sci. Techn. A, 1983, v. 1, N 2, p. 1157, 1158.
8. Кустов В.А., Пекарчук С.Б. Метод численного расчета профиля в процессе сухого травления поверхности функционального слоя.— Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1983, вып. 7, с. 50—53.
9. Кустов В.А., Пекарчук С.Б. Влияние коэффициента прилипания химически активных частиц к поверхности функционального слоя на качество изображения, формируемого в процессе сухого травления.— Электронная техника, Сер. 1. Электроника СВЧ, 1983, вып. 8, с. 65—66.
10. VLSI process modelling — SUPREM III/C.P. Ho, J.D. Plummer, S.E. Hansen, R.W. Dutton.— IEEE Trans. Electr. Dev., 1983, v. ED-30, N 11, p. 1438—1453.
11. Penumally B.R. A comprehensive two-dimensional VLSI process, simulation program, VICEPS.— IEEE Trans. Electr. Dev., 1983, v. ED-30, N 9, p. 986—992.
12. Кустов В.А., Пекарчук С.Б. Кинетика реакций химического распыления поверхности твердых тел в активных газовых средах.— Журнал физ. химии, 1983, т. 57, № 12, с. 2962—2966.
13. Межфазовая граница газ — твердое тело./ Под ред. Э.Флада.— М.: Мир, 1970.— 309 с.
14. Берд Г. Молекулярная газовая динамика.— М.: Мир, 1961.— 319 с.
15. Паттерсон Г.Н. Молекулярное течение газов.— М.: ИЛ, 1960.— 272 с.
16. Коган М.Н. Динамика разреженного газа.— М.: Наука, 1967.— 440 с.
17. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия.— М.: Наука, 1969.— 407 с.
18. Lichtman D. Mechanisms of desorption due to electrons or photons.— Surf. Sci., 1979, v. 90, N 3, p. 579—587.
19. Adams A.S., Caprio C.D. Edge profile in the plasma etching of polycrystalline silicon.— Solid State Sci. Techn., 1981, v. 128, N 2, p. 366—370.
20. Large area ion beam assisted of GaAs with high etch rates and controlled anisotropy/G.A. Lincoln, M.W. Geis, S. Pang, N.N. Efremov.— J. Vac. Sci. Techn., B., 1983, v. 1, N 4, p. 1043—1046.

Статья поступила 29 июня 1984 г.

УДК 621.382.002.2:621.9.048.7

М.Б.Гущин, В.М.Петров, В.В.Покровский,  
Е.Я.Сприжницкая

## ОПТИМАЛЬНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОМ ИОННО-ЛУЧЕВОГО ТРАВЛЕНИЯ

Задача оптимального управления процессом ионно-лучевого травления с целью минимизации ухода геометрических размеров вытравливаемых элементов решается с помощью изменения угла падения ионного луча относительно мишени.

Изготовление ИС с элементами микронных и субмикронных размеров обуславливает необходимость применения прогрессивных методов создания рисунка функциональных слоев, таких как рентгено- и электронолитография, фотолитография в дальнем ультрафиолете для защитной маски, различных способов так называемого "сухого" травления (плазмохимического, ионно-химического, реактивного ионно-лучевого) для рельефного рисунка функциональных слоев. Каждый из способов сухого травления имеет свои достоинства и недостатки, определяющие их использование для создания рисунка ИС. Так, ионное травление отличается меньшими скоростями и селективностью, но не ограничено классом материалов и поэтому остается вне конкуренции там, где применение химически активной плазмы невозможно. Наибольшую точность воспроизведения формы и размеров элементов обеспечивает

разновидность способа ионного травления – ионно-лучевое травление (ИЛТ), основанное на действии хорошо коллимированных моноэнергетических пучков ионов и позволяющее менять угол наклона мишени относительно ионного пучка и управлять тем самым углом наклона профиля вытравливаемых элементов. Создание высокопроизводительных вакуумных насосов позволяет применять ионные источники с большим диаметром ионного луча, что делает метод ИЛТ по производительности конкурентоспособным с другими методами сухого травления.

Одним из преимуществ метода ИЛТ является наличие достаточно точной математической модели, описывающей эволюцию процесса. Эволюция поверхности произвольной формы в процессе ионной бомбардировки описывается уравнением

$$v(\theta) \left[ \left( \frac{\partial y}{\partial x} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} + \frac{\partial y}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

где  $y(x, t)$  – высота стравливаемой формы в момент времени  $t$  в положении  $x$ ,  $v(\theta)$  – функция зависимости скорости ионного распыления материала от угла, образованного лучом падения ионов и нормалью к распыляемой поверхности [1]. В частности, если пучок ионов перпендикулярен оси  $x$  (нормальное падение луча), то  $\theta = \arctg \frac{\partial y}{\partial x}$ .

Функция  $v(\theta)$  обычно задается экспериментально и, как правило, имеет вид, аналогичный изображенному на рис. 1. Характерной особенностью всех существующих резистов является немонотонность функции  $v(\theta)$ , т.е. существование некоторого  $\theta = \theta_{\max}$ , при котором  $v(\theta)$  максимально. Для решения уравнения (1) необходимо задать начальные условия, т.е. начальную форму распыляемого вещества

$$y(x, 0) = f(x). \quad (2)$$

Отметим, что уравнение (1) является нелинейным уравнением в частных производных первого порядка. Если обозначить  $\frac{\partial y}{\partial x}(x, t) = w(x, t)$ , то можно получить из уравнения (1) квазилинейное уравнение относительно  $w(x, t)$ , которое имеет следующий вид

$$F(w) \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial t} = 0, \quad (3)$$

где  $F = \frac{v/\partial\theta + v}{\sqrt{1+w^2}}$  с начальным условием  $w(x, 0) = \frac{\partial f}{\partial x}(x)$ ,

вытекающим из условия (2). Известно, что решение квазилинейного уравнения (3), определяемое глад-

кими начальными данными, может оказаться разрывным вдоль некоторой линии на плоскости  $(t, x)$  [2]. В данном случае разрыв решения  $w(t, x)$  означает, что на гладкой стравливаемой поверхности образуется угол. С помощью аналитических рассуждений можно доказать, что для произвольных начальных данных момент  $t^*$  образования разрыва производной вычисляется по формуле

$$t^* = \frac{1}{k_{\max}(\partial^2 v / \partial \theta^2 + v)},$$

где  $k$  – кривизна первоначальной формы поверхности  $f(x)$ . Для функций  $v(\theta)$ , имеющих вид, изображенный на рис. 1, максимум выражения  $(\partial^2 v / \partial \theta^2 + v)$  при нормальном падении луча достигается при  $\theta = \theta_{\max}$ , соответствующем мак-

симальной скорости распыления. Этот факт хорошо согласуется с известными результатами. Так, в ряде работ [5–7] показано, что при ионной бомбардировке с нормальным падением ионов на краях защитной маски образуются фаски, обеспечивающие максимальную скорость распыления ее материала. В случае полоскового элемента "форма максимального распыления" представляет собой вытянутый вдоль элемента клин с углом полураствора  $\theta_{\max}$ . Этот факт хорошо подтвержда-

ется и в процессе численного решения уравнения (3), для чего разработан разностный метод, основанный на применении квазилинеаризации на каждом шаге по времени [3].

Очевидно, что эффект вырождения защитной маски в "форму максимального распыления" крайне нежелателен, когда требуется получить элементы с вертикальной стенкой, так как после вырождения начинается интенсивный уход геометрических размеров вытравливаемых элементов. Однако, как указывалось выше, важной особенностью метода ИЛТ является возможность управления процессом

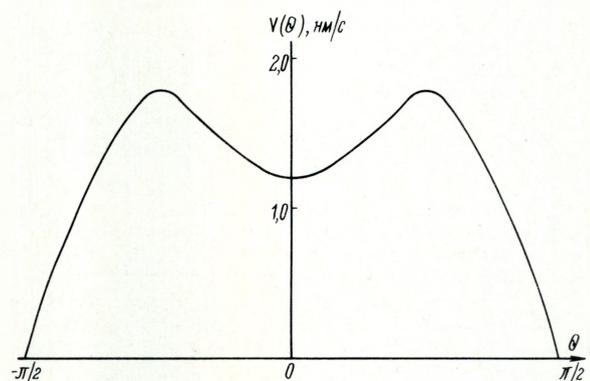


Рис. 1. Зависимость скорости ионного распыления материала от угла, образованного лучом падения ионов и нормалью к распыляемой поверхности

посредством изменения угла падения ионного луча относительно нормали, что позволяет изменить характер эволюции защитной маски. Наличие точной математической модели процесса дает возможность рассчитать оптимальный закон изменения во времени угла падения луча. Для такого расчета необходимо решать задачу на оптимальное управление. Сформулируем ее.

Пусть  $\alpha(t)$  — угол между направлением падения луча и перпендикуляром к оси  $x$ . В силу того, что  $\alpha$  может изменяться во времени,  $\alpha(t)$  будем считать управлением, которое должно выбираться так, чтобы форма вытравленного элемента была максимально приближена к требуемой, например, чтобы стенки элемента были вертикальны. На управление  $\alpha(t)$  наложены технологические ограничения:

$$0 \leq \alpha(t) \leq \alpha_0 < \pi/2. \quad (4)$$

Легко видеть, что уравнение (1) в случае переменного угла  $\alpha(t)$  останется неизменным, но выражение для  $\theta(x, t)$  преобразуется

$$\theta(x, t) = \arctg \frac{\partial y}{\partial x} + \alpha(t). \quad (5)$$

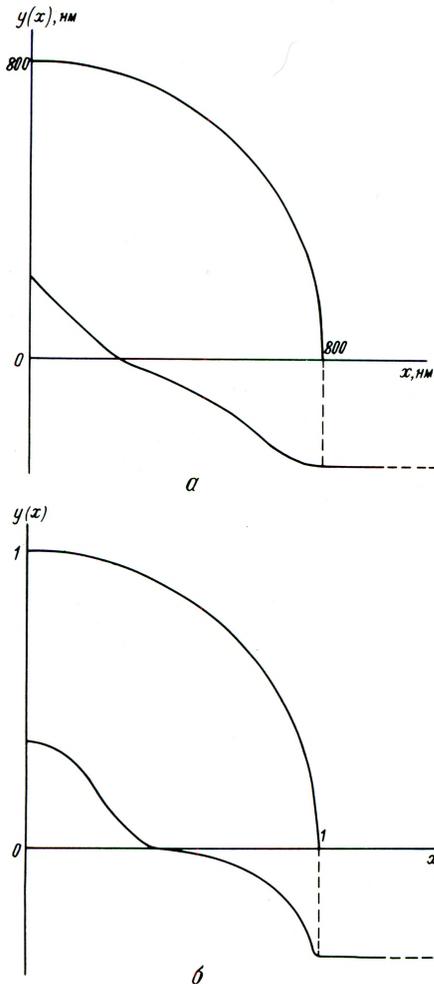


Рис. 2. Расчет режима ионно-лучевого травления при нормальном (а) и оптимальном (б) режимах

Технологически удобно менять угол  $\alpha(t)$  не непрерывно, а через некоторые промежутки времени, т.е.  $\alpha(t)$  считать кусочно-постоянной функцией. Полное время проведения процесса  $T$  разбивается точками  $0 = t_0 < t_1 < \dots < t_{n-1} = T$  на  $n$  интервалов  $[t_{i-1}, t_i]$ . В каждом интервале определено некоторое постоянное значение  $\alpha_i$  функции  $\alpha(t)$ , а точки  $t_i$  ( $i = 1, \dots, n-1$ ) являются моментами переключений  $\alpha(t)$  с одного значения на другое. Задача расчета оптимального управления процессом ИЛТ решается следующим образом.

Определяют функцию  $y(x, t)$ , удовлетворяющую уравнению (1) с условиями (2), (5), значения  $\alpha_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ) с учетом ограничений (4) в интервалах времени  $[t_{i-1}, t_i]$  и моменты переключений  $t_i$  ( $i = 1, \dots, n-1$ ), при этом некоторый функционал  $I$ , характеризующий близость получаемого профиля к требуемому, должен принимать наименьшее значение. В качестве минимизируемого функционала обычно принимается квадратичный функционал

$$I = \int_a^b [y(x, T) - y^*(x)]^2 dx.$$

Здесь  $y^*(x)$  — заданная функция, отражающая требуемую форму профиля,  $a, b$  — постоянные, характеризующие отрезок, на котором требования к форме профиля наиболее важны. Например, если основным требованием является вертикальность стенок вытравливаемого элемента, то пределы интегрирования  $a$  и  $b$  можно выбрать в некоторой окрестности образования стенок, а в качестве функции  $y^*(x)$  взять ступеньку.

Очевидно, что функционал  $I$  становится функцией  $2n-1$  переменных

$$I = I(\alpha_1, \dots, \alpha_n, t_1, \dots, t_{n-1}).$$

При этом, если полное время процесса травления  $T$  не задано, а определяется в ходе решения задачи, то функционал  $I$  становится функцией  $2n$  переменных:

$$I = I(\alpha_1, \dots, \alpha_n, t_1, \dots, t_n), \quad (6)$$

где  $t_n = T$ .

Для того, чтобы вычислить значение этой функции в какой-либо точке, необходимо решить уравнение (1) при заданных  $\alpha_1, \dots, \alpha_n, t_1, \dots, t_n$ .

Минимизацию функции (6) с учетом ограничений (4) удобнее всего проводить с помощью градиентных методов [4]. Для применения этих методов необходимо достаточно быстро и точно вычислять в каждой точке производные  $\partial I / \partial \alpha_1, \dots, \partial I / \partial \alpha_n, \partial I / \partial t_1, \dots, \partial I / \partial t_n$ . Самым эффек-

тивным для вычисления этих производных, очевидно, является метод, используемый в математической теории оптимальных процессов [4].

В качестве иллюстрации расчета оптимального режима ИЛТ рассмотрим следующий пример. Пусть требуется вытравить полосковую ступеньку с вертикальными стенками заданной глубины. Защитная маска при этом представляет в поперечном сечении полукруг. На рис. 2 представлены результаты расчетов. На рис. 2, а показан конечный результат при обычном нормальном травлении, а на рис. 2, б — при оптимальном режиме травления с одним переключением  $t_1$ . Пунктирной линией обозначен требуемый профиль, а сплошной линией — полученный конечный результат. Как видно из рисунка, при оптимальном режиме результат существенно ближе к требуемой форме элемента. При этом, как показали расчеты, угол падения ионов вначале составляет  $0^\circ$  (случай нормального травления), а затем приближается к  $30^\circ$ . Момент переключения  $t_1 \approx T/4$ , где  $T$  — полное время процесса травления. Очевидно, если решать задачу с большим количеством переключений, результат окажется еще лучше.

Описанный выше способ управления процессом ИЛТ является не единственным. Наряду с изменением угла падения ионного луча можно вращать мишень относительно нормали, что открывает дополнительные возможности влияния на изменение характера эволюции защитной маски. Во-первых, при включении вращения достигается необходимая симметричность вытравливаемых элементов. Во-вторых, появляется еще одна возможность управления процессом — с помощью изменения скорости вращения мишени. При этом уравнение (1), описывающее эволюцию профиля вытравливаемых элементов, остается справедливым, за исключением того, что угол  $\theta$  в этом уравнении должен теперь вычисляться из соотношения

$$\cos \theta = \frac{\frac{\partial y}{\partial x} \sin \alpha \sin \omega t + \cos \alpha}{\sqrt{1 + (\partial y / \partial x)^2}},$$

где  $\omega$  — скорость вращения мишени, которая в общем случае зависит от времени  $t$ . Расчеты, проведенные на ЭВМ, и экспериментальные данные показали, что расположение мишени под углом и вращение ее относительно нормали препятствуют образованию "формы максимального распыления" и расширяют границы ИЛТ в части управления краем профиля вытравливаемого элемента. Разработанная математическая модель процесса ИЛТ позволяет решать так называемую обратную задачу, т.е. из необходимого конечного результата восстанавливать исходную форму профиля защитной маски.

В заключение отметим, что для вычисления оптимальных режимов управления процессом с помощью изменения угла падения ионного луча с учетом и без учета вращения мишени разработаны программы для ЭВМ ВЭСМ-6, которые позволяют по требуемым конечным результатам рассчитывать зависимость угла падения ионного луча

от времени, полное время процесса и оптимальную скорость вращения мишени непосредственно перед проведением процесса. Реализация рассчитанных режимов существенно повышает качество процесса и сокращает время экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Модель эволюции профиля фоторезистивной защитной маски в процессе ионно-лучевого травления/М.Б.Гущин, Р.Д.Иванов, Е.С.Лабутин и др.— Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника, 1979, вып. 2, с. 90.
2. Л у р ь е К.А. Оптимальное управление в задачах математической физики.— М.: Наука, 1975.— 480 с.
3. Г о д у н о в С.К., Р я б е н ь к и й В.С. Введение в теорию разностных схем.— М.: Физматгиз, 1977.— 440 с.
4. Ф е д о р е н к о Р.П. Приближенное решение задач оптимального управления.— М.: Наука, 1978.— 487 с.
5. D o s o m m u n I.D., G a n t a g r e l M., M o u l i n M. Evolution of well defined surface contour submitted to ion bombardment.— J. of Materials Sci. Lett., 1975, N 10, p. 52.
6. I s h i t a n i T., K a t o M., S h i m i z i R. Comments on the equilibrium topography of sputtered amorphous solids.— J. of Materials Sci. Lett., 1974, N 9, p. 505.
7. G a n t a g r e l M. Considerations of high resolution patterns engraved by ion etching.— IEEE Trans. on Electron Dev., 1975, v. ED-22, N 7, p. 483.

Статья поступила 26 июня 1984 г.

УДК 621.315.592.3.002.2:621.9.048.7

А.З.Тейтельбаум, А.В.Ходунов

### ОДНОМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ИОННОГО ЛЕГИРОВАНИЯ И ДИФФУЗИОННОГО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ В КРЕМНИИ

Использование в подсистеме моделирования технологических процессов "Дельта-1" математических моделей для расчета концентрационных профилей бора, фосфора, мышьяка и сурьмы, формируемых при проведении процессов ионного легирования и высокотемпературного отжига, способствовало сокращению на 17% длительности ионного легирования и на 20% длительности процесса окисления.

Повышение функциональной сложности современных БИС и СБИС, требования к их высокой надежности делают невозможным проектирование новых приборов без учета основных технологических факторов, к числу которых относятся, в частности, режимы ионного легирования (ИЛ), диффузии и окисления.

Модели процессов ИЛ позволяют рассчитывать профили распределения примесей, имплантированных в кремний как с чистой поверхности, так и сквозь слой диэлектрика (окисла и нитрида). Рас-

предела бора описываются кривой Пирсона типа IV [1], а других примесей — сопряженными полугауссовыми кривыми [2] (в случае внедрения примесей в монокристаллический кремний учитывается наличие экспоненциального "хвоста" распределений). Модели диффузионного перераспределения примесей учитывают зависимость коэффициента диффузии от концентрации; при диффузии в окислительной среде дополнительно учитываются ориентация кристалла, скорость окисления.

**Ионное легирование.** Существует два подхода к моделированию процесса ИЛ: метод моментов и метод Монте-Карло. Основным преимуществом метода моментов с точки зрения практических использований в САПР является его экономичность: таблицы моментов для фиксированных значений энергий и комбинации "ион-мишень" можно использовать в расчетах с помощью их интерполяции для всех промежуточных значений энергий. Таблицы моментов могут быть вычислены теоретически [3, 4] либо определены экспериментально.

На практике обычно используются классы распределений, для определения которых требуется знание не более четырех первых моментов:  $R_p$  — среднего продольного проецированного пробега,  $\sigma_p$  — стандартного отклонения,  $\gamma_1$  — безразмерного третьего момента (асимметрии),  $\beta_2$  — безразмерного четвертого момента (эксцесса). Координата  $R$  отсчитывается от поверхности легируемого образца  $x = (R - R_p) / \sigma_p$ .

Сопряженное полугауссово распределение полностью определяется первыми тремя моментами  $R_p$ ,  $\sigma_p$  и  $\gamma_1$  и получается из двух половин гауссовых кривых, соединяемых в точке  $R_m$ :

$$f(R) = \begin{cases} C_m \exp(-(R - R_m) / 2\sigma_1^2) & \text{при } 0 < R < R_m, \\ C_m \exp(-(R - R_m) / 2\sigma_2^2) & \text{при } R_m < R < \infty \end{cases} \quad (1),$$

где  $R_m = R - 2\Delta a$ ;  $a = (2/\pi)^{1/2}$ ;  $\sigma_1 = \sigma_m - \Delta$ ;  $\sigma_2 = \sigma_m + \Delta$ ;

$$\Delta = \frac{3\gamma_0\sigma_p}{2a} \cos\left[\frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \arccos(\gamma_1/\gamma_0)\right];$$

$$\sigma_m = \sigma_p \left[1 - (3 - 4a^2) \frac{\Delta^2}{\sigma_p^2}\right]^{1/2};$$

$$\gamma_0 = \frac{2}{3} [3(\pi - 3)]^{-1/2} = 1,022887;$$

$C_m = aQ[\sigma_1 \operatorname{erf}(R_m/\sigma_1\sqrt{2}) + \sigma_2]^{-1}$  — масштабный множитель, пропорциональный полной дозе ( $Q$ ) внедряемой примеси.

Область определения распределений этого типа ограничена условием  $|\gamma_1| < \gamma_0$ , что не позволяет описывать с их помощью профили внедрения легких ионов достаточно высоких энергий. Так, при легировании кремния ионами бора диапазон допустимых энергий ограничен сверху величиной 70 кэВ, в то время как для фосфора она составляет 700 кэВ, а для ионов мышьяка и сурьмы — более 1000 кэВ [4]. Поэтому с учетом практически используемого диапазона энергий это распределение целесообразно применять только для ионов P, As, Sb, а для ионов В использовать распределение Пирсона типа IV.]

Распределения Пирсона типа IV получаются при  $b^2 - 4b_0b_2 < 0$  в виде

$$C(x) = f_{IV}(x) = C_m |b_2x^2 + b_1x + b_0|^{-1/2} \exp\left[-\frac{b_1(1/b_2 + 2)}{\sqrt{|D|}} \arctg\left(\frac{2b_2x + b_1}{\sqrt{|D|}}\right)\right], \quad (2)$$

где коэффициенты  $b_0$ ,  $b_1$ ,  $b_2$  выражаются через  $\gamma_1$  и  $\beta_2$ :  $b_0 = -(4\beta_2 - 3\gamma_1^2)/A$ ;  $b_1 = -\gamma_1(\beta_2 + 3)/A$ ;  $b_2 = -(2\beta_2 - 3\gamma_1^2 - 6)/A$ ;  $A = 10\beta_2 - 12\gamma_1^2 - 18$ . Постоянная  $C_m$  находится из условия нормирования на полную дозу  $Q$ , внедренную в образец:

$$Q = \int_0^\infty f_{IV}\left(\frac{R - R_p}{\sigma_p}\right) dR = \sigma_p \int_{-R_p/\sigma_p}^\infty f_{IV}(x) dx.$$

Ограничения на моменты  $\gamma_1$  и  $\beta_2$  для распределения Пирсона типа IV следующие:

$$0 < \gamma_1^2 < 32, \quad \beta_2 > \beta_2^* =$$

$$3[13\gamma_1^2 + 16 + 2(\gamma_1^2 + 4)]^{1/2}/(32 - \gamma_1^2). \quad (3)$$

Расчетные значения моментов  $R_p$ ,  $\sigma_p$ ,  $\gamma_1$  для бора, имплантированного в аморфный кремний, в указанном диапазоне энергий хорошо согласуются с экспериментальными [2-4]. В то же время расчетные значения  $\beta_2$  занижены (что является, по-видимому, следствием неточности исходных моделей для этих расчетов) и приводят к распределениям, отличным от описанного выше. Поэтому для практических расчетов используется сплайн-интерполяция экспериментально полученных значений [2], дополненных значениями  $\beta_2 = 3$  при  $E = 0$  и  $\beta_2 = 74,0$  при  $E = 1000$  кэВ.

Для монокристаллического кремния реальные профили распределения могут заметно отличаться от описанных выше вследствие эффектов каналирования, межузельной диффузии внедренной при-

меси в процессе проведения ИЛ и других явлений. На практике для повышения воспроизводимости процессов влияние этих эффектов стараются уменьшить. В частности, каналирование существенно подавляется путем дезориентации ионного пучка относительно кристаллографических осей с малыми индексами или при имплантации через аморфный слой (окисел или нитрид кремния, аморфизованный кремний). Однако и в этом случае при  $R \gg R_p$  спад концентрации имеет примерно экспоненциальный характер. Этот участок кривой распределения получил название экспоненциального "хвоста", а его присутствие указывает на остаточные эффекты кристаллической структуры. В этом случае распределение принимает вид

$$C(R) = \begin{cases} C_m f(R) & \text{при } R \leq R_0, \\ C_m f(R_0) \exp[(R - R_0)/\lambda] & \text{при } R \geq R_0, \end{cases}$$

где  $f(R)$  – описанные выше распределения,  $R_m$  и  $R_0$  – координаты максимума концентрации и точки сопряжения кривой  $f(R)$  с "хвостом"  $R_0 > R_m$ ,  $\lambda$  – характеристическая длина "хвоста". Анализ экспериментальных данных и численные расчеты показали, что в первом приближении величину  $\lambda$  можно считать не зависящей от дозы и энергии, в отличие от величины  $R_0$ . Величина  $F^* = f(R_m^*)/f(R_0)$ , как оказалось, существенно зависит только от дозы для заданной комбинации "ион-мишень". Выбранные значения  $\lambda$  и  $F^*$  приведены в таблице.

Значения параметров  $\lambda$  и  $F^*$

| Доза, см <sup>-2</sup> | Типы примесей                   |                                    |                                    |
|------------------------|---------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|
|                        | Бор<br>( $\lambda = 0,045$ мкм) | Фосфор<br>( $\lambda = 0,067$ мкм) | Мышьяк<br>( $\lambda = 0,022$ мкм) |
| $< 10^{13}$            | 2,0                             | 5                                  | 2,0                                |
| $10^{13}$              | 2,3                             | 17                                 | 2,3                                |
| $5 \cdot 10^{13}$      | 2,6                             | 40                                 | 5,0                                |
| $10^{14}$              | 6,0                             | 44                                 | 5,3                                |
| $5 \cdot 10^{14}$      | 10,2                            | 51                                 | 12,4                               |
| $10^{15}$              | 12,5                            | 55                                 | 16,7                               |
| $5 \cdot 10^{15}$      | 13,0                            | 62                                 | 20,0                               |
| $10^{16}$              | 14,3                            | 71                                 | 33,0                               |
| $5 \cdot 10^{16}$      | 21,0                            | 150                                | 42,3                               |

Ион сурьмы имеет сравнительно большие размеры и массу по отношению к соответствующим параметрам кремния. Из-за этого, по-видимому, явления, приводящие к образованию экспоненциального "хвоста" у распределений более легких примесей, для сурьмы играют пренебрежимо малую роль. Таким образом, при описании распределения сурьмы, имплантированной в кристаллический кремний, экспоненциальный хвост не используется.

При ионном легировании сквозь поверхностный маскирующий слой двуокиси или нитрида кремния

толщиной  $d$  используется простой приближенный метод [5].

Пусть  $f_1(R)$  и  $f_2(R)$  – распределения внедренной примеси в материале указанного слоя и в кремнии при одинаковых энергии и дозе. Тогда полное распределение в двухслойной структуре описывается функцией

$$f(R) = \begin{cases} f_1(R) & \text{при } 0 \leq R < d, \\ f_2(R + l - d) & \text{при } d \leq R < \infty, \end{cases}$$

где величина  $l$  находится из уравнения

$$\int_0^d f_1(R) dR = \int_0^l f_2(R) dR.$$

На границе между слоями возникает скачок концентраций примеси, что, по-видимому, подтверждается экспериментально [5].

Описанный способ расчета основан на том, что у материалов с близкими или одинаковыми тормозными способностями, но разными плотностями, универсальные безразмерные распределения должны приблизительно совпадать.

Диффузионное перераспределение примеси в кремнии, на поверхности которого имеется слой  $Si_3N_4$ , описывается краевой задачей:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (D(t, C) \frac{\partial C}{\partial x}) \quad \text{при } 0 < x < l, \quad (4)$$

$$C(x, 0) = C_0(x) \quad \text{при } 0 \leq x \leq l, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} C(0, t) = 0 \quad \text{при } 0 < t \leq t_m, \quad (6)$$

$$C(l, t) = C_0(l) \quad \text{при } 0 < t \leq t_m, \quad (7)$$

где  $D = D(t, C)$  – коэффициент диффузии, зависящий от концентрации примеси и времени (для процессов с изменяющейся во времени температурой);  $C_0(x)$  – начальная концентрация примеси, описываемая одним из выражений, приведенных выше,  $l$  – координата, выбираемая таким образом, чтобы в течение всего интервала времени  $0 < t \leq t_m$  выполнялось уравнение (7). Диффузионное перераспределение примеси, имплантированной в кремний с чистой поверхностью, в окислительной атмосфере описывается задачей [6]:

$$\frac{\partial C_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (D_1(t, C_1) \frac{\partial C_1}{\partial x}) + (1 - \alpha) \frac{dX}{dt} \frac{\partial C_1}{\partial x} \quad \text{при } x_1(t) < x < x_2(t), \quad (8)$$

$$\frac{\partial C_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (D_2(x, t, C_2)) \frac{\partial C_2}{\partial x} \quad \text{при } x_2(t) < x < l, \quad (9)$$

$$C_1(x, 0) = C_{1,0}(x) \quad \text{при } x_1(0) \leq x \leq x_2(0) - 0, \quad (10)$$

$$C_2(x, 0) = C_{2,0}(x) \quad \text{при } x_2(0) + 0 < x \leq l, \quad (11)$$

$$X(0) = x_2(0) - x_1(0) > 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial C_1(x, t)}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x = x_1(t),$$

$$C_2(x, t) = C_{2,0}(x) \quad \text{при } x = l \quad (13)$$

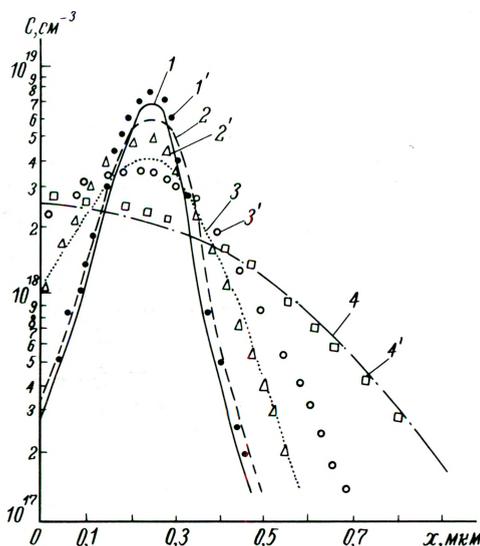
$$C_1(x, t) = m C_2(x, t) \quad \text{при } x = x_2(t), \quad (14)$$

$$D_1 \frac{\partial C_1}{\partial x} + \frac{dX}{dt} C_1 = D_2 \frac{\partial C_2}{\partial x} + \alpha \frac{dX}{dt} C_2$$

при  $x = x_2(t)$ . (15)

Здесь  $X = X(t)$  — толщина окисла;  $x_1 = x_1(t)$ ,  $x_2 = x_2(t)$  — координаты поверхностей раздела газ-окисел и окисел-кремний, соответственно,  $\alpha$  — отношение окисленного объема кремния к объему образовавшегося окисла,  $m = m(t)$  — коэффициент сегрегации примеси на границе раздела Si-SiO<sub>2</sub>.

Для случаев термической обработки в нейтральной среде и окисления структур Si-SiO<sub>2</sub>-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> — процесс описывается задачей (8–15) с  $X(t) = \text{const}$ ,  $x_1(t) = \text{const}$ ,  $x_2(t) = \text{const}$ .



Распределение внедренного бора в нейтральной атмосфере ( $E=40$  кэВ,  $Q=16,0$  мкКл/см<sup>2</sup>,  $t_{\text{отж}}=35$  мин), полученное расчетным путем и экспериментально до отжига (1 и 1', соответственно) и после отжига при температурах 900°C (2 и 2'), 1000°C (3 и 3') и 1100°C (4 и 4')

Задачи (4–7) и (8–15) решаются методом конечных разностей с использованием неявных разностных схем на неравномерной сетке по  $x$  и  $t$ , аналогичных приведенным в работе [6]. Генерация сетки производится автоматически. Сетка по  $t$  строится следующим образом:  $t_j = j^2 \tau_0$ ,  $j = 1, 2, \dots, N_t$ , причем начальный шаг  $\tau_0 = t_m / 100$ .

Пространственная сетка строится с таким расчетом, чтобы сгущение сетки было в области больших градиентов концентраций. Как правило, наибольшие градиенты имеют место вблизи поверхности кремния. Поэтому сетка по  $x$  строится следующим образом: в области кремния при  $0 \leq x \leq 0,05$  мкм шаг сетки выбирается постоянным и равным 0,005 мкм, а далее он удваивается через каждые 100 точек.

**Исследование моделей.** Результаты использования описанных моделей рассмотрены на примере диффузии имплантированного бора в нейтральной и окислительной средах.

На рисунке приведены рассчитанные по описанным моделям и экспериментальные [2] распределения бора непосредственно после ионного легирования и после отжига в инертной среде в течение  $t_m = 35$  м, при температурах 900, 1000 и 1100°C. Коэффициент диффузии бора в кремнии вычисляется по формуле, приведенной в работе [8], при значении параметра  $\beta = 3$ , а собственный коэффициент диффузии  $D_i = 5,1 \exp(-3,66/kT)$  см<sup>2</sup>/с.

Как видно из рисунка, рассчитанные распределения бора непосредственно после ионного легирования хорошо согласуются с экспериментальными. То же можно сказать и относительно распределения после отжига при температуре  $T = 1100^\circ\text{C}$ .

В то же время для температуры отжига 900°C экспериментальный профиль заметно шире расчетного. Это расхождение обусловлено тем, что используемая модель не учитывает явления радиационно-ускоренной диффузии, связанной с наличием большого количества междоузельных атомов бора и избыточного количества вакансий в кремнии. С ростом температуры вклад этих факторов в общий процесс диффузии уменьшается, о чем свидетельствует хорошее совпадение расчетных и экспериментальных результатов для температуры 1100°C.

Результаты моделирования последовательно проводимых процессов ионного легирования и отжига фосфора и бора рассмотрены ниже. Сначала в пластину монокристаллического кремния  $n$ -типа ориентации  $\langle 100 \rangle$  с удельным сопротивлением 4,5 Ом см внедрялся фосфор с энергией 40 кэВ и дозой 0,15 мкКл/см<sup>2</sup>, который затем отжигался в сухом кислороде при температуре 1150°C. В сформированную таким образом структуру внедрялся бор с энергией 40 кэВ с последующим отжигом во

влажном кислороде при температуре  $1200^{\circ}\text{C}$  в течение 6 ч. Измеренные параметры структуры: толщина окисла  $d_{\text{ок}} = 0,49 \div 0,52$  мкм, поверхностное сопротивление  $R_s = 1,41 \div 1,53$  кОм/квadrat, глубина перехода  $x_j = 7,0 \div 7,43$  мкм. Рассчитанные параметры соответственно:  $d_{\text{ок}} = 0,49$  мкм,  $R_s = 1,52$  кОм/квadrat,  $x_j = 7,12$  мкм. Из приведенных данных видно хорошее согласие рассчитанных и экспериментальных значений.

Коэффициенты диффузии вычисляются по формуле:  $D = D_N + \Delta D_{\text{ок}}$ , где  $D_N$  — коэффициент диффузии при отжиге в нейтральной среде,  $\Delta D_{\text{ок}}$  — поправка, учитывающая ускорение диффузии при окислении (используется только для бора).

Коэффициент  $D_N$  для фосфора определен в работе [8], а поправка  $\Delta D_{\text{ок}}$  приведена в работе [9].

Коэффициент сегрегации фосфора взят равным  $m = 0,1$ , а для бора величина  $m$  приведена в работе [10].

Закон роста окисла принят линейно-параболическим [11].

Описанные в работе модели использованы в подсистеме моделирования технологических процессов "Дельта-1" [12]. Применение этих моделей в рамках подсистемы позволяет оптимизировать процессы ионного легирования и отжига. В частности, выбор оптимальных соотношений энергии и дозы легирования, температуры и времени отжига позволил на 17% сократить длительность процесса ионного легирования и на 20% — длительность процесса окисления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Concentration profiles of boron implantations in amorphous and polycrystalline silicon/W.K.Hofker, D.P.Oosthoek, N.J.Koeman, A.M.DeGrefte.— Radiation Effects, 1975, v. 24, N 3, p. 223—231.
2. Gibbons J.F., Milroie S. Estimation of impurity profiles in ion implanted amorphous targets using joined — Gaussian distributions.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 22, N 4, p. 268—270.
3. Gibbons J.F., Johnson W.S., Milroie S. Projected range statistics. Semiconductors and related materials.— Stroudsburg, Pennsylvania — Dowden: Hutchingson & Ross Inc., 1975.— 406 p.
4. Таблицы параметров пространственного распределения ионно-легированных примесей/А.Ф.Буренков, Ф.Ф.Комаров, М.А.Кумаков, М.М.Темкин.— Минск: БГУ, 1980.— 350 с.
5. Projected range distribution of implanted ions in a double-layers substrate/Н.Ishiwara, S.Furukawa, J.Yamada, M.Kawamura.— In: Proc. of Intern. Conf. on ion implantation in semiconductors and other materials, 4-th, Osaka, 1974.— N.Y.: Plenum Press, 1975, p. 423—428.
6. Сироткин В.С., Пресс Ф.П. Управление технологическими процессами производства полупроводниковых приборов.— М.: Энергия, 1978.— 208 с.
7. Antoniadis D.A., Dutton R.W., Models for computer simulations of complete IC fabrication process.— IEEE Trans. Electron Devices, 1979, v. ED-26, N 4, p. 490—500.
8. VLSI Process modelling — SUPREM III/C.P. Ho, J.D.Plummer, S.E.Hansen, R.W.Dutton.— IEEE Trans. Electron Devices, 1983, v. ED-30, N 11, p. 1438—1453.
9. Taniguchi K., Kurosawa K., Kashiwagi M. Oxidation enhanced diffusion of boron and phosphorus in (100) silicon.— J. Electrochem. Soc., 1980, v. 127, N 10, p. 2243—2247.
10. Fair R.B., Tsai J.C.C. Theory and direct measurements of boron segregation in  $\text{SiO}_2$  during thermal oxidation of Si in dry, near dry and wet  $\text{O}_2$ .— J. Electrochem. Soc., 1978, v. 125, N 12, p. 2050—2058.
11. Deal B.E., Grove A.S. General relationships for the thermal oxidation of silicon.— J. Appl. Phys., 1965, v. 36, N 12, p. 3770—3778.
12. Подсистема моделирования технологических процессов изготовления ИС/Т.В.Карамоско, А.С.Князев, В.Е.Матвеев и др.— Электронная промышленность, 1984, вып. 6, с. 70.

Статья поступила 20 июля 1984 г.

УДК 621.315.592.3.002.2.001.57

В.И.Антонов, В.П.Пантелькин,  
А.З.Тейтельбаум

### МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕРМИЧЕСКОГО ОКИСЛЕНИЯ КРЕМНИЯ

Двумерная математическая модель, учитывающая диффузию окислителя в кремнии, образование нового слоя окисла и механическое объемное расширение окисла, предназначена для описания процесса локального окисления кремния при изготовлении элементов БИС и СБИС.

В связи с увеличением плотности элементов БИС определенный интерес представляет использование моделирования двумерного роста окисла для описания процесса локального окисления кремния [1, 2]. Применяемая в экспериментальных исследованиях при решении одномерных задач модель кинетики окисления кремния [3], в соответствии с которой рост окисла подчиняется линейно-параболической зависимости, пригодна лишь для описания равномерного окисления кремния, в случаях же такого неоднородного процесса, как локальное окисление, а также зависимости коэффициента диффузии окисления от концентрации легирующих примесей в окисле [4] линейно-параболический закон неприменим.

В ряде работ [2, 7] рассматриваются различные подходы к решению задачи окисления в двумерном приближении, но в них диффузия окислителя считается квазистационарной и не учитывается ее зависимость от концентрации примесей в окисле, а также зависимость  $K$  от концентрации примесей на границе  $\text{SiO}_2\text{—Si}$  [5]; кроме того, допущен ряд неточностей.

Авторами предлагается более общая двумерная модель окисления кремния, свободная от указанных ограничений, а также приводятся экспериментальные оценки параметров модели и результаты их сравнения с моделью [3].

**Постановка задачи.** При термическом окислении кремния происходит перенос окислителя из газовой фазы в окисел, диффузия и химическая реакция на границе раздела окисел-кремний с образованием нового слоя окисла. Из-за разницы в объемах окисленного кремния и образующегося окисла возникает смещение каждой точки окисла. В случае локального окисления кремния, когда часть поверхности закрыта слоем  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , это приводит к образованию структур типа "птичий клюв". Схема такой структуры приведена на рисунке.

Поток окислителя внутри  $\text{SiO}_2$  складывается из диффузного и сносного членов и подчиняется уравнениям непрерывности:

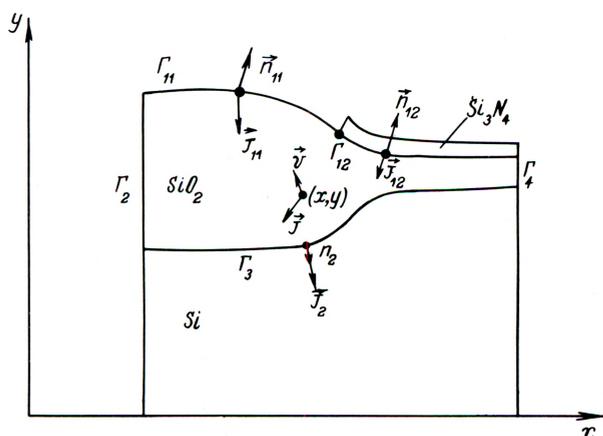
$$\text{div } \vec{J} = - \frac{\partial C}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\vec{J} = -D \text{grad } C + v \vec{C}, \quad (2)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии, зависящий от температуры и концентраций легирующих примесей;  $C = C(x, y, t)$  — концентрация окислителя в произвольной точке  $(x, y)$ ;  $v$  — вектор скорости смещения точки  $(x, y)$  в окисле.

Граничные условия для уравнения (2) определяются массопереносом окислителя на поверхности окисла (граница  $\Gamma_1$ ), состоящей из двух частей: поверхности раздела газ-окисел ( $\Gamma_{11}$ ) и нитрид-окисел ( $\Gamma_{12}$ ). Движущей силой массопереноса на границе  $\Gamma_{11}$  является разность между равновесным значением концентрации окислителя в окисле  $C^*$  и текущей концентрацией  $C_1 = C(x_1, y_1, t)$  в произвольной точке этой границы  $(x_1, y_1)$ . Поток  $\vec{J}_{11}$  окислителя на границе  $\Gamma_{11}$  описывается выражением

$$\vec{J}_{11} = -H(C^* - C_1) \vec{n}_1, \quad (3)$$



Графическая интерпретация двумерной задачи окисления кремния

где  $\vec{n}_1$  — единичный вектор внешней нормали на границе  $\Gamma_{12}$ . Предполагается, что нитрид кремния обладает идеальными маскирующими свойствами по отношению к окислителю, и следовательно, нормальная составляющая потока на этой границе  $J_n|_{12} = 0$ .

На границе раздела  $\text{SiO}_2$ -Si ( $\Gamma_3$ ) происходит реакция взаимодействия окислителя и кремния с образованием  $\text{SiO}_2$ , которая описывается уравнением первого порядка по отношению к окислителю [3] (концентрация Si на границе  $\Gamma_3$  предполагается постоянной):

$$\vec{J}_2 = K C_2 \vec{n}_2, \quad (4)$$

где  $C_2 = C(x_2, y_2, t)$  — значение концентрации окислителя в точке  $(x_2, y_2)$  окисла на границе раздела  $\text{SiO}_2$ -Si в момент времени  $t$ ,  $\vec{n}_2$  — единичный вектор внешней нормали к границе  $\Gamma_2$  в точке  $(x_2, y_2)$ .

В качестве  $\Gamma_2$  выбирается линия симметрии, а граница  $\Gamma_4$  выбирается достаточно удаленной; тогда нормальные составляющие потоков можно приравнять нулю:

$$J_n|_{\Gamma_2} = J_n|_{\Gamma_4} = 0.$$

При  $t = 0$  предполагается, что на поверхности кремния имеется тонкий слой окисла с некоторой начальной концентрацией окислителя

$$C(x, y, 0) = C_0(x, y).$$

На границе  $\Gamma_3$  происходит окисление кремния, при этом граница  $\text{SiO}_2$ -Si перемещается по нормали  $\vec{n}_2$  в данной точке границы  $(x_2, y_2)$ , и скорость перемещения пропорциональна потоку окислителя в данной точке:

$$v_0(x_2, y_2, t) = J_2 / N_1 = \alpha K C_2 / N_1, \quad (5)$$

где  $N_1$  — число молекул окислителя, необходимое для образования единичного объема,  $\alpha \approx 0,44$  — отношение объема окисленного кремния к соответствующему объему окисла.

Уравнение (1) с граничными условиями (3, 4) и начальным условием определяет концентрацию окислителя в  $\text{SiO}_2$  и смещение границы  $\text{SiO}_2$ -Si согласно равенству (5). При этом в каждый момент времени необходимо знать поле скоростей  $\vec{v}$  смещения точек окисла, от чего зависит величина сносной составляющей потока. В работе [8] показано, что при температурах  $T < 960^\circ\text{C}$  окисел кремния можно считать изотропным упругим материалом, а при  $T > 960^\circ\text{C}$  окисел обнаруживает свойства очень вязкой и практически несжимаемой жидкости с динамической вязкостью  $\mu$ , зависящей от температуры [4]. Основное гидродинамическое уравнение Навье-Стокса, записанное в безразмерных переменных, имеет перед членом, описывающим ускорение, чрезвычайно малый для масштабов

данной задачи множитель (порядка  $10^{-20}$ ). С учетом этого, а также пренебрегая гравитационными силами, получаем систему уравнений для определения поля скоростей  $\vec{v}$ :

$$\begin{cases} \mu \Delta \vec{v} = \text{grad } p, \\ \text{div } \vec{v} = 0, \end{cases} \quad (6)$$

где  $p$  — давление.

Граничные условия для системы (6) можно сформулировать так: на границе раздела  $\text{SiO}_2\text{-Si}$  смещение частиц окисла вновь образуемым слоем направлено внутрь окисла по нормали к границе  $\Gamma_3$  (см. рисунок) и определяется выражением:

$$\vec{v} |_{\Gamma_3} = -v_0 (1 - \alpha) \vec{n}_2, \quad (7)$$

где  $v_0$  — скорость смещения границы  $\Gamma_3$ . На границах  $\Gamma_2$  и  $\Gamma_4$  для скорости ставится условие "непротекания":  $v_n |_{\Gamma_2} = 0$ ;  $v_n |_{\Gamma_4} = 0$ , а на границе  $\Gamma_{12}$  — "прилипания":  $v_s |_{\Gamma_{12}} = 0$  ( $v_n$  и  $v_s$  означают, соответственно, нормальную и касательную составляющие вектора  $\vec{v}$ ). Предполагается также, что на границе  $\Gamma_{11}$  давление в окисле уравнивается давлением газа  $p_\Gamma$ :

$$p |_{\Gamma_{11}} = p_\Gamma - \gamma K, \quad (8)$$

а на границе  $\Gamma_{12}$  — давлением  $p_H$  отклоненной от нормального положения пленки  $\text{Si}_3\text{N}_4$ :  $p |_{\Gamma_{12}} = p_H - \gamma K$  ( $K$  — локальная кривизна границы,  $\gamma$  — коэффициент поверхностного натяжения окисла). Если нитрид кремния считать упругим материалом, то  $p_H$  пропорционально четвертой производной отклонения пленки  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ; а также кубу толщины этой пленки [10].

Наконец, на удаленной части границы (см. на рисунке  $\Gamma_4$ ) можно поставить условие отсутствия давления:  $p |_{\Gamma_4} = 0$ .

Указанных граничных условий недостаточно для непосредственного решения системы уравнений (6). В работах [2, 7] использовался алгоритм [11, 12], который позволяет решать уравнения (6) в естественных переменных  $\vec{v}$  и  $p$ . Идея заключается в формальном отказе от последнего из уравнений (6) и введении фиктивной сжимаемости окисла. При этом получается дополнительное итерационное соотношение между давлением и скоростью. В случае сходимости итерационного процесса на каждом временном слое достигается условие несжимаемости окисла, а также находятся недостающие граничные условия. Однако этот путь представляется искусственным и весьма громоздким, особенно при его использовании в программном комплексе расчета двумерных распределений

примесей. Следует также отметить, что в работах [2, 7] условие  $p = 0$  ставится и на линии симметрии  $\Gamma_2$ , что неправомерно, так как противоречит непрерывности давления на стыке границ  $\Gamma_{11}$  и  $\Gamma_2$  (давление на  $\Gamma_{11}$ , как видно из условия (8), не меньше, чем давление газа  $p_\Gamma$ ).

Поэтому используется другой подход к решению системы уравнений (6), не требующий введения фиктивной сжимаемости. Этот подход основан на том, что давление  $p$  и завихренность  $q = [\text{rot } \vec{v}, \vec{k}]$  поля скоростей являются в соответствии с уравнениями (6) действительной и мнимой частями некоторой аналитической функции. При этом граничные условия для давления  $p$  следует дополнить граничными условиями для  $q$ . На линии симметрии  $\Gamma_2$  можно, очевидно, поставить условие отсутствия завихренности:  $q |_{\Gamma_2} = 0$ .

В соответствии с уравнениями (7) граница  $\Gamma_3$  ортогональна линиям тока поля скоростей  $\vec{v}$ . Применяя к малому отрезку бесконечно узкой трубки тока теорему Стокса, нетрудно получить граничное условие на границе  $\Gamma_3$ :

$$q |_{\Gamma_3} = -2 \frac{\partial v_0}{\partial s} (1 - \alpha), \quad (9)$$

где  $\frac{\partial v_0}{\partial s}$  — касательная производная.

Система уравнений (6) совместно с граничными условиями (7–9) позволяет определить поле скоростей смещения точек окисла, т.е. сносный член потока  $\vec{J}$ , а также форму окисла в каждый момент времени.

*Анализ результатов и выводы.* Для проверки правильности предложенной модели были проведены расчеты зависимости толщины получаемого окисла от времени при нескольких температурах для случаев равномерного окисления кремния в сухом и влажном кислороде. Одновременно для сравнения вычислялась толщина окисла по линейно-параболическому закону [3] со значениями констант, приведенными в работе [6].

Результаты решения общей диффузионной задачи для одномерного случая и вычисления при этом потоков окислителя в различных точках окисла указывают на то, что принятое в работе [3] квазистационарное приближение является достаточно хорошим. Анализ расчетов, сделанных с различными начальными приближениями для исходных тонких слоев окисла, показывает, что окончательный результат почти не зависит от значений начальной концентрации, которые сказываются только на первых шагах расчета. Поэтому начальную концентрацию окислителя в окисле везде целесообразно полагать равной  $C^*$ .

В табл. 1 приведены в качестве примера результаты расчета толщины окисла по предложенной модели с начальной толщиной окисла  $1,2 \cdot 10^{-6}$  см

и по линейно-параболическому закону для окисления Si (111) при температурах  $T = 900^\circ\text{C}$  и  $T = 1100^\circ\text{C}$  и давлении  $p = 1013$  гПа в сухом кислороде, а в табл. 2 — для влажного кислорода при  $T = 1000^\circ\text{C}$ . Эти результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными и результатами расчета по линейно-параболическому закону, что указывает на пригодность предложенной модели для расчета процесса окисления кремния.

Таблица 1  
Рост толщины окисла при окислении  
в сухом кислороде ( $x_i = 1,2 \cdot 10^{-2}$  мкм)

| $t$ , мин                    | Толщина окисла, мкм |                              |
|------------------------------|---------------------|------------------------------|
|                              | Расчетные данные    | Экспериментальные данные [6] |
| При $T = 900^\circ\text{C}$  |                     |                              |
| 120                          | 0,040               | 0,039                        |
| 220                          | 0,060               | 0,058                        |
| 333                          | 0,080               | 0,077                        |
| 457                          | 0,100               | 0,097                        |
| 1218                         | 0,200               | 0,195                        |
| 2358                         | 0,300               | 0,295                        |
| 3756                         | 0,400               | 0,394                        |
| 5454                         | 0,500               | 0,493                        |
| При $T = 1100^\circ\text{C}$ |                     |                              |
| 8                            | 0,040               | 0,037                        |
| 17                           | 0,060               | 0,057                        |
| 27                           | 0,080               | 0,076                        |
| 41                           | 0,100               | 0,056                        |
| 134                          | 0,200               | 0,195                        |
| 280                          | 0,300               | 0,294                        |
| 475                          | 0,400               | 0,394                        |
| 720                          | 0,500               | 0,495                        |

Таблица 2  
Рост толщины окисла при окислении  
во влажном кислороде ( $x_i = 1,2 \cdot 10^{-2}$  мкм,  
 $p_{\text{H}_2\text{O}} = 850$  гПа при  $T = 1000^\circ\text{C}$ )

| $t$ , мин | Толщина окисла, мкм |                              |
|-----------|---------------------|------------------------------|
|           | Расчетные данные    | Экспериментальные данные [6] |
| 6         | 0,100               | 0,098                        |
| 16        | 0,200               | 0,197                        |
| 31        | 0,300               | 0,297                        |
| 48        | 0,400               | 0,396                        |
| 70        | 0,500               | 0,496                        |
| 96        | 0,600               | 0,596                        |
| 125       | 0,700               | 0,697                        |
| 158       | 0,800               | 0,796                        |
| 195       | 0,900               | 0,895                        |
| 216       | 1,000               | 0,995                        |

В процессе расчетов проводился анализ и выбор параметров и констант моделей. Сравнение результатов модельных экспериментов с приводимыми в литературе и собственными экспериментальными данными позволило сделать следующие оценки: коэффициент массопереноса  $H = 3$  см/с; число молекул окислителя, необходимое для образования  $1$  см<sup>3</sup> окисла,  $N_1 = 2,25 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup> (для сухого кислорода) и  $N_1 = 4,5 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup> (для влажно-

го кислорода); равновесную концентрацию на поверхности окисла  $C^*$  можно считать не зависящей от температуры и принять равной  $C^* = 5,2 \cdot 10^{16}$  для сухого кислорода и  $C^* = 3,10 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> для влажного (при давлении паров воды  $p = 1013$  гПа); коэффициенты диффузии окислителя  $D$  и скорости химической реакции  $K$  (при окислении низколегированного кремния) определяются по формулам:

$$D = D_0 e^{-\Delta E_g/kT}, \quad K = K_0 e^{-\Delta E_x/kT}$$

где  $D_0 = 4,64 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/с;  $\Delta E_g = 1,23$  эВ;  $K_0 = 7,58 \cdot 10^4$  см/с;  $\Delta E_x = 2,0$  эВ — для окисления Si (111) в сухом кислороде и  $D_0 = 9,56 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/с,  $\Delta E_g = 0,78$  эВ;  $K_0 = 8,06 \cdot 10^3$  см/с,  $\Delta E_x = 2,05$  эВ — для окисления Si-(111) во влажном кислороде.

При моделировании процесса окисления кремния с ориентацией (100) значения  $K$  согласно работе [6] следует уменьшить в 1,68 раза.

В заключение следует отметить, что описанные модели совместно с двумерными моделями перераспределения примеси между полупроводником и окислом и ионного легирования могут быть использованы при создании программного обеспечения расчетов двумерных распределений примеси в элементах современных БИС и СБИС.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W u T.C., S t a c y W.T., R i t z K.N. The influence of the LOCOS processing parameters on the shape of the birds' beak structure.— J. Electrochem. Soc., 1983, v. 130, N 7, p. 1563—1566.
2. Two-dimensional oxidation/D.Chin S.— Y. Oh, S.— M. Hu et al.— IEEE Trans. on Electron Devices, 1983, v. ED-30, N 7, p. 744—749.
3. D e a l B.E., G r o v e A.S. General relation ship for the thermal oxidation of silicon.— J. Appl. Phys., 1965, v. 36, N 12, p. 3770—3778.
4. D e a l B.E., S k l a r M. Thermal oxidation of heavily doped silicon.— J. Electrochem. Soc., 1965, v. 112, N 4, p. 430—435.
5. H o C.P., P l u m m e r J.D. Si/SiO<sub>2</sub> interface oxidation kinetics: A physical model for the influence of high substrate doping levels.— J. Electrochem. Soc., 1979, v. 126, N 9, p. 1516—1530.
6. D e a l B.E. Thermal oxidation kinetics of silicon in pyrogenic H<sub>2</sub>O and 5% HCl/H<sub>2</sub>O mixtures.— J. Electrochem. Soc., 1978, v. 125, N 4, p. 576—579.
7. C h i n D., O h S.-Y., D u t t o n R.W. A general solution method for two-dimensional nonplanar oxidation.— IEEE Trans. on Electron Devices., 1983, v. ED-30, N 9, p. 993—998.
8. E e r N i s s e E.P. Viscous flow of SiO<sub>2</sub>.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 30, N 6, p. 290—293.
9. E e r N i s s e E.P. Stress in thermal SiO<sub>2</sub> during growth.— Appl. Phys. Lett., 1979, v. 35, N 1, p. 8—10.
10. Л а н д а у Л.Д., Л и в ш и ц Е.М. Теория упругости.— М.: Наука, 1965, 204 с.
11. В л а д и м и р о в а Н.Н., К у з н е ц о в Б.Г., Я н е н к о Н.Н. Численный расчет симметричного обтекания пластинки плоским потоком вязкой несжимаемой жидкости.— В кн.: Некоторые вопросы прикладной и вычислительной математики.— Новосибирск: Наука, 1966, с. 28—39.
12. C h o r i n A.J. A numerical method for solving incompressible viscous flow problems.— J. Comput. Phys., 1967, v. 2, N 1, p. 12—26.

Статья поступила 20 июля 1984 г.

# ИЗДЕЛИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

УДК 681.327.2:621.3.315.55

П.А.Бахтин, В.И.Махов

## СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ УСТРОЙСТВА НА ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДАХ

Сверхпроводниковые устройства, созданные на основе джозефсоновских переходов методами интегральной тонкопленочной технологии, открывают широкие возможности создания изделий микроэлектроники с недостижимыми ранее параметрами, предназначенных для применения в цифровой и измерительной технике.

Одной из важнейших задач электронного приборостроения является повышение производительности вычислительных и измерительных систем, определяющих прогресс в различных областях науки и техники. Одновременно развиваются три основных направления элементной базы вычислительных машин — ЭВМ пятого поколения. Это — традиционные кремниевые ИС, ИС на интерметаллических полупроводниках с рабочей температурой 100 К и, наконец, сверхпроводниковые ИС, использующие эффект Джозефсона при температуре жидкого гелия (4,2 К). Основными достоинствами последних являются малые времена переключения ( $10^{-11}$  с), небольшая рассеиваемая мощность ( $10^{-6}$  Вт), определяемая низким уровнем сигнала ( $10^{-3}$  В), возможность хранения информации без затрат энергии, незначительные потери в сверхпроводящих линиях связи, отсутствие деградиционных явлений.

Наиболее важным достоинством является малая рассеиваемая мощность, допускающая создание сверхпроводниковых БИС с высокой плотностью расположения элементов на кристалле и при компоновке кристаллов в объемные системы. Несмотря на то, что теплоотвод при температуре 4,2 К в жидком гелии существенно хуже, чем при температуре 300 К в жидкостных системах охлаждения современных ЭВМ, джозефсоновские логические ИС допускают плотность упаковки более  $10^5$  вент./см<sup>2</sup>, что соответствует плотности рассеиваемой мощности примерно 100 мВт/см<sup>2</sup>. При такой плотности любые полупроводниковые вентиля рассеивают несколько сотен ватт на 1 см<sup>2</sup>, что значительно превышает рассеивающие способности всех известных способов охлаждения.

Доведение минимальных размеров джозефсоновских элементов до 2,5 мкм не является предельным и может быть, как и у полупроводниковых, значительно уменьшено. Определяющим раз-

мером сверхпроводникового элемента является ширина токоведущей шины, ограниченная двумя факторами: размером зерна материала и лондонской глубиной проникновения. Обе эти величины составляют около 0,1 мкм, что определяет минимальную ширину шин примерно 0,5 мкм. На рис. 1 приведены зависимости времени задержки  $\tau$  и произведения мощности на время задержки  $P\tau$  при уменьшении ширины  $w$  шин джозефсоновских элементов от 2,5 до 0,5 мкм. С учетом этих зависимостей на рис. 2 приведены сравнительные значения фактора качества  $\phi_k = N \cdot f_{\text{такт}}$ , вент. · Гц.

Элемент на эффекте Джозефсона представляет собой сверхпроводниковый прибор, работа которого определяется эффектом туннелирования куперовских пар через изолирующий барьер между двумя сверхпроводниками. Упрощенный попереч-

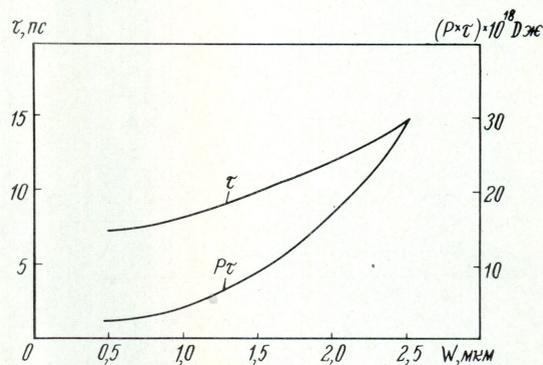


Рис. 1. Зависимость времени задержки и фактора качества ( $P\tau$ ) от размеров джозефсоновских элементов (ширины шин)

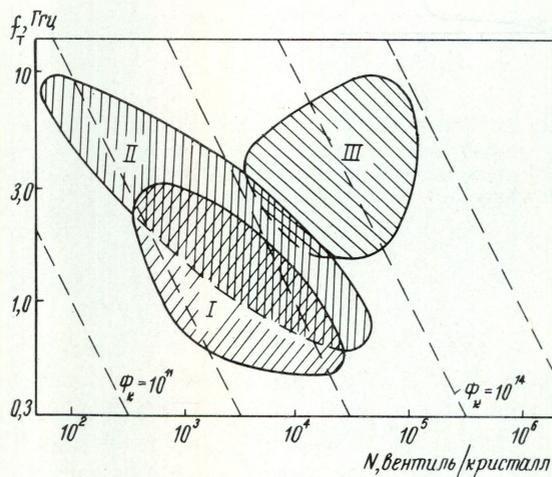


Рис. 2. Сравнительные значения фактора качества для различных технологий кремниевых приборов (I), арсенид галлиевых (II) и на эффекте Джозефсона (III)

ный разрез туннельного перехода, эквивалентная электрическая схема, а также основные характеристики элемента на эффекте Джозефсона представлены на рис. 3, откуда следует, что джозефсоновский переход по сути является идеальным переключателем, переходящим из состояния с нулевым сопротивлением в состояние с конечным сопротивлением при протекании тока, превышающего пороговое значение  $I_c$ . Наиболее существенными характеристиками такого элемента будут скорость переключения (или быстродействие) и энергия, рассеиваемая при одном переключении. На рис. 4, а представлена схема простейшего джозефсоновского переключателя, а результаты моделирования на ЭВМ процесса переключения приведены на рис. 4, б [2]. В начальном положении через переход протекает ток  $I_g < I_c$ , при этом напряжения на переходе нет и ток в цепи нагрузки отсутствует. Переключение в состояние с напряжением осуществляется подачей управляющего импульса тока  $I_y$ , удовлетворяющего условию  $I_g + I_y > I_c$ .

Величина нагрузочного резистора выбирается с таким расчетом, чтобы падение напряжения на

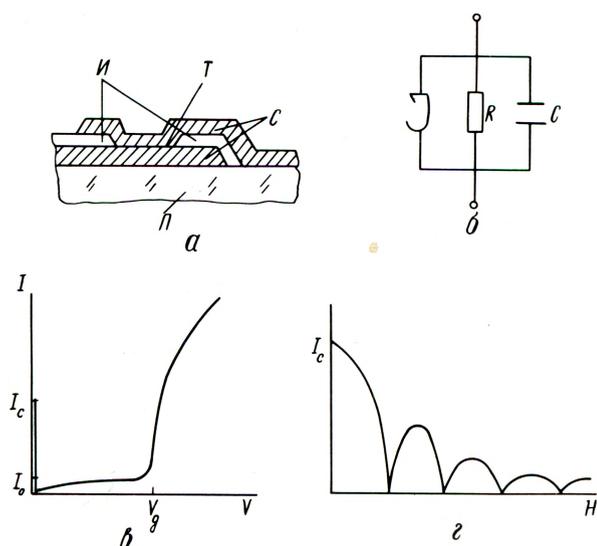


Рис. 3. Туннельный джозефсоновский переход: а — поперечный разрез; б — эквивалентная схема; в — положительная ветвь ВАХ; г — зависимость  $I_c$  от внешнего магнитного поля

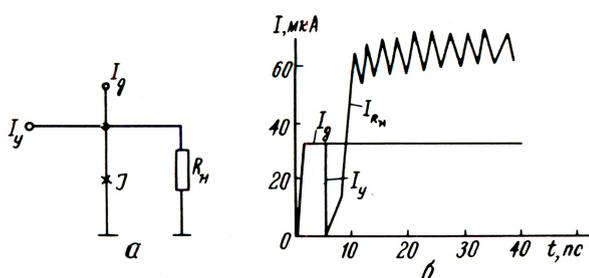


Рис. 4. Схема джозефсоновского переключателя (а) и процесс переключения (б)

переходе в резистивном состоянии было меньше напряжения  $U_g$ . В этом случае переход будет иметь высокое сопротивление  $R_j > R_L$ , необходимое для изоляции входных и выходных цепей.

При моделировании были заложены следующие значения параметров:  $I_g = I_y = 35$  мкА;  $R_L = 12$  Ом. Время переключения перехода составило около 5 пс, рассеиваемая мощность — 0,35 мкВт. Полученное значение рассеиваемой энергии на одно переключение на несколько порядков ниже, чем у лучших полупроводниковых элементов на кремнии или арсениде галлия, что делает джозефсоновский переход весьма перспективным элементом цифровых сверхбыстродействующих устройств. Причина заключается в том, что в джозефсоновских элементах уровень сигнала составляет около 1 мВ (в полупроводниковых приборах — около 1 В). Надежная работа при таких слабых сигналах становится возможной благодаря низкому уровню тепловых шумов при температуре жидкого гелия (4,2 К).

В основу использования джозефсоновских элементов и сверхпроводящих структур в цифровых устройствах, особенно в ячейках логики и памяти вычислительных систем, положены два принципа, которые сходны в том, что за единицу информации принимается циркулирующий в некотором замкнутом сверхпроводящем контуре ток. Джозефсоновские элементы используются для управления этими токами, их генерации, переключения, уничтожения. Принципы отличаются величиной магнитного потока, находящегося в сверхпроводящем контуре вне процессов переключения.

Если при записи единицы информации током  $I$  в контуре с индуктивностью  $L$  справедливо неравенство  $IL \gg \Phi_0$ , где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока, равный  $2,07 \times 10^{-15}$  Вб, то эффект квантования практически не сказывается на работе устройства. Управляющие элементы в этом случае называют криотронами. При  $IL \sim \Phi_0$  единицы информации записываются одиночными квантами магнитного потока, что вызывает принципиальные изменения в построении цифровых устройств. Первый вариант широко используется при конструировании логических элементов, второй — при создании элементов памяти. Джозефсоновские криотроны явились первыми элементами цифровых устройств, аналогичными пленочным криотронам на фазовом переходе. Для них также существенным является отсутствие гистерезиса на вольт-амперной характеристике (ВАХ) джозефсоновского перехода, что характерно для контактов с непосредственной проводимостью. Подавление гистерезиса на ВАХ туннельных переходов осуществляется путем шунтирования перехода дополнительным резистором. Форма управляющей характеристики

джозефсоновского криотрона может быть изменена в широких пределах за счет выбора соответствующей конфигурации токоподводящих шин и геометрии самого контакта, что позволяет несложными средствами достичь эффектов, для получения которых обычно используются специальные типы элементов, в частности, может быть получена существенно несимметричная по току управления характеристика. Конструкции криотронов обеспечивают алгебраическое суммирование воздействия управляющих токов, протекающих по нескольким шинам управления. На многоходовых криотронах могут быть реализованы любые логические функции двух переменных на ячейке не более чем с двумя криотронами.

Схемы на безгистерезисных криотронах пока не нашли широкого применения из-за необходимости использования приборов с воспроизводимыми параметрами. Высокую воспроизводимость параметров обеспечивают в основном туннельные переходы, обладающие значительным гистерезисом ВАХ. Наличие гистерезиса на ВАХ туннельных переходов, обусловленное присутствием шунтирующей емкости, приводит к необходимости разработки сложных схемных решений, направленных на возврат системы в исходное состояние после окончания действия управляющего сигнала. Это достигается за счет питания схем биполярным сигналом специальной трапецидальной формы, вырабатываемым особыми регуляторами мощности на джозефсоновских элементах из обычного синусоидального сигнала [3] (рис. 5). Наряду с этим становится необходимым формирование дополнительных ячеек памяти, где информация хранится в момент отключения питания (при переходе питающего импульса через ноль) в логической ячейке [4]. Форма питающих импульсов обеспечивает жесткую внутреннюю синхронизацию всех логических элементов в системе. Для выполнения функций синхронизатора регуляторы питания должны располагаться на одинаковых расстояниях по отношению ко всем логическим устройствам, а следовательно, их должно быть достаточно много на одном кристалле (обычно 16-64) [4].

Разработан ряд базовых элементов для построения логических устройств на туннельных джозефсоновских переходах, например, сквид с магнитным управлением [2]. Этот элемент представляет собой совокупность джозефсоновских переходов, соединенных параллельно посредством сверхпроводящих индуктивностей  $L$ , имеющих магнитную связь с соответствующими шинами управления, за счет чего обеспечивается идеальная изоляция между входом и выходом сигнала. Представленный на рис. 6 трехконтактный сквид с соотношением критических токов  $I_0:2I_0:I_0$  имеет наименее выгодные параметры по временам переключения и минимальной площади ячейки, но явля-

ется наиболее отработанным как теоретически, так и практически. Большинство логических цепей, основанных на использовании сквидов, работают при значениях параметра  $I_0L$  в диапазоне  $(0,1-0,3) \Phi_0$ . Наиболее важной чертой логики на сквидах наряду с полной изоляцией входа от выхода является возможность последовательного

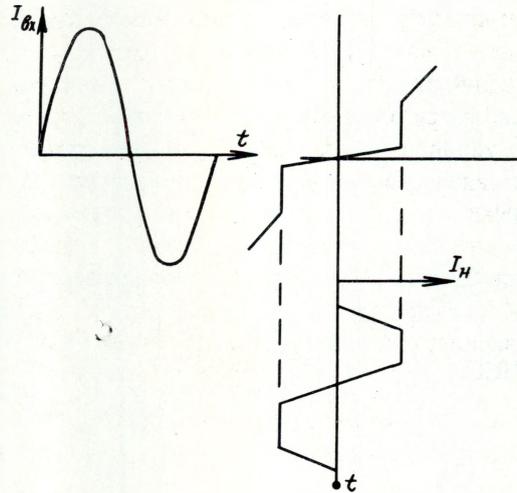


Рис. 5. Генерация трапецидального импульса напряжения питания

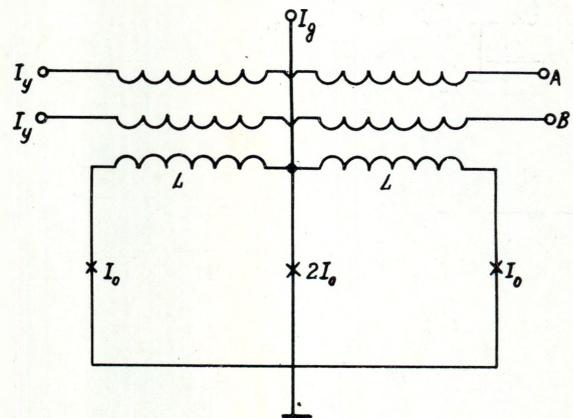


Рис. 6. Эквивалентная схема трехконтактного интерферометра с магнитным управлением по двум входным шинам А и В

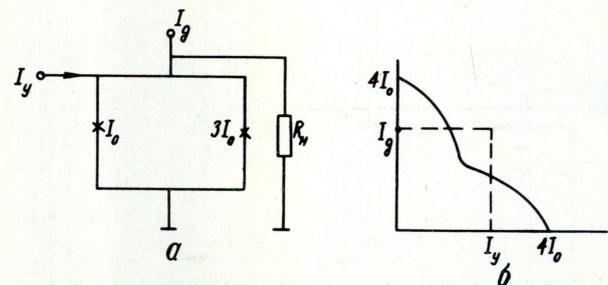


Рис. 7. Двухконтактный несимметричный интерферометр с прямой инжекцией управляющего тока в контур (а) и его пороговая (управляющая) характеристика (б)

нагружения большого числа управляемых цепей других элементов на выход ячейки на сквиде.

Дальнейшим развитием ячеек на сквидах явились приборы с токовой инжекцией [2]. Токовая логика (CIL) также использует эффект квантования потока в сквиде, но управление в этом случае осуществляется прямой инжекцией управляющего тока в контур сквида (рис. 7, а). Ячейки токовой логики не позволяют осуществить развязку вход-выход и не могут использоваться самостоятельно в сложных цепях без добавления изолирующих ячеек. Средний размер ячеек с токовой инжекцией примерно в три раза меньше, чем сквидов с магнитным управлением за счет отсутствия трансформатора связи управляющей цепи с контуром сквида. Ячейки с магнитным управлением, предшествовавшие ячейкам с токовой инжекцией, изучались более интенсивно. Преимущества же приборов второго типа обеспечивают упрощение процесса их изготовления, они более предпочтительны для создания БИС.

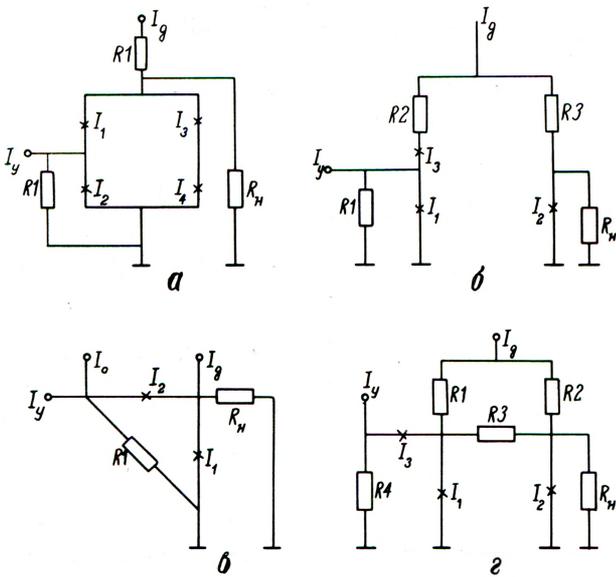


Рис. 8. Типы логических элементов с непосредственной инжекцией: а — четырехконтактная джозефсоновская логика (4JL); б — логика с непосредственной инжекцией (DCL); в — джозефсоновский аттоВебер-ключ (JAWS); г — резистивно связанная логика (RCJL)

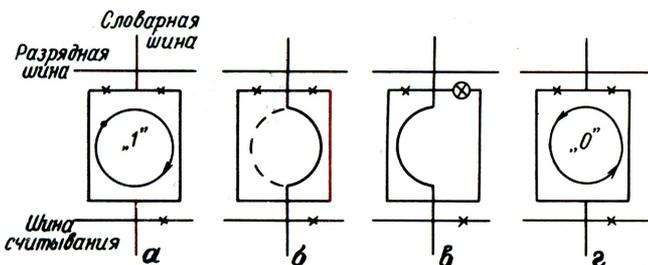


Рис. 9. Ячейка памяти с неразрушающим считыванием: а — хранение «лог.1», б, в — процессы перезаписи, г — хранение «лог.0»

Для обеспечения изоляции вход-выход используется специальный джозефсоновский переход, включенный в ячейку. Под воздействием управляющего сигнала в нем возникает состояние нормальной проводимости и сопротивлением порядка 100 Ом осуществляется изоляция входной шины от логической ячейки, препятствующая распространению выходного тока в цепь управления. Предложено четыре типа приборов с непосредственной инжекцией [5–8]. Все эти ячейки (рис. 8) имеют переключающийся джозефсоновский и изолирующий переходы. Отсутствие сверхпроводящих контуров (за исключением ячейки, показанной на рис. 8, а) приводит к исключению периодических мод в характеристике управления. Другим следствием прямой инжекции управляющего тока является невозможность осуществления последовательного подключения большого числа нагрузочных цепей следующих ячеек. В данном случае возможно только параллельное подключение, но при этом требуется значительный коэффициент усиления. Важным преимуществом параллельного выхода (в отличие от полупроводниковой схемотехники) является полная независимость задержки распространения сигнала в одной ветви от других выходов. Это свойство джозефсоновской логики позволяет более оптимально располагать элементы логических цепей, не заботясь о соответствии задержки сигналов на разных выходах логической ячейки.

**ЗАПОМИНАЮЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ.** Физическим принципом, на котором основаны способы хранения информации, является квантование потока магнитного поля в сверхпроводящем кольце. Этот принцип может быть реализован различными путями. В ячейках с разрушающим считыванием информации сигнал возникает при затухании записанного тока (при считывании) в виде импульса напряжения на сопротивлении джозефсоновского перехода, включенного в контур. В ячейках с неразрушающим считыванием [9] сигнал появляется в виде напряжения на элементе считывания, управляемом циркулирующим током в контуре (рис. 9). В ячейке используются два перехода с несимметричной управляющей характеристикой для записи и один джозефсоновский переход (или сквид) для считывания. Информация записывается и хранится в виде циркулирующего тока, причем, направление тока определяет наличие или отсутствие «лог. 1» в данной ячейке. Заслуживают внимания конструкции элементов памяти, где контур с джозефсоновским переходом содержит не более одного кванта магнитного потока  $\Phi_0$ . Это налагает ограничения на величину критического тока контакта  $I_c$  и индуктивность контура  $L$ :  $\Phi_0 < I_c L < 2 \Phi_0$ . В такой ячейке быстродействие может быть весьма большим, особенно при использовании переходов с непосредственной проводимостью, имеющих малую паразитную емкость. Так, при сопротивлении пере-

хода 1 Ом и токе  $10^{-3}$  А время переключения составляет около 3 пс. Энергия переключения ячейки примерно равна запасенной в контуре магнитной энергии  $E_p \sim I_c \Phi_0$ , которая, в свою очередь, для обеспечения запаса по помехоустойчивости должна значительно (примерно в 100 раз) превышать энергию тепловых флуктуаций  $kT$ ; при 4,2 К  $E_p \sim 10^{-20}$  Дж.

Применение ячеек памяти на простейших квантовых элементах нецелесообразно, в первую очередь, из-за сложного считывания сигнала, который представляет собой импульс длительностью несколько пикосекунд и амплитудой  $V_a$  менее милливольт ( $V_a \tau \sim \Phi_0 = 2,07 \times 10^{-15}$  В·с). Кроме того, не ясно, как полностью использовать такое высокое быстродействие в системе подобных ячеек при неизбежных затратах времени на прохождение сигналов по шинам массива ЗУ.

Более перспективным представляется использование квантовых контуров, объединенных в периодическую линейку или матричную структуру, в которой каждый контур гальванически и (или) индуктивно связан с соседними. В подобной структуре возможно продвижение квантов магнитного потока при подаче соответствующих управляющих импульсов. Существует два способа управления такой структурой: силовой и параметрический. Первый способ заключается в том, что в ячейке, содержащей квант магнитного потока, с помощью внешних токов управления наводится некоторый дополнительный магнитный поток. Поскольку при соответствующем выборе индуктивности ячейки в ней может находиться не более одного кванта магнитного потока, то часть магнитного потока через джозефсоновские контакты выталкивается в соседнюю ячейку. При выключении токов управления исходная ячейка оказывается свободной, а в соседней будет находиться квант магнитного потока. При описании процессов в таких структурах показано [10], что время переключения может составлять несколько пикосекунд, а диссипация энергии при сдвиге на один период близка к  $10^{-18}$  Дж.

Другой способ продвижения квантов потока в джозефсоновских структурах заключается в использовании в качестве единичной ячейки сверхпроводящего кольца с включенным в него джозефсоновским переходом, причем критический ток перехода можно менять, делая тем самым ячейку либо квантовой, либо неквантовой. Используя изменение критического тока контакта, можно контролировать состояние ячейки слабым внешним сигналом от соседней ячейки или от нескольких ячеек. Такой элемент, как "параметрический квантрон", может передавать имеющуюся в нем информацию в соседние ячейки, с которыми он связан индуктивно.

Среди схем на одиночных квантах магнитного потока параметрический квантрон характеризуется свойствами, отличающими его не только от других сверхпроводниковых элементов, но и от всех обычных переключателей.

Принцип работы параметрического квантрона показан на рис. 10. В параметрическом квантроне (в отличие от силового) имеется возможность управлять параметром  $P$ , меняя, например, величину критического тока джозефсоновского перехода  $I_c$ . Этого можно достичь, выполнив переход в виде криотрона (рис. 10, а). Пропусканием по управляющей шине тока  $I_y$  можно уменьшить критический ток перехода  $I_c$  и тем самым уменьшить параметр  $P$ , переходя от случая  $P > 1$  к случаю  $P < 1$ , т.е. изменить вид зависимости  $\Phi$  (рис. 10, б). При задании в контур постоянного потока смещения  $\Phi_e = \Phi_0/2$  пропусканием постоянного тока  $I_y$  по цепи смещения в зависимости от величины  $P$  в контуре может быть либо одно состояние равновесия  $\Phi = \Phi_0/2$  при  $P < 1$ , либо два состояния при  $P > 1$ . На рис. 10, б эти состояния изображены точками пересечения вертикали  $\Phi_e = \Phi_0/2$  с кривой  $\Phi = \Phi_e$ . Если вначале критический ток перехода  $I_c$  и параметр  $P$  близки к нулю, а затем увеличиваются до значения  $P > 1$ , то, как видно из рис. 10, б, состояние квантрона может контролироваться весьма малым дополнительным внешним полем  $\Phi_e$ , наложенным на поле смещения  $\Phi_0/2$ .

В зависимости от знака  $\Phi_e$  квантрон перейдет из состояния  $A_0$  в состояние  $A_1$  (если  $\Phi_e > 0$ ), или из состояния  $B_0$  в состояние  $B_1$  (если  $\Phi_e < 0$ ).

Таким образом, параметрический квантрон, в отличие от обычного, не требует для переключения большого внешнего поля, сравнимого с полем потока, захваченного в его контуре. После того как переход в контуре закрыт, квантрон становится чувствительным к относительно слабым сигналам, в качестве которых могут служить магнитные поля, индуцируемые аналогичными соседними эле-

ментами.

Таким образом, параметрический квантрон, в отличие от обычного, не требует для переключения большого внешнего поля, сравнимого с полем потока, захваченного в его контуре. После того как переход в контуре закрыт, квантрон становится чувствительным к относительно слабым сигналам, в качестве которых могут служить магнитные поля, индуцируемые аналогичными соседними эле-

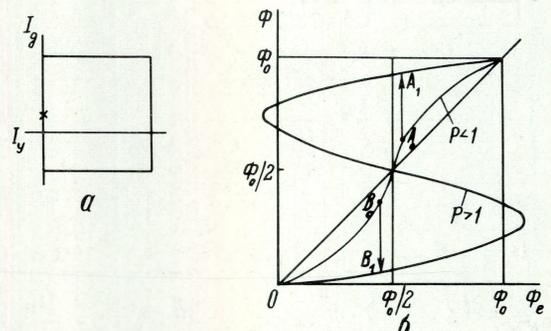


Рис. 10. Эквивалентная схема параметрического квантрона (а) и принцип его управления (б)

ментами. Отсюда понятно, что на параметрических квантронах можно организовать продвигающие структуры, разветвители и другие элементы, осуществляющие те же действия над квантами потока, что и соответствующие структуры в устройствах на ЦМД. Возможно также построение произвольных логических схем. Так, если управляющим сигналом каждого квантрона будут сигналы от трех других, то его состояние будет определяться суммой этих сигналов. Тем самым осуществляется основная операция мажоритарной логики. Известно, что мажоритарные элементы образуют функционально полный набор и весьма эффективны для создания устройств вычислительной техники. Следовательно, параметрический квантрон можно использовать как базисную ячейку всех видов цифровых функциональных устройств на одиночных квантах магнитного потока.

#### ЭЛЕМЕНТЫ НА ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ВИХРЯХ.

Наряду с основной концепцией развития микроэлектроники по пути дальнейшего уменьшения размеров единичных элементов с целью достижения максимальной плотности упаковки (степени интеграции), существуют и альтернативные возможности в этом направлении, одна из которых — использование элементной базы на основе распределенных структур. Этот подход может быть успешно распространен и на сверхпроводниковую элементную базу на эффекте Джозефсона.

Известно, что в длинном джозефсоновском переходе при определенных условиях [11, 12] могут

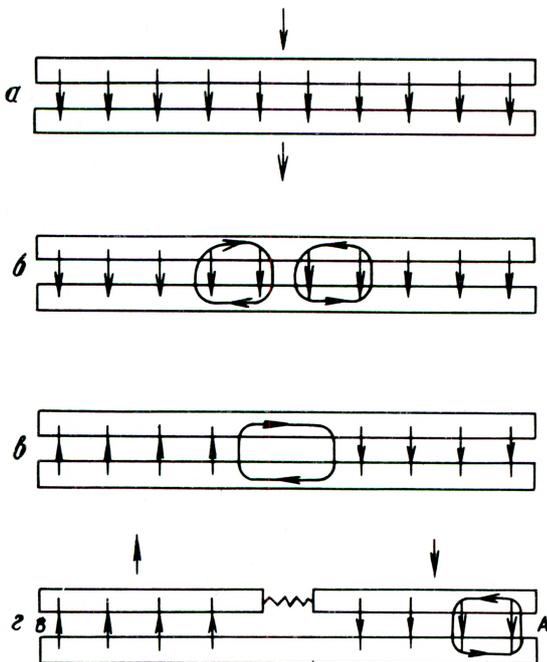


Рис. 11. Джозефсоновские вихри (солитоны) в распределенных структурах: а — джозефсоновский переход; б — зарождение вихря и антивихря; в — захват антивихря на токовой неоднородности; г — достижение вихрем края продвигающей структуры

существовать и перемещаться так называемые джозефсоновские вихри или солитоны, содержащие квант магнитного потока. Эти вихри могут выполнять роль носителей информации, а определенным образом организованная структура продвижения вихрей в виде длинных и разветвленных джозефсоновских переходов реализует все необходимые функции логики и памяти.

Основными свойствами джозефсоновского вихря, определяющими принципы построения данной элементной базы и ее предельные параметры, являются: возможность контролируемой генерации вихрей, их полярность, скорость и направление перемещения, возможность размножения и аннигиляции, диссипируемая энергия, характерные размеры структур продвижения. Рассмотрим их более подробно.

Генерация вихрей в джозефсоновской структуре (переходе) обеспечивается двумя путями: пропусканием тока  $I_D$  по шине управления, индуктивно связанной со структурой продвижения, либо прямой инъекцией импульса тока в структуру [11]. В первом случае ток должен удовлетворять условию

$$\Phi_0/2 \leq I_D L < \Phi_0,$$

а во втором  $I_D \geq 2 \lambda_j J w$ ,

где  $L$  — взаимная индуктивность шины управления и структуры продвижения,  $\lambda_j$  — джозефсоновская глубина проникновения,  $J$  — плотность джозефсоновского тока,  $w$  — ширина структуры продвижения (распределенного джозефсоновского перехода).

Скорость перемещения вихря в структуре под действием силы Лоренца из-за наличия тока смещения определяется величиной этого тока и потерями вследствие вязкого трения. Вихри могут иметь разную полярность, т.е. направление магнитного момента, которое в совокупности с направлением тока смещения однозначно определяет направление движения конкретного вихря. Соотношения между величинами тока смещения и диссипативных потерь в структуре продвижения определяют условия размножения вихрей в точках разветвления, аннигиляции вихря и антивихря при их столкновении, отражения или поглощения вихря на конце структуры [11]. На рис. 11 показан принцип образования вихря и антивихря, их эволюция [12].

Основной размер структуры продвижения — ширина джозефсоновского перехода — должен быть не больше чем джозефсоновская глубина проникновения для обеспечения однородного распределения тока через переход  $\lambda_j \geq w$ . В оптимальных конструкциях плотность тока, характеризующая ве-

личину  $\lambda_j$ , определяет и минимальный размер структуры продвижения.

Предельные параметры элементной базы на джозефсоновских вихрях весьма высоки. Так, для реализованных на практике значений плотностей критического тока в джозефсоновских переходах величина  $\lambda_j$  составляет  $10^{-3} - 10^{-6}$  м, а экспериментально наблюдаемые значения скорости продвижения вихрей [12]  $v_0 = 10^6 \div 10^7$  м/с. Таким образом, ширина джозефсоновской структуры продвижения может быть менее микрона. Длина пути движения вихря в структуре от входа до выхода при реализации любой логической функции составит не более 100, что при указанных значениях  $v_0$  определяет время срабатывания структуры (время выполнения логической операции), равное 10–100 пс. В настоящее время экспериментально реализован макет десятиступенчатого дешифратора на рассматриваемой элементной базе [12]. При ширине структуры продвижения 5 мкм и плотности критического тока  $250 \text{ А/см}^2$  получена величина задержки 17 пс на одну ступень и рассеиваемая энергия  $10^{-19}$  Дж. Показано также, что лишь за счет повышения плотности критического тока до значения  $1000 \text{ А/см}^2$  задержка может быть снижена до 5 пс.

Полученные значения основных параметров элементов на распределенных джозефсоновских переходах показывают чрезвычайную перспективность данной элементной базы для создания высокопроизводительных систем обработки информации. При этом важно отметить, что на рассмотренных элементах возможно создание и запоминающих систем, в которых квант потока может неограниченно долго храниться без потребления энергии в виде незатухающего тока в сверхпроводящем контуре.

**ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ.** В последние годы когерентные явления в слабосвязанных сверхпроводниках находят широкое применение в различных измерительных устройствах, обладающих рекордными параметрами по чувствительности. К ним следует отнести прежде всего магниточувствительные приборы, такие как флюксметр, магнитометр, градиентометр и другие системы на основе сверхпроводящих квантовых интерферометров (сквидов) [14]. Универсальным параметром прибора, позволяющим проводить сравнение различных типов устройств, является разрешение по энергии  $\Delta E$ , определяемое как  $\Delta E = \Delta \Phi^2 / 2L$ , где  $\Delta \Phi$  — минимальный обнаружимый магнитный поток,  $L$  — индуктивность интерферометра. Отмечая высокую чувствительность указанных приборов, достаточно сказать, что при реализуемых в настоящее время параметрах сквидов их разрешение по энергии  $\Delta E$  приближается к квантовому пределу и составляет всего несколько постоянных Планка  $\hbar$  в секунду.

До недавнего времени наиболее распространенным видом джозефсоновских элементов в измерительных системах были точечные контакты, имеющие наряду с достоинствами целый ряд недостатков, главным из которых является невозпроизводимость и нестабильность электрических характеристик, что, в свою очередь ограничивало область применения подобных систем. Однако быстрый прогресс измерительной техники и все возрастающее число задач, решение которых непосредственно связано с наличием сверхчувствительных измерительных систем, требуют создания стабильных во времени, обладающих воспроизводимыми параметрами сверхпроводниковых приборов для измерений, способных работать устойчиво длительное время в условиях внешних воздействующих факторов.

Для создания перечисленных выше современных магниточувствительных приборов с высокими эксплуатационными характеристиками наиболее перспективна тонкопленочная интегральная технология, позволяющая реализовать стабильные, стойкие к многократным термоциклированиям и долговечные джозефсоновские контакты — основные элементы любого сверхпроводникового измерительного прибора. Наряду с этим интегральная технология позволяет создавать сложные многослойные конструкции из сверхпроводников на одном кристалле, такие как система сквид — трансформатор потока с коэффициентом связи, приближающимся к единице, градиентометр с астигматичностью менее  $10^{-5}$  без систем дополнительной подстройки [13]. В интегральном исполнении возможно также создание уникальной системы сквид — вторичный эталон магнитного потока с относительной среднеквадратичной нестабильностью  $10^{-16} \text{ с}^{-1}$ , применимый для разработки вторичных эталонов тока и напряжения. Перечисленные выше возможности интегральной технологии позволяют существенно улучшить не только показатели надежности, воспроизводимости и долговечности сверхпроводниковых измерительных систем, но также значительно повысить их предельные параметры и расширить области применения.

Важно подчеркнуть, что создание подобных сложных измерительных ИС возможно лишь на базе развитой тонкопленочной интегральной технологии, характерной для сверхпроводниковой элементной базы вычислительной техники и практически совпадающей с последней как по числу сверхпроводящих и изолирующих слоев, так и по количеству технологических операций. В этой связи интенсивные разработки сверхчувствительных измерительных систем на основе сквидов в интегральном исполнении, являющиеся настоятельной необходимостью современной метрологии, дадут дополнительный импульс развитию элементной базы вычислительной техники на эффекте Джо-

зещсона, достижения которой в свою очередь могут быть использованы при создании сверхчувствительных измерительных ИС и устройств на их основе.

Рассмотренные приборы на эффекте Джозефсона находят все более широкое применение в измерительных системах, а также других устройствах. Достигнутые успехи [15] позволяют прогнозировать развитие и совершенствование сверхпроводниковых устройств на джозефсоновских переходах, которые будут конкурировать с полупроводниковой элементной базой.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. High speed GaAs integrated circuits/S.T.Long. et al.— Proc. of IEEE, 1982, v. 70, N 1, p. 35—45.
2. C h e e w a l a T. Josephson logic devices and circuits.— IEEE Trans. on El. Dev., 1980, v. ED-27, N 10, p. 1857—1861.
3. A n d e r s o n C.G., K e t c h e n M.B. Measurements of the effects of asymmetry in an on-chip regulated power distribution system using a dual trace Josephson sampling oscilloscope.— IEEE Trans. on Magn., 1981, v. MAG-17, N 1, p. 595—597.
4. J o n e s H.C., C h e e w a l a T. AC powered Josephson latch circuits.— IEEE J. Solid St. circuits, 1982, v. SC-17, N 6, p. 1201—1206.
5. Operating characteristics of Josephson four-junction logic/N.Nakagawa, E.Sogawa, S.Kosaka et al.— Jap. J. Appl. Phys, 1982, v. 21, N 4, p. L198—L199.
6. P e i S.S. Logic delays of 5- $\mu\text{m}$  current-switched Josephson gates.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 8, p. 739—742.
7. A three Josephson junction direct coupled isolation devices/T.Wang, P.Josephs, B.Stein et al.— IEEE Trans. on El. Dev., 1982, v. ED-29, N 3, p. 414—417.
8. S o n e T., Y o s h i d a T., A b e H. Resistor coupled Josephson logic.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 8, p. 741—744.
9. Z a p p e H.H. Memory-cell design in Josephson technology.— IEEE Trans. on El. Dev., 1980, v. ED-27, N 10, p. 1870—1872.
10. Experimental SFQ-interferometer shift register prototype with Josephson junctions/W.Yutzi, E.Crocl et al.— IEEE Trans. El. Dev. Lett., 1983, v. EDL-4, N 3, p. 49—50.
11. R a j e e v a k u m a r T.V. A soliton devices.— IEEE Trans. on Magn., 1981, v. MAG-17, N 1, p. 591—595.
12. M a t s u d a A., U e h a t a S. Observation of fluxon propagation on Josephson transmission line.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, N 8, p. 770—773.
13. W a l J.T., K l a p w i j k T.M. Compact integrated dc SQUID gradiometer.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, N 7, p. 669—672.
14. Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применения: Пер. с англ./ Под ред. Б.Шварца и С.Фонера.— М.: Мир, 1980.— 280 с.
15. Д а н и л и н Б.С., М а х о в В.И., Т я б л и к о в А.В. Интегральные структуры на тупоплазких сверхпроводниках.— В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. Том. 29,—М.: ВИНТИ, 1982.

Статья поступила 26 июня 1984 г.

УДК 681.327.6

Н.Н.Ахмедиев, Б.С.Борисов, А.А.Кокин,  
В.В.Самарцев

## ОПТИЧЕСКАЯ ПАМЯТЬ БОЛЬШОЙ ЕМКОСТИ НА ОСНОВЕ ЯВЛЕНИЯ СВЕТОВОГО ЭХА

Наиболее перспективным направлением оптических ЗУ является их разработка на базе голографического принципа, обеспечившая достижение предельных значений емкости  $10^{12}$ – $10^{13}$  бит [1, 2]. В дальнейшем интенсивность исследований в этом направлении несколько снизилась из-за отсутствия необходимой материальной среды — хранителя информации, а также из-за сильной конкуренции со стороны полупроводниковых ЗУ на СБИС. Интерес к подобным приборам значительно возрос в связи с разработкой оптического ЗУ емкостью  $10^{15}$  бит и плотностью записи  $10^{12}$  бит/см<sup>3</sup> при среднем времени записи, считывания и обращения 1 нс/бит [3].

В основе ЗУ лежит использование явления стимулированного светового (фотонного) эха (ССЭ) в кристалле трехфтористого лантана, активированного ионами трехвалентного празеодима. Для записи бита информации используются два следующих друг за другом через малое время  $\tau$  (порядка нескольких наносекунд) световых импульса длительностью  $\Delta t < \tau$  с волновыми векторами, направленными под углом друг к другу, и пересекающихся в заданной ячейке оптической памяти объемом около 1 мкм<sup>3</sup>. Третий, считывающий импульс, следующий через время  $T \gg \tau$  после первого, вызывает появление в момент времени  $T + \tau$  сигнала ССЭ, несущего информацию о проведенной ранее в соответствующей ячейке записи информации. Схема устройства для осуществления такой записи, порядок воздействия возбуждающих лазерных импульсов и моменты генерации эхо-сигналов показаны на рис. 1 и 2.

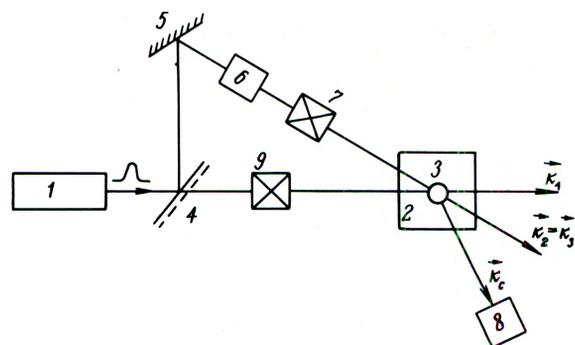


Рис. 1. Блок-схема запоминающего устройства, основанного на явлении светового эха: 1 — импульсный лазер; 2 — кристалл  $\text{LaF}_3$ ; 3 — ячейка памяти; 4 — делитель луча; 5 — зеркало; 6 — линия задержки импульса; 7 — оптический затвор; 8 — фотоземлет, регистрирующий сигнал эха; 9 — система отклонения луча;  $\vec{K}_{1,2,3}$  — волновые векторы импульсов накачки;  $\vec{K}_c$  — волновой вектор сигнала

В новом ЗУ максимальное время хранения информации предполагается равным 5 мин. Поэтому для перезаписи  $10^{15}$  бит информации с временем обновления около 3 нс/бит потребуется  $10^4$  лазеров. Таким образом, конструкция ЗУ включает в себя матрицу из  $10^4$  диодных лазеров ( $100 \times 100$ ), систему отклонения лучей электрооптического типа, обеспечивающую наведение пересекающихся лучей в любую из  $10^{15}$  ячеек памяти с точностью 0,1 мкм и фокусировку в объеме около  $1 \text{ мкм}^3$ , охлаждаемый ( $< 3 \text{ K}$ ) неструктурированный кристалл  $\text{LaF}_3$ , с примесью  $\text{Pr}$  в качестве хранителя информации объемом  $1 \text{ дм}^3$  и матрицу фотоэлементов.

Общий объем конструкции составляет примерно  $27 \text{ дм}^3$ .

Эффекты спинового и фононного эха уже нашли применение в системах обработки информации [4–7]. Световое эхо, впервые наблюдавшееся в рубине, оказалось новым мощным методом оптической спектроскопии [8]. Эхо-сигналы являются нелинейными запаздывающими когерентными откликами резонансной среды на воздействие определенных последовательностей возбуждающих когерентных импульсов. Наибольшее применение в спектроскопии и технике получили сигналы первичного (двухимпульсного) и стимулированного (трехимпульсного) эха. На рис.2 показаны моменты формирования эхо-сигналов. Существенно новым моментом для техники светового эха оказалось открытие долговременного (в течение нескольких минут) стимулированного светового эха на длине волны возбуждающих импульсов  $\lambda = 0,4777 \text{ мкм}$  в кристалле  $\text{LaF}_3$ , активированного ионами  $\text{Pr}^{3+}$  [9, 10], названного авторами аномальным ССЭ.

Важным моментом в физике формирования эхо-эффектов является наличие механизма обратной релаксации. В системе осцилляторов этот механизм связан либо с нелинейностью (ангармонизмом) системы, либо с нелинейностью взаимодействия осцилляторов с полем возбуждающих импульсов; в газовых средах – с эффектом Доплера. В активированных кристаллах механизм обратной релаксации связан с несовершенством кристаллической структуры, с неконтролируемыми включениями, с неоднородным распределением примесей, что приводит к неоднородному расширению спектральных линий. Параметр, обратно пропорциональный поперечной обратной релаксации  $T_2^*$ . Очевидно, неоднородная ширина линии должна будет маскировать сверхтонкую и суперсверхтонкую структуру спектральных линий, образованную в результате взаимодействия электронного спина со спином ядра и со спинами ядер окружения. В рассматриваемом случае ядерный спин лантана равен  $7/2$ , фтора –  $1/2$ , празеодима –  $5/2$ .

Световое эхо можно рассматривать на основе простой векторной модели в полной аналогии со спиновым эхом [11]. Для описания динамики оптических переходов удобно ввести так называемое псевдоэлектрическое поле, одна из составляющих

которого вдоль направления волнового вектора  $k$  (ось  $z$ ) имеет величину  $\omega_0 / \gamma_e$ , где  $\omega_0$  – круговая частота оптического перехода, а  $\gamma_e$  – гироэлектрическое отношение, аналогичное  $\gamma$  – гиромагнитному отношению в спиновых системах, определяемое через матричный элемент дипольного электрического момента атома для оптических переходов:  $\gamma_e = 2 (P_x)_{12} / \hbar$  ( $\hbar$  – постоянная Планка). В реальных системах переходы между рассматриваемыми состояниями могут быть в значительной степени запрещены и тогда под  $\gamma_e$  следует понимать некоторую эффективную величину. Поперечные составляющие псевдоэлектрического поля совпадают с составляющими истинного электрического поля световой волны. Световая волна индуцирует электрический дипольный момент, который в случае круговой поляризации световой волны прецессирует вокруг оси  $z$  с несущей круговой частотой света  $\omega$  в плоскости поляризации ( $x, y$ ). Эти составляющие  $P_x \vec{e}_x + P_y \vec{e}_y$  описывают когерентное (сфазированное) движение системы излучающих атомов. Электрический псевдодипольный вектор  $P$  кроме составляющих  $P_x$  и  $P_y$  включает в себя еще продольную псевдосоставляющую вдоль оси  $z$ , выражающуюся через населенности основного  $N_1$  и возбужденного  $N_2$  состояний

$$P_z = \frac{\gamma_e \hbar}{2} (N_1 - N_2). \quad (1)$$

Изменение во времени  $z$  – составляющей связано только с изменением населенностей.

Движение вектора  $\vec{P}(\vec{r}, t)$  описывается уравнением Блоха [7]:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \gamma_e [\vec{P} \times \vec{E}] - \frac{P_x \vec{e}_x + P_y \vec{e}_y}{T_2} - \frac{P_z - P_0}{T_1} \vec{e}_z, \quad (2)$$

где  $P_0 = \frac{\gamma_e \hbar}{2} N$  – равновесное значение псев-

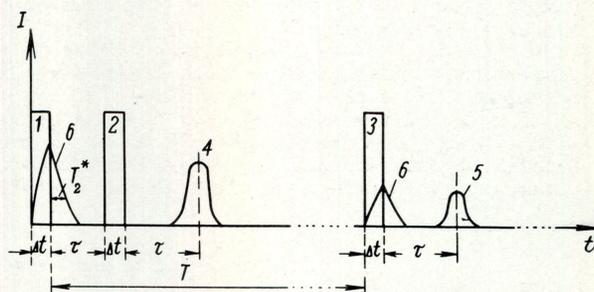


Рис. 2. Последовательность воздействия возбуждающих 90-градусных импульсов и возникновение сигналов первичного и стимулированного эха: 1, 2 – записывающие световые импульсы; 3 – считывающий импульс; 4 – двухимпульсное первичное эхо (ПСЭ); 5 – трехимпульсное стимулированное эхо (ССЭ); 6 – сигнал распада возбужденного состояния;  $\Delta t$  – длительность импульса

додипольного момента,  $N = N_1 + N_2$  — число излучающих атомов в единице объема. Заметим, что в отличие от ядерного спинового эха световое эхо наблюдается в системах с размерами  $L \gg \lambda$ ,  $\lambda = 2\pi c/\omega$  ( $c$  — скорость света) и поэтому в выражение (2), строго говоря, следует включить еще и диффузионный член вида  $D \nabla^2 (\vec{P} - \vec{P}_0)$ . Параметр  $T_2$  — поперечное время релаксации, описывающее необратимое затухание когерентных составляющих псевдодипольного момента  $P_x(\vec{r}, t)$ ,  $P_y(\vec{r}, t)$ . Сигнал эха, как первичного, так и стимулированного, наблюдается лишь при выполнении условия  $T_2^* < \tau \ll T_2$ . Появление первичного эха после воздействия второго импульса через время  $\tau$  свидетельствует о проведенной записи. Однородная ширина линии излучения на половине ее интенсивности непосредственно выражается через  $T_2$ :

$$\Delta \omega_{1/2} = 2/T_2.$$

В случае использования кристалла LaF<sub>3</sub> при 1 ат.% Pr  $T_2 = 0,43$  мкс, а при 0,01 ат.% Pr  $T_2 = 2$  мкс [9]. Параметр  $T_1$  (продольное время релаксации) является временем жизни возбужденного состояния. Оно определяет для двухуровневой системы время хранения информации, записанной двумя первыми импульсами.

Зависимость  $\vec{P}(\vec{r}, t)$  от координат в пределах образца приводит к так называемому пространственному синхронизму излучаемых сигналов. Оптические эхо-сигналы излучаются в определенных направлениях, что позволяет осуществлять пространственное разделение эхо-сигналов от возбуждающих импульсов. В частности, из условия пространственного синхронизма для сигнала стимулированного светового эха [8]:  $\vec{k}_c = -\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3$ , где  $\vec{k}_{1,2,3}$  — волновые векторы трех возбуждающих импульсов, следует, что при  $\vec{k}_2 = -\vec{k}_3$  волновой вектор эхо-сигнала  $\vec{k}_c = -\vec{k}_1$ , а параметры отклика практически не зависят от направления волновых векторов  $\vec{k}_2$  и  $\vec{k}_3$ . Этот режим генерации эхо-сигнала принято называть обращен-

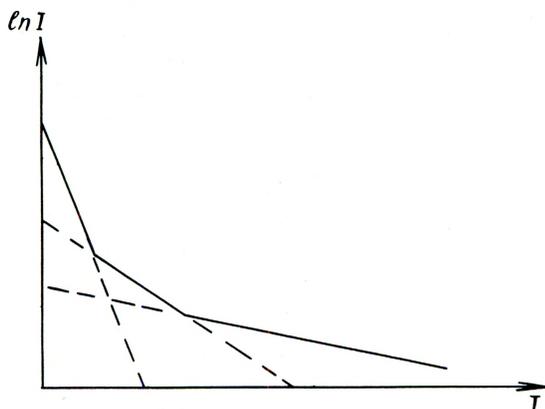


Рис. 3. Зависимость логарифма мощности сигнала ССЭ от времени задержки третьего импульса

ным. Для оптической записи на пластинах этот режим представляется идеальным в условиях, когда волновые противонаправленные векторы второго и третьего импульсов распространяются вдоль пластины — ячейки памяти, а первый импульс — перпендикулярно (либо близко к этому направлению) пластине. Отметим, однако, что при фокусировке импульсов накачки в пятно малых размеров условия пространственного синхронизма выполняются с точностью  $\Delta k = 2\pi/l$ , где  $l$  — размер области взаимодействия волн накачки, и при малых размерах  $l$  направление излучения сигнала может размыться в некоторый конус, линей-

ный угол при вершине которого  $\theta \approx \Delta k/k = \lambda/l$ . Поэтому размер ячейки памяти необходимо выбирать с таким расчетом, чтобы  $\theta \ll 1$ . Для объемной записи оптической информации каждый из импульсов должен характеризоваться каким-либо отличным признаком (поляризацией, спектром, направлением, моментом подачи), который проявится в генерируемом отклике.

Для двухуровневой системы в оптическом диапазоне частот вряд ли можно было бы достичь величины времени жизни сигналов ССЭ, равной минутам. В реальной системе, когда присутствует сверхтонкое и суперсверхтонкое расщепление, рабочая система уровней оказывается многоуровневой как для возбужденного, так и для основного состояний (относительно оптических возбуждений), причем часть энергетических переходов между отдельными подуровнями этой системы оказывается запрещенной правилами отбора. Поэтому время релаксации неравновесного распределения населенностей подуровней основного состояния  $T_{1\Delta}$

существенно больше времени жизни оптически возбужденного состояния  $T_1$ . Наличие таких запрещенных переходов и является основой долговременной оптической памяти.

В двухуровневом случае первый импульс приводит к появлению поперечной составляющей псевдоэлектрического вектора  $P_x(t)$  с частотным спектром, определяемым в основном неоднородным механизмом уширения. Расфазировка прецессирующих вокруг оси  $z$  с разными частотами поперечных компонент приводит к быстрой релаксации  $P_x(t)$  со временем  $T_2^*$ ; его частотный спектр при этом становится модулированным внутри неоднородно уширенной линии. К моменту воздействия второго импульса частота модуляции  $\Omega$  становится равной  $2\pi/\tau$ . Вторым импульсом приводит к появлению такой же частотной модуляции продольной составляющей псевдодипольного мо-

мента  $P_z(t)$ , т.е. разности населенностей оптических уровней, фиксируя тем самым достигнутую к этому моменту времени картину модуляции. Таким образом, записываемая парой импульсов информация запоминается в форме частотно-модулированного спектра оптической поляризации, релаксация которого к равновесию происходит со временем  $T_1 \gg T_2 \gg T_2^*$ . Поэтому в обычной двухуровневой системе возможность наблюдения сиг-

нала ССЭ и хранения записанной информации ограничена временем релаксации  $T_1$ .

В системе с многоуровневой структурой основного состояния при наличии различных вероятностей возбуждения с каждого из подуровней после воздействия первых двух возбуждающих импульсов внутри неоднородной оптической ширины линии частотно-модулированными с той же частотой модуляции  $\Omega$  оказываются также населенности каждого из подуровней нижнего оптического состояния. Если переходы между подуровнями запрещены правилами отбора, то эта модуляция сохраняется не в течение времени  $T_1$ , а в течение гораздо больших времен продольной релаксации  $T_{1\Delta}$  населенностей различных подуровней основного состояния. Если по прошествии времени  $(T - \tau)$  после второго импульса ( $T_1 \ll T \ll T_{1\Delta}$ , т.е. когда вероятность нахождения на верхнем оптическом уровне становится равной нулю), приложить третий возбуждающий импульс, то из-за различной вероятности возбуждения с каждого из подуровней основного состояния наведенная поляризация на оптической частоте оказывается промодулированной внутри неоднородно уширенной оптической линии. Это приведет к появлению через время  $\tau = 2\pi/\Omega$  импульсного сигнала ССЭ. Отметим, что при неполном возбуждении третьим импульсом частотная модуляция разности населенностей между подуровнями остается и после его воздействия, что, по-видимому, делает возможным и неоднократное считывание информации.

Для наблюдения долговременного трехимпульсного эха на ионах празеодима в  $\text{LaF}_3$  используется переход на длине волны  $\lambda = 0,4777 \text{ мкм}$   $^3\text{P}_0 - ^3\text{H}_4$ , сверхтонкое расщепление основного состояния  $^3\text{H}_4$  составляет  $8,47 \text{ МГц}$  [9, 10], а кристаллическое расщепление за счет эффекта Яна-Теллера нижнего дублета иона  $\text{Pr}^{3+}$  — порядка нескольких гигагерц [11]. Следующие по энергии электронные состояния лежат на расстоянии около  $1700 \text{ ГГц}$  [9], поэтому при использовании спектральной ширины светового импульса в области  $10 \text{ ГГц}$  могут возбуждаться практически все сверхтонкие подуровни основного состояния, среди которых есть и долгоживущие состояния [9].

Таким образом, в рассматриваемой реальной многоуровневой системе убывание интенсивности сигнала с ростом температуры будет определяться суммой экспонент с различными эффективными временами релаксации  $T_{1\text{эфф}} \sim T_{1\Delta}$ . Схематически этот процесс представлен на рис.3. В рассматриваемом кристалле время релаксации оптического перехода  $T_1 \sim 47 \text{ мкс}$  [9, 10]. После окончания оптической релаксации сигнал ССЭ убывает более медленно с временем релаксации  $T_{1\text{эфф}} \sim 0,5 \text{ с}$ , около нескольких минут и даже десятков минут (при температуре  $< 3 \text{ К}$ ). Эти времена, по-видимому, определяются спин-решеточной релаксацией ядерных подуровней основного состояния. Обнаружена их заметная зависимость от внешнего постоянного магнитного поля. Именно эти долгоживущие

составляющие и определяют время жизни долговременного стимулированного эха.

Проведем некоторые численные оценки. Оптимальным режимом наблюдения трехимпульсного светового эха, при котором появляются максимальные сигналы ССЭ, является случай трех 90-градусных импульсов, площадь которых определяется условием [12]:

$$\gamma_e \cdot \Delta t \cdot E_1 = \pi/2, \quad (3)$$

где  $E_1$  — амплитуда напряженности электрического поля световой волны. В эксперименте [9] ССЭ наблюдалось при воздействии импульсов около  $100 \text{ Вт}$ , сфокусированных в пятно диаметром  $100 \text{ мкм}$ , при длительности импульса  $\Delta t = 7 \text{ нс}$ . Если это 90-градусные импульсы, то плотность потока энергии электромагнитного поля

$$Q = \frac{100}{\pi/4 d^2} = 1,3 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2. \text{ Соответственно}$$

$$\text{плотность энергии } U = \frac{\epsilon_0 E_1^2}{2} = \frac{Q}{c} =$$

$$= 4 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^3, \text{ а амплитуда напряженности}$$

$$\text{электрического поля } E_1 = 0,3 \cdot 10^5 \text{ В/см.}$$

Гироэлектрическое отношение и эффективный матричный элемент дипольного момента для переходов, связанных с наблюдаемым ССЭ,

$$\gamma_e = \frac{\pi}{2 \Delta t \cdot E_1} = 0,7 \cdot 10^{14} \text{ см/В с,}$$

$$P_{12} = \frac{\hbar \gamma_e}{2} = 0,4 \cdot 10^{-30} \text{ Кл} \cdot \text{см.}$$

Отметим, что последняя величина весьма мала по сравнению со значениями для хорошо разрешенных переходов (примерно в  $10^3$  раз), что означает значительную степень запрета соответствующих переходов. При уменьшении длительности импульса  $\Delta t$  до  $1 \text{ нс}$ , как это предполагается в будущем ЗУ [3] значение  $E_1$  возрастает, соответственно, до  $2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ .

Оценим величину поглощаемой мощности излучения в кристалле ЗУ, используя последнее значение  $E_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ . Два первых записывающих импульса возбуждают электронную подсистему и затем в результате спин-решеточной релаксации энергия этого возбуждения передается кристаллу в целом. При перезаписи всей информации в  $10^{15}$  бит в объеме  $V = 1 \text{ дм}^3$  поглощается и

$$\text{превращается в тепло не более } 2 \frac{\epsilon_0 E_1^2}{2} V =$$

$$= 3,6 \text{ Дж. Это количество тепла должно отводиться через поверхность объема (для куба } 6 \cdot 10^2 \text{ см}^2) \text{ за } 5 \text{ мин, т.е. тепловой поток должен быть не менее}$$

$$Q_T = \frac{3,6}{300 \cdot 600} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/см}^2$$

Если использовать в качестве теплоносителя жидкий гелий, то плотность потока отводимого тепла можно оценить по формуле, приведенной в работе [13]:

$$Q_T = \frac{16 \pi^5}{15} F \frac{\rho_{\text{He}}}{\rho} U_{\text{He}} \frac{(k \cdot T_{\text{He}})^4}{(2 \pi \hbar U)^3} \times \frac{T - T_{\text{He}}}{T_{\text{He}}} \quad (4)$$

где  $F \approx 2$ ,  $\rho_{\text{He}} = 0,145 \text{ г/см}^3$  — плотность гелия,  $U_{\text{He}} = 2,4 \cdot 10^4 \text{ см/с}$  — скорость звука в гелии. Принимая в качестве грубой оценки плотность кристалла  $\rho = 2 \text{ г/см}^3$ ,  $U = 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$  — для скорости поверхностной звуковой волны при  $T_{\text{He}} = 1 \text{ К}$ , получим

$$Q_T \approx 0,013 \frac{T - T_{\text{He}}}{T_{\text{He}}} \text{ Вт/см}^2,$$

т.е. теплоотвод вполне возможен практически без изменения температуры кристалла.

Во избежание существенных искажений (обусловленных поглощением) светового импульса при прохождении через кристалл необходимо, чтобы плотность энергии, поглощаемой в единице объема, была значительно меньше плотности световой энергии в импульсе. Плотность энергии, расходуемой на когерентное возбуждение, определяется согласно выражению (3):

$$\gamma_e \cdot \hbar \cdot E_1 \cdot N = \frac{\pi \cdot \hbar}{2 \Delta t} N.$$

Если учесть, что возбуждается при этом лишь часть  $T_2^*/\Delta t$  ионов, то условие слабого поглощения для грубых оценок можно представить в виде

$$\frac{\pi}{2} \frac{\hbar}{\Delta t} N \frac{T_2^*}{\Delta t} \ll \frac{\epsilon_0 E_1^2}{2}. \quad (5)$$

Откуда следует, что при  $E_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ ,  $T_2^* = 10^{-10} \text{ с}$  и  $\Delta t = 10^{-9} \text{ с}$   $N \ll 10^{23} \text{ см}^{-3}$ , т.е. условие (5) выполняется для широкой области концентраций активирующих ионов и согласуется с указанными в работах [9, 10] значениями 0,1 и 0,01 ат. %.

Основные технические проблемы создания об- суждаемого оптического ЗУ, по-видимому, связаны с осуществлением достаточно точной (0,1 мкм) синхронизированной адресации пересекающихся лучей в любую элементарную ячейку объемом 1 мкм<sup>3</sup> с соответствующим резервированием, обеспечивающим надежную работу ЗУ в реальном масштабе времени.

Для решения такого рода проблем весьма полезны опыты, накопленные ранее при разработке голографических оптических ЗУ [14]. По сравнению с голографическими ЗУ к оптической системе в рассматриваемом случае предъявляются значительно менее жесткие требования, поскольку пространственная когерентность в явлениях светового эха не играет первостепенного значения. Кроме того, в эксперименте, как правило, в качестве накачки используется излучение, ширина линии которого намного меньше неоднородной ширины линии перехода. Возможность сканирования частоты внутри неоднородно уширенной линии для одной и той же пространственной ячейки памяти дает еще одну степень свободы управления лазерным излучением, что может увеличить объем памяти еще примерно на два порядка.

Отметим в заключение некоторые преимущества оптического ЗУ, основанного на использовании явления светового эха:

- неструктурированный носитель информации позволяет вести запись не только в плоскости, но и в объеме. Отсюда плотность записи при использовании видимого света достигает исключительно высоких значений ( $10^{12} \text{ бит/см}^3$  и более);
- отсутствие электрических соединений между элементами памяти, ограничивающих объем полупроводниковых ЗУ значениями в несколько мегабит;
- возможность произвольной выборки информации в отличие от других систем оптической записи (видеодиски);
- относительно малое потребление энергии хранения информации (перезапись) в ЗУ;
- возможность быстрого по сравнению с временем хранения стирания записанной информации путем подачи соответствующего стирающего импульса, а также возможность записи без предварительного стирания ранее записанной информации;
- отсутствие сверхвысокопрецизионной (субмикронной) технологии, необходимой при производстве полупроводниковых сверхБИС.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bar k e t t e E.S. Trends in storage of digital data.— Appl. Opt., 1974, v. 13, N 4, p 749—754.
2. Experimental holographic red-write memory using 3-D storage/L.d'Auria, J.P. Huignard, C.Slezak, E.Spitz — Appl. Opt., 1974, v 13, N 4, p. 808—818.
3. E l s o n B.M. Navy studies photon echo memory use — Aviation Week and Space Technology, 1983, v. 118, N 21, p 102—107.
4. Применение ядерного и электронного спинового эха в устройствах обработки информации/М.П.Петров, С.И.Степанов, А.А.Петров, А.П.Паугурт — Квантовая электроника (тезисы докладов), 1975, сер. 10, вып. 1(50), с. 63—65.
5. Л е в и н Ю.К., М а л и н и н Ю.И., Р о т ш т е й н Л.И. Устройства функциональной электроники на основе эффекта спинового эха.— Электронная промышленность, 1983, вып. 8, с. 25—28.
6. С а л и х о в К.М., С е м е н о в А.Г., Ц в е т к о в Ю.Д. Электронное спиновое эхо и его применение.— Новосибирск, Наука, 1976.
7. С м о л е н с к и й Г.А., Л е м а н о в В.В., Ш е р м а н А.Б. Новые акустозлектронные методы обработки сигналов.— Вестник АН СССР, 1981, № 9, с. 20—28.

8. Маныкин Э.А., Самарцев В.В. Оптическая эхо-спектроскопия. — М.: Наука, 1984.
9. Chen Y.G., Chiang K., Hartman S.R. Photon echo relaxation in  $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ . — *Opt Commun.*, 1979, v. 29, N 2, p. 181—185
10. Morsink J.B.M., Wiersma D.A. Photon echoes in the  $^3\text{P}_0\text{—}^3\text{H}_4$  transition of  $\text{Pr}^{3+}/\text{LaF}_3$ . — *Chem. Phys. Lett.*, 1979, v. 65, N 1, p. 105—108
11. Альтшулер С.А., Козырев Б.М. Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп. — М.: 1972.
12. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. — М.: Мир, 1978.
13. Халатников И.М. Теория сверхтекучести. — М.: Наука, 1971.
14. Zook J.D. Light beam deflector performance: a comparative analysis — *Appl. Opt.*, 1974, v. 13, N 4, p. 875—887

Статья поступила 26 июня 1984 г.

УДК 621.383.8:621.391

В.П.Волчков, В.А.Горохов, В.П.Дмитриев

## ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ КАНАЛОВ В СИСТЕМАХ СВЯЗИ

**Показатель удельной стоимости оптоэлектронного канала связи, определяемый отношением суммарной стоимости канала к его добротности, позволяет выбрать наиболее целесообразный конструктивный вариант оптоэлектронного канала — мультиплексного с генераторами и оптическими разъемами или более дешевого оптически неразъемного канала типа волстрон.**

Проектирование структур оптоэлектронных каналов связи на основе световодных кабелей должно осуществляться с учетом функционального назначения и технико-экономических показателей. Стоимость световодного кабеля оказывает наиболее существенное влияние на технико-экономические показатели оптоэлектронных каналов связи [1], поэтому для повышения их эффективности необходимо повысить информационную емкость и протяженность ретрансляционных участков. В данной работе рассмотрены вопросы построения структур оптоэлектронных каналов связи с учетом аппаратных требований и анализа критериев технико-экономической эффективности.

В зависимости от функционального назначения оптоэлектронные каналы связи различаются по виду передаваемой информации (цифровой или аналоговой), степени интеграции, конструктивному исполнению.

Степень интеграции оптоэлектронных каналов связи определяется исполнением оконечных устройств (передающих, приемных).

Оптоэлектронные каналы связи малой протяженности, как показывает практика, целесообразно изготавливать оптически неразъемными типа волстрон [2], поскольку стоимость оборудования оконечных устройств невелика (сравнима со стоимостью интегральных микросхем), и они ремонту не подлежат. Оптоэлектронные каналы связи средней и большой протяженности целесообразно изготавливать оптически разъемными, так как стоимость оборудования их оконечных устройств сравнительно высокая (сравнима со стоимостью аппаратуры), и они подлежат ремонту.

При проектировании оптоэлектронных каналов связи приходится решать такие конструктивно-технологические проблемы, как оптимизация конструкции световодного кабеля, передающих и приемных оконечных устройств; разработка способов соединения (стыковки) излучателей, фотоприемников со световодами, световодов друг с другом; разработка интегральных схем передающих и приемных оконечных устройств и ряд других, которые необходимо решать комплексно, с учетом получения максимальной технико-экономической эффективности.

К разработкам нового интегрированного изделия оптоэлектронной техники относится волстрон, который объединяет в себе конструктивно-технологические принципы оптрона и волоконно-оптических линий связи (ВОЛС).

Ниже приведены области применения оптоэлектронных каналов связи на различных расстояниях:

на малых расстояниях (до 100 м) — связь внутри блоков внутриобъектовых информационных систем (ВОИС), связь между блоками аппаратуры ВОИС, связь в системах отображения информации, связь между блоками аппаратуры ЕС ЭВМ;

на средних расстояниях (100 м — 1 км) — связь между аппаратурной ЕС ЭВМ и периферийными устройствами, внутриобъектовая абонентская телефонная сеть, связь между ЭВМ в системах информационного обмена, связь в контрольно-измерительных комплексах;

на больших расстояниях (более 1 км) — городская абонентская телефонная сеть, кабельная телевизионная сеть, межобъектовые информационные связи.

К оптоэлектронным каналам связи ВОИС предъявляются такие требования, как возможность прямой замены существующей проводной кабельной сети оптоэлектронными каналами связи без изменений схемотехники аппаратуры, согласование электрического входа и выхода оптоэлектронного канала связи с аппаратурой ВОИС, возможность применения существующей электроизмерительной аппаратуры для входного контроля и измерения электрических параметров оптоэлектронного ка-

нала связи, устойчивость к механическим, климатическим и другим внешним воздействующим факторам не хуже, чем у основной аппаратуры и (в перспективе) у проводного кабеля, невысокая стоимость по сравнению со стоимостью аппаратуры ВОИС и соизмеримая со стоимостью ИС.

На основании перечисленных требований можно сделать вывод, что наиболее широкое применение во внутриобъектовых информационных системах найдут короткие оптически неразъемные оптоэлектронные каналы связи, как наиболее дешевые и простые в изготовлении и эксплуатации (входные и выходные электрические параметры контролируются обычной электроизмерительной аппаратурой).

Из рис. 1, на котором представлены структурные схемы оптоэлектронных каналов связи, видно, что интеграция оптоэлектронных каналов связи характеризуется наращиванием числа простых каналов связи в параллель (см. рис. 1, д), а также усложнением каналов связи за счет повышения уровня интеграции конечных устройств и расширения их функциональных возможностей (см. рис. 1, е и ж).

Главное назначение оптоэлектронных каналов связи — электрическая развязка аппаратуры информационных комплексов и организация электрически нейтральной информационной связи между

ними. Для повышения скорости передачи цифровой информации на малые и средние расстояния используется параллельная организация оптоэлектронных каналов связи. При передаче информации на большие расстояния применяются устройства уплотнения (разуплотнения) информации, входящие в состав передающего (приемного) устройства (см. рис. 1, е и ж).

В основном используется цифровая передача информации между объектами вычислительных информационных комплексов. В случае передачи аналоговых сигналов информации в цифровые оптоэлектронные каналы связи добавляются схемы АЦП и ЦАП на входе передающего и выходе приемного устройств (см. рис. 1, ж).

Важнейшими параметрами цифровых оптоэлектронных каналов связи являются длина канала связи  $L$ , скорость  $V$  передачи информации (при заданной вероятности ошибки  $P_{\text{ош}}$  и стоимости канала связи  $C_{\Sigma}$ ). Указанные параметры определяют показатель, позволяющий оптимизировать канал связи, — показатель удельной стоимости  $C_{\text{уд}}$  передачи информации:

$$C_{\text{уд}} = \frac{C_{\Sigma}}{L \cdot V} \quad (1)$$

Суммарная стоимость оптоэлектронного канала связи  $C_{\Sigma}$  складывается из стоимости передающих и приемных устройств ( $C_{\text{п}}$ ,  $C_{\text{пр}}$ ), регенерационных устройств ( $C_{\text{р}}$ ), волоконно-оптического кабеля ( $C_{\text{вок}}$ ), а также стоимости затрат, связанных с изготовлением ( $C_{\text{и}}$ ), монтажом ( $C_{\text{м}}$ ), эксплуатацией ( $C_{\text{э}}$ ) в соответствии с формулой:

$$C_{\Sigma} = C_{\text{п}} + C_{\text{пр}} + C_{\text{р}} \cdot N + C_{\text{вок}} + C_{\text{и}} + C_{\text{м}} + C_{\text{э}}, \quad (2)$$

где  $N$  — число регенерационных устройств.

Величина произведения  $L \cdot V$  в знаменателе формулы (1) характеризует добротность канала связи  $D$ .

Существуют два пути снижения  $C_{\text{уд}}$ : уменьшение  $C_{\Sigma}$  и повышение  $D$ .

Снизить  $C_{\Sigma}$  можно путем уменьшения каждой составляющей уравнения (2). Так, переход от гибридной технологии к твердотельной при изготовлении передающих и приемных устройств существенно снижает их себестоимость; применение оптически неразъемных соединений в коротких каналах связи упрощает и тем самым удешевляет изготовление оптоэлектронных каналов связи.

Повышение максимальной дальности передачи информации связано с уменьшением удельных потерь сигнала в световоде (дисперсией) в резуль-

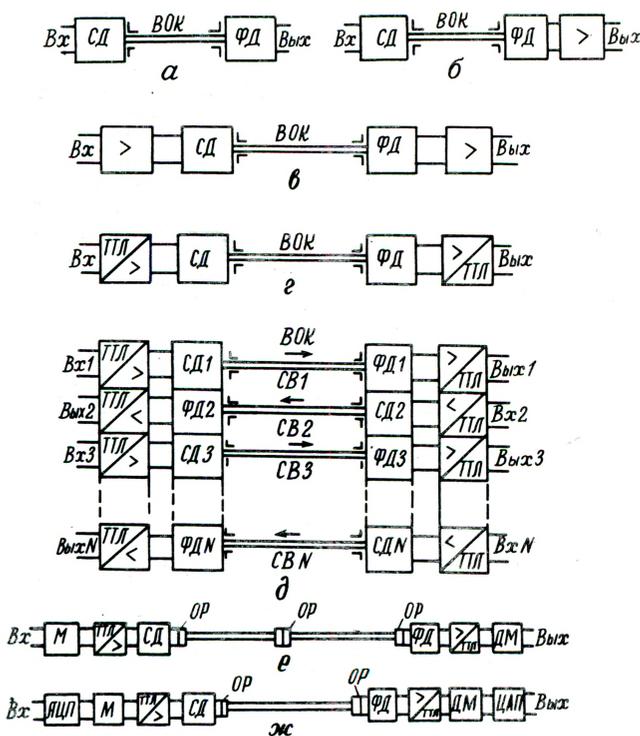


Рис. 1. Структурные схемы оптоэлектронных каналов связи с малым уровнем интеграции (а, в) со средним уровнем интеграции (в, г, г) и с высоким уровнем интеграции (е, ж): СД — светодиод; ФД — фотодиод; М — мультиплексор; ДМ — демultipлексор; ОП — оптический разъем; СВ — световод; ВОК — волоконно-оптический кабель

тате применения более длинноволнового источника излучения, а также с подключением в тракт передачи регенераторов, осуществляющих промежуточное усиление полезной мощности сигнала (рис. 2).

Общая добротность последовательного оптоэлектронного канала связи ( $D_{\text{посл}}$ ) большой и средней протяженности определяется суммарной добротностью отдельных регенерационных участков:

$$D_{\text{посл}} = V \cdot L = \sum_{n=1}^N d_n = V \sum_{n=1}^N l_n, \quad (3)$$

где  $l_n$  — длина  $n$ -го регенерационного участка.

Показатель удельной стоимости передачи информации в таком канале с учетом формул (1) и (3) имеет вид:

$$C_{\text{уд}} = \frac{C_{\Sigma}}{V \sum_{n=1}^N l_n}. \quad (4)$$

Когда объем передаваемой информации велик, применяется ее уплотнение. Для оптоэлектронных каналов связи малой протяженности, используемых во внутриобъектовых информационных системах (наземных, бортовых), при уплотнении информации ухудшается быстродействие, а также теряет смысл само уплотнение информации при передаче ее на короткие расстояния, поскольку (в соответствии с формулой (2)) возрастает суммарная стоимость оптоэлектронного канала связи за счет аппаратной избыточности, связанной с применением устройств уплотнения и разуплотнения информации. Поэтому при коротких связях наиболее оптимальным является использование параллельной передачи информации по параллельному каналу связи (рис. 3).

Суммарная скорость передачи информации по параллельному каналу связи определяется формулой:

$$V = \sum_{n=1}^N V_n, \quad (5)$$

где  $V_n$  — скорость передачи информации по  $n$ -му световоду;  $N$  — общее число параллельных световодов. Если скорость передачи информации по всем световодам параллельного канала связи одинаковая ( $V_1 = V_2 = \dots = V_N = V_n$ ), то формула (5) преобразуется:

$$V_0 = NV_n. \quad (5')$$

Откуда добротность параллельного оптоэлектронного канала связи в соответствии с формулами (5) и (5')

$$D_{\text{пар}} = L \cdot \sum_{n=1}^N V_n; \quad (6)$$

$$D_0_{\text{пар}} = L \cdot N \cdot V_n, \quad (6')$$

где  $L$  — длина канала связи.

Показатель удельной стоимости передачи информации по параллельному оптоэлектронному каналу связи будет (в соответствии с формулами (1) и (5)) выражаться формулой:

$$C''_{\text{уд}} = \frac{C'_{\Sigma}}{L \cdot \sum_{n=1}^N V_n}, \quad (7)$$

где  $C'_{\Sigma}$  — суммарная стоимость параллельного оптоэлектронного канала связи, определяемая из формулы (1), без учета стоимости регенерационных устройств ( $C_p \cdot N$ ).

Удельная стоимость передачи информации по параллельному каналу связи с учетом выражения (5') будет иметь вид:

$$C''_{\text{уд}} = \frac{C'_{\Sigma}}{L \cdot NV_n}. \quad (7')$$

Анализ зависимости (рис. 4) удельной стоимости последовательного оптоэлектронного канала связи от длины канала связи с  $N$  регенераци-

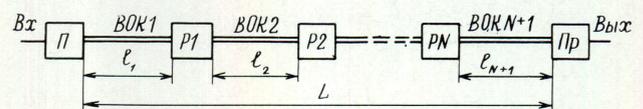


Рис. 2. Структурная схема последовательного оптоэлектронного канала связи: П — передающее устройство, Пр — приемное устройство, Р — регенератор,  $N$  — количество регенераторов

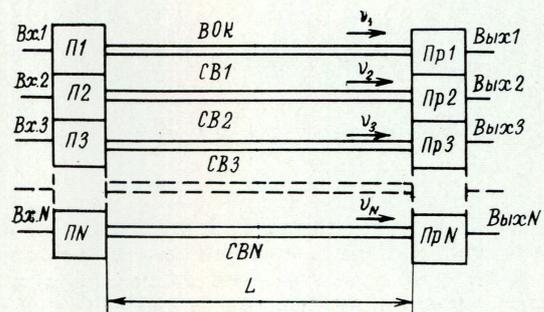


Рис. 3. Структурная схема параллельного оптоэлектронного канала

онными участками для двух скоростей передачи информации  $V_1, V_2$  (при  $V_1 < V_2$ ) показал, что в пределах каждого регенерационного участка ( $l_n$ ) канала связи показатель удельной стоимости передачи информации ( $C''_{уд}$ ) снижается по закону:

$C''_{уд} = f\left(\frac{1}{l}\right)$ , однако с увеличением числа регенерационных участков  $C''_{уд}$  каждый раз возрастает.

Это связано с тем, что начинает возрастать суммарная стоимость канала связи за счет затрат, связанных с монтажом и эксплуатацией канала связи. Кроме того, с увеличением протяженности канала связи возрастает суммарная стоимость волоконно-оптического кабеля ( $C_{бок}$ ).

С увеличением скорости передачи информации в последовательном оптоэлектронном канале связи (при одинаковом числе и длине регенерационных участков) удельная стоимость канала связи уменьшается в соответствии с формулой  $C'_{уд} = f(1/V)$  на величину  $\Delta C'_{уд}$ .

На рис. 5, а представлена зависимость удельной стоимости параллельного оптоэлектронного канала связи от скорости передачи информации ( $V_n$ ) в отдельных параллельных световодах, на

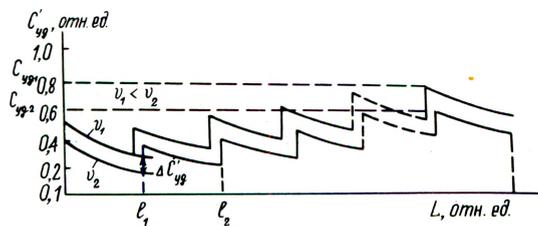


Рис. 4. Зависимость удельной стоимости последовательного оптоэлектронного канала связи от длины канала связи

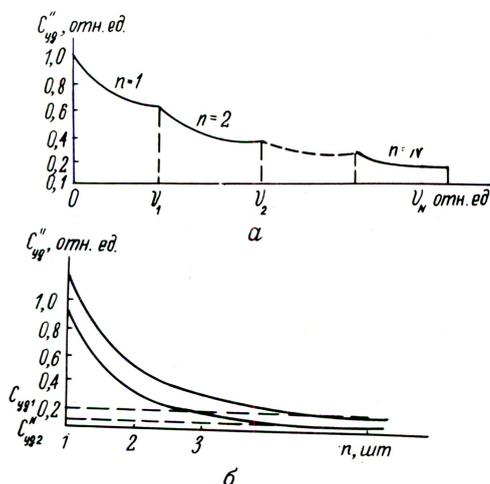


Рис. 5. Зависимость удельной стоимости параллельного оптоэлектронного канала связи от скорости передачи информации (а) и от числа параллельных световодов (б)

рис. 5, б — от числа световодов, при двух скоростях передачи информации  $V'_0, V''_0$  по  $N$ -световодам ( $V'_0 < V''_0$ ).

Как видно из представленных зависимостей  $C_{уд}$  в пределах одиночного световода уменьшается в соответствии с выражением  $C''_{уд} = f(1/V_n)$ , а при увеличении числа параллельных световодов в волоконно-оптическом кабеле  $C''_{уд}$  в соответствии с выражением  $C''_{уд} = f(1/NV_n)$ . При одинаковых скоростях передачи информации (см. рис. 5, б) по  $N$  параллельным световодам  $C''_{уд}$  убывает по закону:  $C''_{уд} = f\left(\frac{1}{\sum_{n=1}^N V_0}\right)$ . При этом, чем больше

скорость передачи информации в параллельном оптоэлектронном канале связи, тем меньше его удельная стоимость  $C''_{уд}$ .

Уменьшение удельной стоимости параллельного оптоэлектронного канала связи с увеличением числа параллельных световодов связано с тем, что его суммарная стоимость  $C_{\Sigma}$  растет медленнее, чем добротность, величина которой пропорциональна числу каналов связи ( $N$ ). С переходом на интегральную технологию изготовления суммарная стоимость параллельных оптоэлектронных каналов связи существенно снизится, а следовательно, и снизится их удельная стоимость ( $C''_{уд}$ ). Таким образом, на начальном этапе проектирования оптоэлектронных каналов связи полезно провести анализ показателей удельной стоимости  $C'_{уд}$  и  $C''_{уд}$  для заданных длин каналов связи и скорости передачи информации. Если в результате расчетов  $C'_{уд} < C''_{уд}$ , то оптимальным является тракт передачи на базе последовательного оптоэлектронного канала связи; если  $C'_{уд} > C''_{уд}$ , то целесообразным становится применение параллельного оптоэлектронного канала связи.

Показатели удельной стоимости оптоэлектронных каналов связи можно также использовать и при анализе трактов передачи аналоговых сигналов (в этом случае в формулах (1), (3–7) вместо скорости передачи информации  $V$  следует использовать полосу пропускания канала связи  $F$  при заданном отношении сигнал/шум).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Горбунов О.И. Определение путей наиболее экономичного развития техники световодных линий связи. — Техника средств связи. Сер. ТПС, 1983, вып. 9, с. 12–17.

2. Носов Ю.Р., Дмитриев В.П., Файзулаев П.Н. Волстроны — новый класс изделий электронной техники. — Электронная промышленность, 1983, вып. 6, с. 12, 13.

3. Хауэс М.Д., Морган Д.В. Волоконно-оптическая связь. Приборы, схемы, системы/Под ред. Жаботинского. — М.: Радио и связь, 1982.

Статья поступила 21 мая 1984 г.

УДК 621.383.92

Ф.Е.Минскер, Ю.Р.Носов, Г.С.Узварик

## ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ ДИОДНЫЙ ОПТРОН ТИПА АОД130А

Для устройств медицинской электроники, электропривода, измерительной техники, техники физического эксперимента предназначены оптроны типа АОД130А с повышенным (более 2—3 кВ) напряжением изоляции, обладающие высокими быстродействием и коэффициентом передачи тока и эксплуатационными характеристиками. Ниже приведены основные параметры оптрона АОД130А в диапазоне рабочих температур от  $-45$  до  $+70^{\circ}\text{C}$ :

|  |              |
|--|--------------|
| Коэффициент передачи тока, %                         | не менее 1   |
| Входное напряжение (при $I_{вх}=10$ мА), В           | не более 1,5 |
| Время нарастания (спада) выходного импульса, нс      | не более 100 |
| Пропускная емкость, пФ                               | не более 0,5 |
| Сопротивление изоляции, МОм                          | $10^4$       |
| Максимальное обратное напряжение на фотоприемнике, В | 30           |
| Максимальный входной ток, мА                         | 20           |
| Напряжение изоляции (пиковое), кВ                    | 3            |
| Испытательное напряжение, кВ                         | 5            |

Фактический запас по напряжению пробоя не менее чем двухкратный.

Оптрон выполнен в восьмивыводном DIP-корпусе, габаритные размеры корпуса  $12 \times 6,5 \times 4$  мм.

Активная часть прибора включает в себя GaAlAs-излучатель, кремниевый  $p-i-n$ -фотодиод и достаточно толстую фианитовую пластинку в качестве связующей оптической среды. Такая конструкция, а также применение пластмассовой герметизации и оптимального расположения выводов позволяют достигать высокой электрической прочности прибора.

Статья поступила 21 мая 1984 г.

УДК 621.383.92

В.В.Астахов, С.А.Видро, Ю.Р.Носов

## ОПТРОН ТИПА АОД133А С МАЛОЙ ПРОХОДНОЙ ЕМКОСТЬЮ

В диодном оптроне АОД133А для ослабления паразитной связи выхода со входом между излучателем и фотоприемником введена экранирующая металлическая сетка. Эта сетка подсоединена к фланцу корпуса (типа 302.5—7) оптрона. Заземление корпуса при монтаже в схему обеспечивает достижение величины проходной емкости, равной 0,01 пФ. По остальным параметрам и предельным режимам разработанный прибор типа АОД133А аналогичен другим оптопарам.

Основные характеристики оптрона АОД133А

|  |                 |
|--|-----------------|
| Коэффициент передачи тока, %                   | не менее 0,5    |
| Входное напряжение при $I_{вх} = 10$ мА, В     | не более 1,5    |
| Время нарастания (спада) выходного сигнала, мс | не более 100    |
| Сопротивление изоляции, Ом                     | не менее $10^9$ |
| Пропускная емкость, пФ                         | не более 0,05   |
| Напряжение изоляции (пиковое), В               | 1000            |
| Максимальный входной ток, мА                   | 20              |

Развязывающие свойства оптрона обеспечивают подавление значительной динамической (высокочастотной, импульсной) помехи.

Статья поступила 21 мая 1984 г.

УДК 621.396.6:666.189.21

М.А.Ананян, Е.В.Титов, В.П.Тихонов

## ЛОКАЛЬНАЯ ОПТОВОЛОКОННАЯ СЕТЬ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ НА ОСНОВЕ МОНОКАНАЛА

Оптоволоконная сеть предназначена для обмена данными между микроЭВМ или специализированными устройствами, размещенными на ограниченной территории, такими как "Электроника 60", "Электроника НЦ-80-01", "Электроника С5—21М" и им аналогичными или специализированными устройствами сбора и распределения информации на основе микропроцессора K1801ВМ1. Основная область применения сети — системы автоматического управления производством и технологическими процессами, работающие в реальном масштабе времени.

### Основные параметры сети

|   |              |
|---|--------------|
| Число подключаемых микроЭВМ               | не более 31  |
| Число поадресов сообщений каждой микроЭВМ | не более 31  |
| Число информационных слов в сообщении     | не более 32  |
| Разрядность слова                         | 16           |
| Скорость передачи информации, Мбит/с      | 1            |
| Наработка на сбой, ч                      | не менее 250 |
| Максимальное расстояние между микроЭВМ, м | 300          |

Основной особенностью сети является применение высокоскоростной оптоволоконной линии передачи информации (ОЛПИ), позволяющей использовать принцип общей шины (моноканала). Общая шина упрощает коммутацию в сети, фактически сводя ее к одному распределенному коммутационному узлу. ОЛПИ обеспечивает также хорошую электромагнитную совместимость сети.

Сеть (рис. 1) состоит из контроллера (К), оконечных устройств (ОУ) и ОЛПИ. Контроллер управляет информационным обменом в сети, контролирует достоверность принятой информации и состояние ОУ. ОУ принимает и выполняет адресованные ему команды контроллера, контролирует достоверность принятой информации.

Контроллер и каждое ОУ имеют буферные ОЗУ емкостью 1К 16-разрядных слов для обеспечения параллельной асинхронной работы микроЭВМ и сети передачи данных. По командам контроллера осуществляется циклический асинхронный обмен информацией между буферными ОЗУ в соответствии со

сменной программой, которая составляется пользователем сети и закладывается в контроллер. МикроЭВМ обмениваются информацией с буферными ОЗУ в режиме программного обмена через унифицированный магистральный параллельный интерфейс (ОСТ 11 305.903—80) с использованием 16-разрядной совмещенной шины адреса/данных и шести линий управления.

Протокол информационного обмена в сети предусматривает передачу информации от контроллера к ОУ, от ОУ к контроллеру и от одного ОУ к другому. Информация сопровождается командными словами контроллера и ответными словами оконечных устройств. Командное слово контроллера содержит пятиразрядный адрес ОУ, которому оно предназначено; признак "прием/передача", указывающий ОУ, что оно должно принимать (передать) информацию; пятиразрядный подадрес, используемый для размещения информации в определенных ячейках ОЗУ в соответствии с ее назначением; пятиразрядное число, определяющее количество информационных слов в сообщении.

Ответное слово содержит пятиразрядный адрес ОУ, а также ряд признаков, характеризующих состояние ОУ и достоверность принятой им информации. Командные, ответные и информационные слова содержат также синхросигнал и разряд контроля по четности. Каждое слово передается по ОЛПИ в последовательном коде "Манчестер" за 20 мкс.

Для обеспечения высокой надежности и достоверности передачи информации в сети предусмотрен встроенный контроль в ОУ и контроллере достоверности принимаемых из ОЛПИ слов и сообщений; повторение передачи сообщения при отсутствии ответа ОУ или наличии недостоверно принятых

слов; исключение цикла передачи данного сообщения из общего цикла обмена при повторном отсутствии ответа ОУ или наличии недостоверно принятых слов; периодический перезапуск программы контроллера.

В соответствии с протоколом информационного обмена ОЛПИ обеспечивает выполнение функций моноканала, т. е. обеспечение передачи информации от любого терминала (контроллера или ОУ) ко всем остальным терминалам. Элементами ОЛПИ являются одноканальные приемопередающие квантово-электронные модули (КЭМ), семиканальные приемопередающие КЭМ, двухсветоводные оптические кабели. С помощью этих элементов можно строить различные ОЛПИ с древовидной структурой (рис. 2). В промежуточных узлах ОЛПИ располагаются как одноканальный, так и семиканальный КЭМ, чем обеспечивается активная ретрансляция сигнала.

Контроллер и ОУ находятся в отдельных блоках с размерами 300x290x200 мм. В ячейках блоков с размерами 144,5x220 мм размещаются одноканальный и семиканальный КЭМ, буферное ОЗУ, интерфейсная аппаратура. Предусмотрены места для установки дополнительных ячеек со стандартными размерами и интерфейсом МПИ (ОСТ 11 305.903—80), например, одноплатной микроЭВМ "Электроника С-МС-12102.1" и специализированных устройств сопряжения с объектом, а также вторичных источников питания. Это позволяет строить из блоков функционально и конструктивно законченные информационные комплексы.

Контроллер состоит из однокристалльной микроЭВМ К586ВЕ1, однокристалльного ОЗУ К1809РУ1, интегральных схем средней и малой степени интеграции серий К133 и К585. Потребляемая мощность контроллера — не более 18 Вт, ОУ — не более 16 Вт. Предполагается дальнейшее снижение потребляемой мощности.

Таким образом, рассматриваемая сеть обеспечивает двусторонний обмен данными между 31 микроЭВМ с суммарной скоростью 1 Мбит/с, высокую достоверность передачи информации; допускает разнообразные составные пользователи сети программы обмена; упрощает коммутацию и обеспечивает хорошую электромагнитную совместимость комплекса; может иметь различные конфигурации применительно к заданной топологии размещения терминалов; предполагает дальнейшее расширение функций и увеличение скорости передачи информации.

Перспективное развитие оптоволоконной сети связано с развитием следующих направлений:

- разработка унифицированного терминала, способного выполнять функции контроллера и оконечного устройства. Это позволит организовать сеть с эстафетной передачей управления, а в дальнейшем сеть, не чувствительную к отказам элементов;
- организация сети, не чувствительной к отказам определенного числа элементов путем введения структурной, функциональной и временной избыточности;
- увеличение скорости информационного обмена до нескольких десятков мегабит в секунду с возможной модификацией протокола обмена и форматов сообщений.

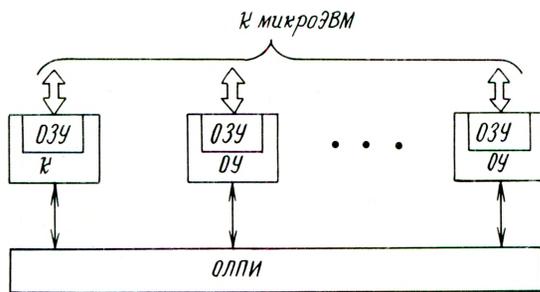


Рис. 1. Структура сети

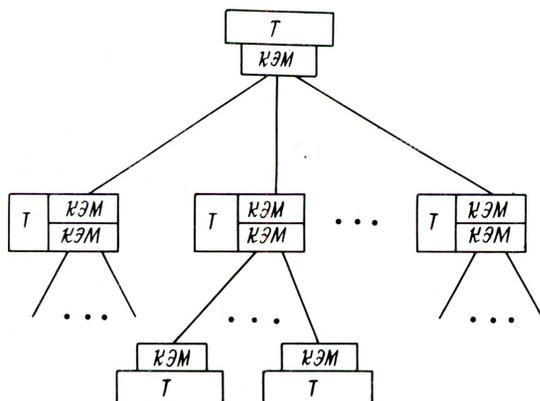


Рис. 2. Структура ОЛПИ

УДК 621.383.8.001.63:621.373.826

В.И.Кричевский, В.Ф.Мартынов,  
Ж.Г.Пешина, А.М.Сапронов

### ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРНЫЕ МОДУЛИ В КОНСТРУИРОВАНИИ ОПТОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ

**Исключение длительной и трудоемкой операции юстировки, способствующее уменьшению простоев техники, сокращению численности и снижению квалификации обслуживающего персонала обеспечит широкое применение волоконно-оптических лазерных модулей в оптоэлектронной аппаратуре.**

Применение лазеров в различной оптоэлектронной аппаратуре, используемой в медицине, строительстве, мелиорации и т.д., требует не только согласования их с оптическими фокусирующими и коллимирующими системами, но также обеспечения быстрой взаимозаменяемости лазеров, а в ряде случаев принятия мер по их защите от внешних воздействий. Одним из перспективных путей по преодолению указанных трудностей является создание волоконно-оптических лазерных модулей (ВОЛМ), которые благодаря использованию волоконного световода позволяют обеспечить быструю безъюстировочную взаимозаменяемость лазеров, подключить при необходимости к оптической системе лазер любого типа или вида (с длиной волны в пределах, допустимых для данной оптической системы), вынести лазер из аппаратуры и защитить его от внешних воздействий (тем самым повысив надежность и долговечность лазера и аппаратуры в целом), обеспечить быстрое и легкое направление лазерного луча в заданную точку пространства (удобное управление лучом), не поворачивая при этом сам лазер.

ВОЛМ (рис. 1) состоит из лазера 1 (газового, полупроводникового, твердотельного и т.д.); оптической системы (окуляра) 2 для ввода лазерного излучения в волоконный световод; юстировочного устройства 3, 5 с ответной частью оптического разъема, предназначенного для совмещения оптических осей лазера, окуляра (объектива) и волоконного световода, а также совмещения входного (выходного) торца волоконного световода с фокусом окуляра (объектива); волоконного световода 4 с оптическими разъемами на концах, оптической системы (объектива) 6 для вывода лазерного излучения из ВОЛМ.

Волоконный световод может состоять из одного волокна (моноволоконный световод) или из множества волокон (жгут). В первом случае волоконный световод размещается между окуляром и объективом, во втором случае — между лазером и окуляром [1].

Одной из основных проблем при создании ВОЛМ является обеспечение минимальных потерь оптической мощности. Наиболее эффектив-

ным согласованием лазера с волоконным световодом будет такое, при котором в пределах максимального угла ввода излучения на входном торце световода полностью укладывается изображение лазерного пятна (рис. 2), т.е.  $\theta \leq \theta_{кр}$ ,  $2\omega < 2a$ , где  $\theta$  — угол ввода излучения;  $\omega$  — радиус перетяжки лазерного пучка;  $a$  — радиус сердцевины волоконного световода. Аналогично, наиболее эффективным согласованием волоконного световода с объективом является такое, при котором в пределах апертурного угла объектива на его входном зрачке полностью укладывается изображение выходного торца волоконного световода.

Подбирая элементы таким образом, чтобы фазовый объем лазерного пучка сохранялся на протяжении всего оптического тракта, можно свести потери оптической мощности в ВОЛМ только к неизбежным потерям на поглощение, рассеяние и френелевское отражение, а затем минимизировать и их.

Второй важной проблемой создания ВОЛМ является точность попадания лазерного пятна в заданную точку пространства при замене лазера (вместе с волоконным световодом), которая за-

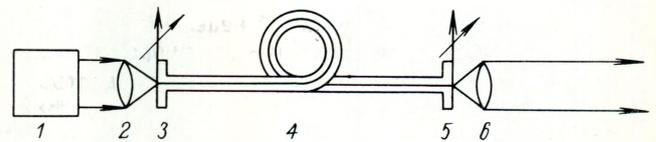


Рис. 1. Схема волоконно-оптического лазерного модуля

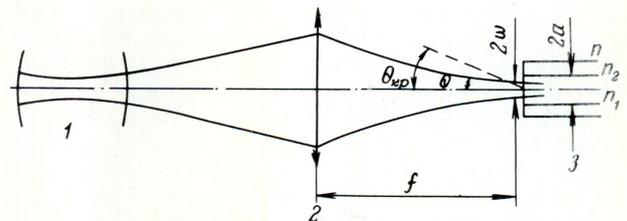


Рис. 2. Согласование лазера с волоконным световодом: 1 — лазер, 2 — линза, 3 — волоконный световод

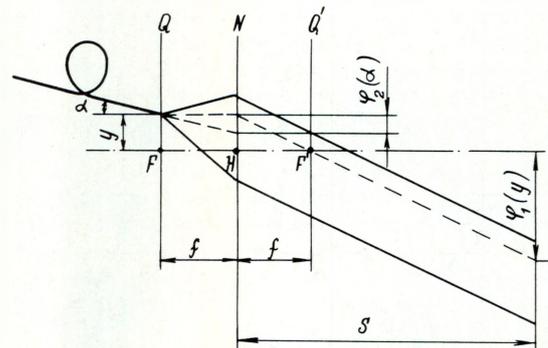


Рис. 3. Ход лучей волоконного световода через объектив: Н — главная точка, F и F' — фокусы, N — главная плоскость, Q и Q' — фокальные плоскости, BC — волоконный световод

висит от точности положения выходного торца волоконного световода в фокусе объектива (рис.3).

Пусть  $y$  и  $\alpha$  — линейное и угловое отклонение оси волоконного световода относительно фокуса объектива (для простоты примем, что объектив состоит из одной положительной линзы с фокусным расстоянием  $f$ ),  $s$  — расстояние от объектива до плоскости приема излучения. Смещение центра лазерного пятна на расстоянии  $s$

$$y_s = \phi[\phi_1(y), \phi_2(\alpha)],$$

$$\phi_1(y) = \frac{y(s-f)}{f} \approx y \frac{s}{f},$$

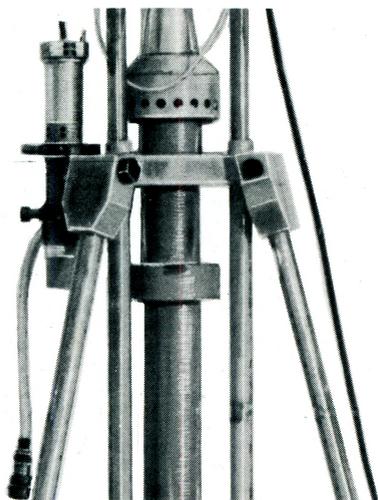
$$\phi_2(\alpha) = f \operatorname{tg} \alpha \approx f \alpha.$$

В связи с тем, что влияния величин  $y$  и  $\alpha$  независимы друг от друга, их суммарное воздействие определяется как

$$y_s = \sqrt{y^2 \frac{s^2}{f^2} + f^2 \alpha^2}.$$

Принимая  $f = 0,15$  м,  $s = 500$  м, определим, что при  $y = 0,01$  мм и  $\alpha = 0,0003$  ( $\sim 1'$ ) лазерное пятно сместится примерно на 3 см, что вполне допустимо, например, для мелиоративной системы типа СКП-1 [2]. Указанные допуски могут быть без особых затруднений выдержаны при изготовлении узлов ВОЛМ.

Принцип построения ВОЛМ позволяет достичь высокой точности попадания лазерного пятна в заданную точку пространства при замене лазера. В процессе сборки ВОЛМ оба конца волоконного световода заделываются в оптические разъемы, которые вставляются в юстировочные устройства, снабженные ответными частями разъемов. Затем проводится юстировка ВОЛМ, в результате которой входной торец волоконного световода располагается в фокусе окуляра, а выходной — в фокусе объектива, причем оптические оси ла-



а



б

Рис. 4. ВОЛМ на основе ОКГ-13 (а) и ОКГ-12 (б)

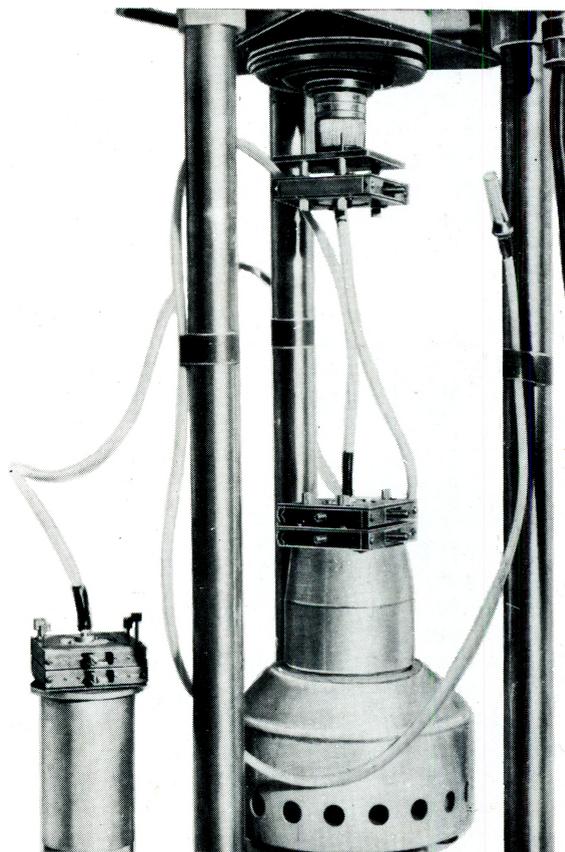


Рис. 5. Юстировочные устройства

зерного пучка, окуляра, входного торца волоконного световода объектива и выходного торца волоконного световода должны совпадать. Юстировка проводится только один раз — при сборке ЗОЛМ. Такая конструкция позволяет проводить быструю замену лазера без дополнительной юстировки, для этого достаточно отсоединить разъем выходного конца волоконного световода вышедшего из строя лазера и присоединить аналогичный разъем годного лазера.

Разработаны три типа ВОЛМ для мелиоративной системы СКП-1: на основе газового лазера ОКГ-13, работающего в одномодовом режиме с помощью излучения 0,5–1 мВт (рис. 4, а); на основе газового лазера ОКГ-12, работающего в многомодовом режиме с мощностью излучения 25–30 мВт (рис. 4, б); на основе полупроводникового лазера непрерывного режима работы с мощностью излучения 2,5 мВт.

В качестве окуляра и объектива использовались компоненты от стандартной оптической трубы к теодолиту ТТ-5. Для юстировки были созданы специальные юстировочные устройства с пятью степенями свободы (рис. 5).

Следует отметить, что ВОЛМ на основе полупроводникового лазера имеет следующие преимущества по сравнению с модулями на основе газовых лазеров: уменьшены габаритные размеры в 20 раз и вес в 30 раз, снижена потребляемая мощность в 200 раз, увеличены мощность излучения в 6–10 раз, гарантированная долговечность в 6 раз, чувствительность приемника на длине волны 0,85 мкм в 2 раза по сравнению с чувствительностью на длине волны 0,63 мкм.

Эксплуатация разработанных модулей показала, что процесс замены лазера занимает не более 2–3 минут, а уход пятна на расстоянии 100 м не превышает 5–10 мм при диаметре пятна 50 мм. Все это позволяет сделать выводы о широком применении ВОЛМ в оптоэлектронной аппаратуре.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. Пат. 2093433 (Франция).
2. Б е л я е в В.П., Ф е д о р о в А.С. Лазерные системы СКП-1 и Саул-1.— Электронная промышленность, 1981, вып. 5–6, с. 131–136.

Статья поступила 6 июня 1984 г.

УДК 621.3.049.771.14.771

**В.В.Горовой, О.В.Дворников,  
Л.Я.Духновский, Ю.П.Попов, Г.П.Чащина**

**БИС СИНХРОНИЗАЦИИ  
И УПРАВЛЕНИЯ  
ДЛЯ ЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ  
ФОТОАППАРАТУРЫ**

Аналоговая БИС синхронизации и управления КА1808ВВ1, входящая в состав комплекта маломощных микросхем серии КА1808, пред-

назначена для использования в электронном устройстве зеркальных фотокамер высшего класса.

Микросхема изготовлена по планарно-эпитаксиальной технологии с окисной изоляцией, в конструкции которой используются биполярные вертикальные *n-p-n* типа и горизонтальные *p-n-p* типа транзисторы. Выполнена в 20-выводном плоском пластмассовом корпусе типа 4109.20-1.

БИС КА1808ВВ1 формирует прямоугольные импульсы синхронизации с частотой  $f = 32$  кГц, а также вырабатывает ряд управляющих сигналов: «ввод затвора», «сброс при включении питания», «блокировка питания» (при начале отработки условий экспозиции), сигналов включения и выключения электромагнитов, сигнала управления контрольным светодиодом. Ниже приведены основные параметры БИС в диапазоне рабочих температур от -25 до +55°C:

- Напряжение источника питания  $U_{cc}$ , В . . . . . 4,0–5,5
- Ток потребления  $I_{cc}$ , мА . . . . . не более 10
- Входной ток, мкА
  - низкого уровня
    - по входам 3,5,7,8,1н. . . . . от -10 до -100
  - высокого уровня
    - по входам 19,3,5,7,8,1н. . . . . не более 100
- Выходное напряжение низкого уровня  $U_{OL}$ , В
  - по выходу 1 (при  $I_{OL} = 10$  мА) . . . . . не более 0,4
  - по выходам 2,17,18 (при  $I_{OL} = 10$  мА) . . . . . не более 1,2
- Выходной ток высокого уровня  $I_{OH}$ , мкА
  - по выходам 1,2,17,18 . . . . . не более 50
  - по выходам 6,13 . . . . . не более 10

Микросхема КА1808ВВ1 состоит из отдельных функционально законченных блоков синхронизации, управления, устройства формирования сигнала отработки выдержки, устройства блокировки питания. Каждый из перечисленных блоков БИС может быть использован самостоятельно.

Схема включения БИС КА1808ВВ1 в электронном устройстве фотоаппарата приведена на рис. 1. Работа БИС осуществляется в соответствии с таблицей истинности.

**Таблица истинности БИС СУ КА1808ВВ1**

| Входы |    |    |    |    | Выходы |    |    |    |    |    |    |    |
|-------|----|----|----|----|--------|----|----|----|----|----|----|----|
| 03    | 05 | 07 | 08 | 19 | 01     | 02 | 13 | 17 | 18 | 06 | 15 | 04 |
| 1     | 0  | X  | X  | X  | 0      | 1  | H  | H  | 0  | H  | Л  | ✓  |
| 0     | 0  | X  | X  | X  | 1      | 0  | H  | H  | 0  | H  | Л  | ✓  |
| 0     | 1  | X  | X  | X  | 1      | 0  | H  | H  | 1  | H  | Л  | ✓  |
| 1     | 1  | X  | X  | X  | 1      | 1  | H  | H  | 1  | H  | Л  | ✓  |
| 0     | X  | X  | X  | X  | H      | 0  | H  | H  | H  | H  | Л  | ✓  |
| 1     | X  | X  | X  | X  | H      | 1  | H  | H  | H  | H  | Л  | ✓  |
| X     | X  | 0  | X  | X  | H      | 0  | H  | H  | H  | H  | Л  | ✓  |
| X     | X  | 1  | X  | X  | H      | 1  | H  | H  | H  | H  | Л  | ✓  |
| X     | 0  | X  | 0  | X  | H      | H  | H  | Л  | 0  | H  | Л  | ✓  |
| X     | 0  | X  | 1  | X  | H      | H  | H  | 1  | 0  | H  | Л  | ✓  |
| X     | 1  | X  | 0  | X  | H      | H  | H  | 0  | 1  | H  | Л  | ✓  |
| X     | 1  | X  | 1  | X  | H      | H  | H  | 1  | 1  | H  | Л  | ✓  |
| X     | 0  | X  | X  | X  | H      | H  | H  | H  | 0  | H  | Л  | ✓  |
| X     | 1  | X  | X  | X  | H      | H  | H  | H  | 1  | H  | Л  | ✓  |
| X     | X  | X  | X  | 0  | H      | H  | H  | H  | H  | 1  | Л  | ✓  |
| X     | X  | X  | X  | 1  | H      | H  | H  | H  | H  | 0  | Л  | ✓  |

- X — состояние на входе безразличное;
- H — состояние на выходе неопределенное;
- Л1 — наличие импульсов генерации на 17 выводе;
- Л — наличие импульсов генерации на 15 выводе;
- ✓ — высокий уровень ( $U_{OH} > 2,4$  В) после окончания первого импульса на 15 выводе

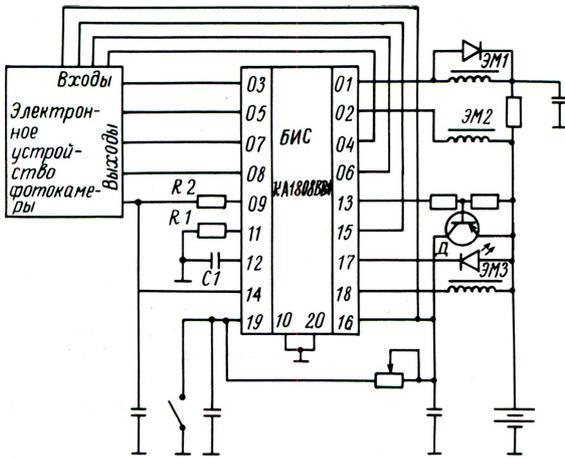


Рис. 1. Схема включения БИС КА1808ВВ1 в электронном устройстве фотокамеры

#### Назначение выводов БИС КА1808ВВ1

| Номер вывода | Функциональное назначение                              |
|--------------|--|
| 1            | Выход «Управление электромагнитом подъема зеркала»     |
| 2            | Выход «Управление электромагнитом отработки выдержки»  |
| 3            | Вход «Управление отработкой величины экспозиции»       |
| 4            | Выход «Начало работы фотокамеры»                       |
| 5            | Вход «Управление отработкой величины экспозиции»       |
| 6            | Выход «Начало отработки выдержки»                      |
| 7            | Вход «Блокировка напряжения питания»                   |
| 8            | Вход «Управление светодиодом»                          |
| 9            | Вход «Коррекция частоты генератора синхросигнала»      |
| 10           | Общий «Земля»  |
| 11           | Вход «Коррекция тока нагрузки»                         |
| 12           | Вход «Коррекция частоты таймера»                       |
| 13           | Выход «Блокировка напряжения питания»                  |
| 14           | Вход «Входное напряжение»                              |
| 15           | Выход «Генератор тактовой частоты»                     |
| 16           | Питание  |
| 17           | Выход «Управление светодиодом»                         |
| 18           | Выход «Управление электромагнитом отработки диафрагмы» |
| 19           | Вход «Начало отработки выдержки»                       |
| 20           | Общий «Земля»  |

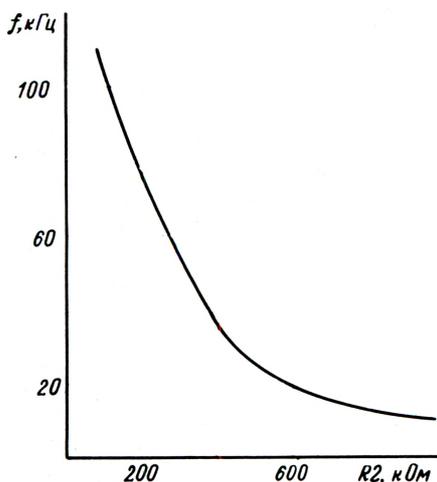


Рис. 2. Зависимость тактовой частоты от номинала резистора

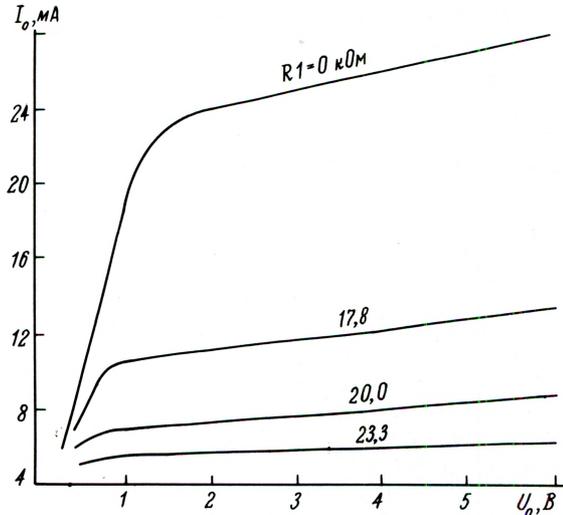


Рис. 3. Зависимость тока нагрузки от выходного напряжения при различных значениях резистора

Блок синхронизации (БС) БИС формирует прямоугольные импульсы положительной полярности со скважностью  $Q=2$  и частотой  $f=32$  кГц, а также формирует сигнал запуска цифровых БИС электронного устройства фотокамеры. Частота генератора прямоугольных импульсов, задаваемая резистором R2, может изменяться в широких пределах (рис. 2).

Блок управления (БУ) предназначен для управления электромагнитами подъема зеркала фотокамеры и электромагнитами отработки выдержки и диафрагмы. Для индикации режима автоспуска и контроля уровня напряжения питания служит светодиод Д (см. рис. 1), по частоте миганий которого можно визуально определить уровень разряда источника напряжения питания. Нагрузочная способность БУ определяется величиной резистора R1. Зависимость тока нагрузки при различных значениях R1 от выходного напряжения приведена на рис. 3.

Устройство формирования сигнала начала отработки выдержки (УФВ) согласовывает временные интервалы отработки выдержки электромеханической системой фотоаппарата.

Устройство блокировки питания (УБП) обеспечивает блокировку механической кнопки включения питания после ее одноразового замыкания.

Благодаря функциональной законченности отдельных блоков, простоте управления, электрическим характеристикам БИС КА1808ВВ1 может успешно применяться в различных радиотехнических устройствах, устройствах автоматики и телемеханики, в том числе в схемах управления исполнительными блоками, таймерах, фотодатчиках, генераторах тактовой частоты, триггерах Шмидта, управляемых напряжением генераторах и др.

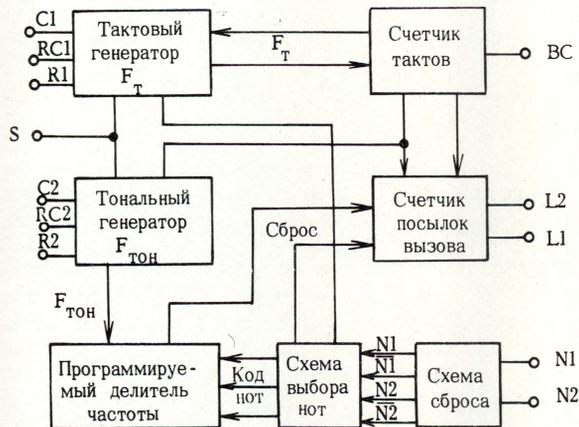
Статья поступила 31 мая 1984 г.

УДК 621.3.049.77

В.А.Баранов, Н.И.Снигирь, Е.Б.Шмакова

### ФОРМИРОВАТЕЛЬ ВЫЗЫВНОГО УСТРОЙСТВА КР1008ВЖ4

Микросхема, входящая в состав телефонного аппарата, предназначена для формирования тонального вызывного сигнала. Выполнена по КМОП технологии с поликремниевыми затворами, питание схемы в диапазоне питающих напряжений 6–15 В осуществляется абонентским вызывным током. От внешних воздействий ИС защищена монолитным пластмассовым корпусом с 14 планарными выводами. Масса микросхемы не превышает 3 г. Структурная схема формирователя приведена на рисунке.



Структурная схема формирователя вызывного тонального сигнала КР1008ВЖ4

Основные электрические параметры ИС КР1008ВЖ4 при  $U_{пит} = 15 В$  и  $T_{окр} = 25^{\circ}C$

|                                 |      |
|---------------------------------|------|
| Выходное напряжение, В          |      |
| низкого уровня                  | 1,5  |
| высокого уровня                 | 13,5 |
| Ток потребления статический, мА | 0,1  |
| Выходной ток, мА                | 10   |

На каждый вызывной сигнал микросхема вырабатывает посылки чередующихся двух или трех частотных сигналов с отношением частот 5:6, 4:5, 4:6:5. Желаемый вариант программируется подачей внешних потенциальных сигналов на выводы микросхемы N1, N2.

Высота звука зависит от частоты тонального генератора и регулируется внешними элементами R2, C2. Длительность звучания определяется частотой тактового генератора, может изменяться подбором внешних элементов R1, C1.

Выходной сигнал формируется на выходах L1, L2 таким образом, что при соответствующей схеме включения нагрузки обеспечивается ступенчатое нарастание уровня громкости: первая посылка – малый уровень, вторая – средний уровень, третья и последующие посылки – максимальный уровень громкости.

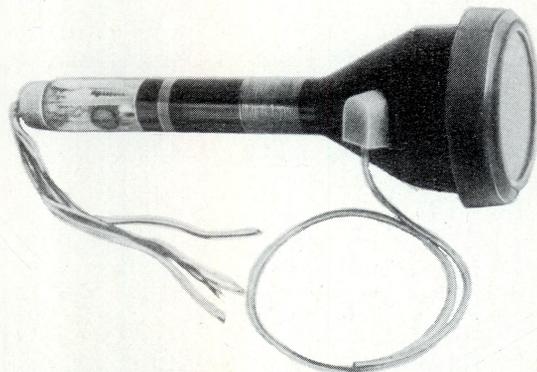
Возможен режим включения схемы вызывного устройства с постоянным уровнем громкости, соответствующим максимальному. Кроме того, предусмотрена возможность применения микросхемы в качестве непрерывно звучащего вызывного устройства с одним из трех указанных соотношений частот.

Статья поступила 12 июня 1984 г.

УДК 621.385.832.5:666.189.21

В.В.Бекетова, Т.М.Дужий

### ЭЛТ С ВЫСОКИМ РАЗРЕШЕНИЕМ И ФРОНТАЛЬНЫМ ДИСКОМ ИЗ СТЕКЛОВОЛОКНА



Основные технические характеристики ЭЛТ

|  |                   |
|--|-------------------|
| Диаметр экрана, мм   | 114               |
| Рабочая часть экрана (прямоугольник), мм                   | 25x80             |
| Удельная разрешающая способность при контрасте 50%, лин/мм |                   |
| в центре   | 55                |
| по краю  | 50                |
| Энергетическая яркость, Вт/см <sup>2</sup>                 | $4 \cdot 10^{-2}$ |
| Неравномерность яркости, %                                 |                   |
| межэлементная  | не более 16       |
| энергетическая   | не более 10       |
| Длина прибора, мм  | 330               |
| Масса, кг  | 0,7               |

Для фоторегистрирующих устройств, применяемых в контактной записи информации, создана ЭЛТ с электростатической фокусировкой и электромагнитным отклонением луча, экран которой выполнен в виде волоконно-оптической пластины диаметром 100 мм с нанесенным на ее внутреннюю поверхность люминофором типа "А". Надежное, прочное, вакуумплотное соединение волоконно-оптического экрана и стеклянного баллона получено благодаря использованию нового припоя для неметаллических материалов, значительно отличающихся по КЛТР. Шов компаундирован для обеспечения электроизоляции и предупреждения пробоя в условиях эксплуатации прибора.

Конструкция электронно-оптической системы\* обеспечивает при малых токах луча высокую разрешающую способность, хороший контраст в мелких деталях по всему полю экрана.

ЭЛТ может работать с переменной энергией электронного пучка. Дополнительные усовершенствования ее конструкции позволяют сохранить высокую разрешающую способность при значительных изменениях фокусирующего напряжения в широком диапазоне климатических и механических воздействий.

Применение ЭЛТ значительно упростит схему фоторегистрирующих устройств как за счет использования волоконно-оптического экрана, так и за счет исключения сложного магнитного фокусирующего комплекса.

\* А. с. 999125. Электронно-оптическая система с электростатической фокусировкой/В. В. Бекетова, И. И. Магоч, В. В. Пигрух, В. В. Цыганенко.—Опубл. в Б. И., 1983, № 7.

Статья поступила 31 мая 1984 г.



следующем порядке:

- MOV # 2, \* # 177XXX,
- MOV \* # YYYYYY, \* # 177XXX+2,
- MOV # 1, \* # 177XXX,
- MOV \* # ZZZZZZ, \* # 177XXX+2,
- MOV \* # 177XXX + 2, \* # W W W W W W,

где YYYYYY — ячейка делимого; ZZZZZZ — ячейка делителя; W W W W W W — ячейка частного; 177XXX — адрес регистра состояния УД; 177XXX + 2 — адрес РДУД.

При этом передача числа циклов может осуществляться одновременно с записью управляющего сигнала делимого в РСУД, что позволяет сократить время выполнения операции деления.

В устройстве использованы микросхемы серии К134, К588, что сокращает энергоемкость УД. Реализация УД на более быстродействующих ИМС позволяет применить его в микроЭВМ "Электроника-100/16" и других аналогичных моделях. УД может быть изготовлено в виде специализированной БИС.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. Тихомиров С.Н., Черных А.Г., Шиллер В.А. Многофункциональная микро-мощная БИС арифметического расширителя.— Электронная промышленность, 1980, вып. 7, с. 13—15.
2. Микропроцессорные комплекты повышенного быстродействия/А.И.Березенко, Л.Н.Корягин, А.Р.Назарян и др.— М.: Радио и связь, 1981.— 168 с.
3. Кузнецов П.Г., Поздеев В.С. Устройство расширения для микроЭВМ «Электроника-60».— Электронная промышленность, 1983, вып. 9, с. 28—29.
4. Черняковский Д.Н., Шиллер В.А., Юровский А.А. Процессор с системой команд и интерфейсом микроЭВМ «Электроника 60» на основе БИС серии КР588.— Электронная промышленность, 1983, вып. 9, с. 11—13.
5. Карцев М.О., Брик В.А. Вычислительные системы и синхронная арифметика.— М.: Радио и связь, 1981.— 360 с.

*Статья поступила 17 мая 1984 г.*

УДК 621.385.6

**В.А.Летюшов, А.С.Макарчук**

**КИНЕСКОП С ВЫСОКОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТЬЮ 61ЛК6Б**

Предназначен для телевизионной аппаратуры с повышенной информационной емкостью. Дисплеи, видеоконтрольные устройства, телевизионные приемники, рассчитанные на повышенный стандарт разложения, в которых используется кинескоп 61ЛК6Б, найдут широкое применение в промышленности и в различных областях научных исследований. Размеры и конфигурация экрана и конуса баллона кинескопа идентичны размерам серийно выпускаемого кинескопа 61ЛК3Б.

Значительное повышение разрешающей способности достигнуто за счет применения практически не создающей аберраций электронно-оптической системы (ЭОС) с предварительной фокусировкой электронного луча и иммерсионной главной фокусирующей линзой, последний электрод которой выполнен в виде внутреннего токопроводящего покрытия на горловине кинескопа. Ряд технологических усовершенствований повысили точность сборки и юстировки ЭОС, что, в свою очередь, улучшило параметры прибора.

Ниже приведены основные технические характеристики кинескопа 61ЛК6Б:

|   |                    |
|---|--------------------|
| Размер рабочего поля, мм  | 481x375            |
| Фокусировка   | электростатическая |
| Отклонение  | электромагнитное   |
| Угол отклонения, град   | 110                |
| Разрешающая способность, лин  |                    |
| в центре экрана   | 200                |
| по полю экрана  | 1200               |
| Яркость свечения экрана при токе луча не более 250 мкА, кд/м <sup>2</sup> | 150                |
| Напряжение накала, В  | 6,3                |
| Напряжение анода, кВ  | 25                 |
| Напряжение электрода, В   |                    |
| ускоряющего   | 500                |
| динамической фокусировки  | 450                |
| фокусирующего   | 3000—5000          |
| Длина кинескопа, мм   | 466                |
| Масса, кг   | 14                 |

В кинескопе достигнута максимальная однородность фокусировки электронного луча по полю экрана, отработана система динамической фокусировки с использованием низкопотенциального электрода. Кинескоп взрывобезопасен (имеет взрывозащиту) и сохраняет работоспособность при повышенных механических и климатических нагрузках.

*Статья поступила 31 мая 1984 г.*

УДК 621.316.8

**В.В.Анохин, Н.Д.Колдашов, В.В.Орлов, А.М.Семян**

**ПЕРЕМЕННЫЙ НЕПРОВОЛОЧНЫЙ РЕЗИСТОР РП1-57**

В бытовой радиоаппаратуре широко применяются в качестве регуляторов громкости, стереобаланса, тембра переменные непроволочные резисторы типа СПЗ-12, СПЗ-23, СПЗ-30 и СПЗ-33. По ряду электрических параметров (разбаланс сопротивлений, диапазону ослаблений и допускаемому отклонению от номинального сопротивления) резисторы не удовлетворяют требованиям, предъявляемым к радиоаппаратуре высшего класса. Существенным недостатком резисторов, изготовленных по тонкопленочной технологии, является их высокая стоимость. С целью снижения стоимости резисторов дискретного регулирования был выполнен резистор путем набора на одном каркасе постоянных резисторов типа МЛТ (с допускаемым отклонением от номинального сопротивления ±2%). Однако этот резистор отличался высокой трудоемкостью в изготовлении и низкой надежностью в эксплуатации.

Указанных недостатков лишен разработанный по толстопленочной керметной технологии с использованием системы машинного проекти-

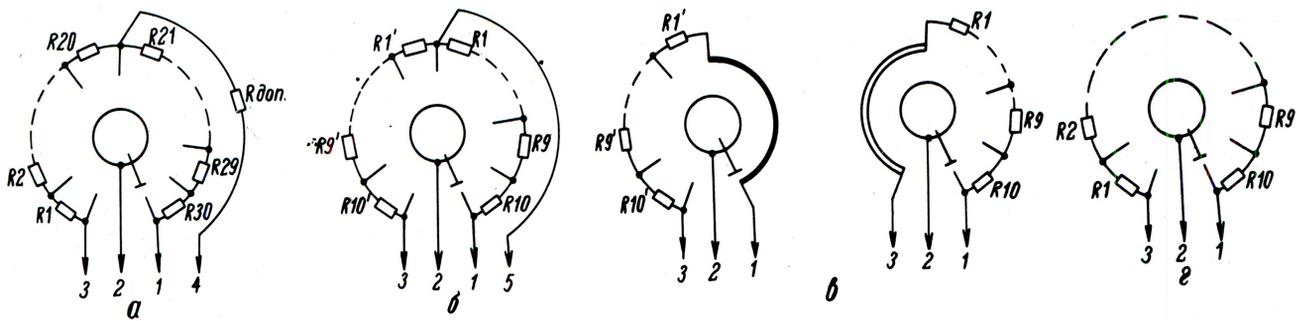


Рис. 1. Электрическая схема резисторов РП1-57 дискретного регулирования громкости (а), тембра (б), стереобаланса (в, где  $R1' \dots R10'$  — левый канал,  $R1 \dots R10$  — правый канал), спектрального баланса (г)

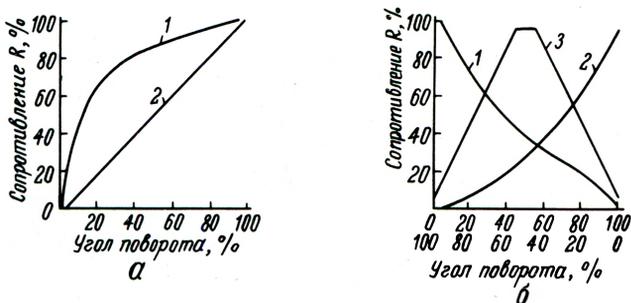


Рис. 2. Функциональные характеристики резисторов РП1-57 дискретного регулирования: а — громкости (1) и тембра (2); б — стереобаланса (1, 2) и спектрального баланса (3)

рования [1] переменный непроволочный резистор дискретного регулирования РП1-57. Резисторы используются в качестве дискретных регуляторов громкости, стереоспектробаланса, тембра. Электрические схемы включения резисторов представлены на рис. 1.

Конструктивно резистор выполнен в виде двух модулей, собранных на общем валу и снабженных системой фиксации положения.

В зависимости от назначения резистор имеет различное число ступеней регуляторов: 31 фиксированное положение с углом поворота вала  $330^\circ$  — для регулятора громкости, 21 положение с углом  $330^\circ$  с фиксацией в среднем положении — для регулятора тембра и стереобаланса, 11 положений с углом поворота вала  $110^\circ$  и фиксацией в среднем положении — для регулятора стереобаланса.

Токопроводящим элементом служит керамическая пластина с нанесенным на ее поверхность методом сеткотрафаретной печати дискретными резистивными элементами, выполненными пастами на основе соединений окиси рутения; проводниковыми дорожками, изготовленными из серебросодержащей пасты и разделенными диэлектрическими участками из паст на основе стекла. Необходимая точность дискретных резистивных элементов достигается за счет применения лазерной подгонки [2]

Функциональные характеристики резисторов РП1-57 приведены на рис. 2. Ниже даны их основные электрические параметры:

Номинальное сопротивление, Ом . . . . .  $10^3 - 4,7 \cdot 10^5$   
Разбаланс сопротивлений, дБ . . . . . 0,5

Температурный коэффициент

сопротивления,  $1/^\circ\text{C}$  . . . . .  $\pm 500 \cdot 10^{-6}$

Функциональная характеристика . . . . . специальная  
расчетная

Номинальная мощность рассеяния, Вт . . . . . 1

Износостойчивость, цикл . . . . . 25000

Температура окружающей

среды,  $^\circ\text{C}$  . . . . . от  $-45$  до  $+70$

Габаритные размеры, мм . . . . .  $28 \times 28 \times 18$

Масса, г . . . . . 32

В аппаратуре резистор крепится с помощью резьбовой втулки диаметром М10 и комплектующих крепежных деталей.

Резисторы дискретного регулирования РП1-57 по техническим характеристикам значительно превосходят переменные резисторы типа СПЗ-23, СПЗ-30, СПЗ-33 и могут найти широкое применение в радиоаппаратуре высшего класса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Диалоговая система проектирования топологии гибридных интегральных схем/А.И.Петренко, О.В.Добронравов, О.Ф.Цурин и др.— Управляющие системы и машины, 1977, № 3. с. 114—118.

2. F i s h e r I.M., S c h m i d t H.E. Thick film processing for higher fields.— Part. Three: Laser Trimming insulation/circuits, 1982, vol. 11, p. 107—110.

Статья поступила 12 июня 1984 г.

#### ОТ РЕДАКЦИИ

В выпуске № 6 за 1984 г. на стр. 63 в левой колонке на 23 строке сверху допущена опечатка. Вместо «до 2,5—3 мкм» следует читать «до 6 мм».

УДК 776

К.А.Валиев, А.В.Великов, Ю.С.Леонов,  
О.Г.Семенов

## КОНЦЕПЦИЯ ОДНОИМПУЛЬСНОЙ ЛИТОГРАФИИ

Элементы с размерами  $0,3 \pm 0,1$  мкм могут быть созданы в рамках схемы контактной литографии при использовании для экспозиции резистов эксимерных вакуумных ультрафиолетовых лазеров и высокоэффективных плазменных источников мягкого рентгеновского излучения.

Совершенствование методов контактной литографии обеспечивает изготовление ИС с размерами элементов 1 мкм и менее [1,2]. Составными частями установок литографии (рис.1) являются: система совмещения маски-шаблона и подложки с резистом (1), маска-шаблон (2), подложка с резистом (3) и источник электромагнитного излучения (4). Обычно при операции формирования заданного рисунка рельефа в резисте общее время экспонирования  $t$  велико (не менее 10 с). Это имеет место и в случае использования перспективных источников излучения вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) диапазона и рентгеновских источников [1]. Поэтому одной из основных тенденций совершенствования процесса литографии является существенное сокращение времени экспозиции, что обусловлено главным образом необходимостью существенно уменьшить погрешности системы совмещения.

Различают два источника погрешности системы совмещения: во-первых, погрешность определения по реперным знакам относительных положений маски и подложки по всем шести координатам ( $\delta_1$ ); во-вторых, погрешность удержания системы совмещения в заданном положении ( $\delta_0$ ). В прецизионных системах совмещения  $\delta_1 \approx 0,05$  мкм [2], однако, если  $t \geq 10$  с, то воздействие флуктуаций, выводящих платформу из заданного положения, является основным источником погрешности. Соответствующие устройства возвращают платформу в заданное положение, ускоряя и замедляя ее. В результате  $\delta_0 = 0,1 \div 0,2$  мкм [1,2].

Для создания элементов с размерами  $\Delta = 0,3$  мкм и суммарной погрешностью  $\delta = (\sum \delta_i^2)^{0,5} < 0,1$  мкм при зазорах между маской и подложкой  $g = 1 \div 10$  мкм должны быть выполнены условия, ограничивающие величины составляющих  $\delta$ .

Погрешность  $\delta_0$  должна быть практически полностью исключена благодаря экспонированию с достаточно малым временем задержки после совпадения реперных знаков маски и подложки:

$$t \ll 1 \text{ с.} \quad (1)$$

При выполнении условия (1) погрешность си-

стемы совмещения определяется величиной  $\delta_s = (\delta_1^2 + \delta_2^2)^{0,5}$ .

Погрешность  $\delta_2$  обусловлена неровностью реперных знаков маски и подложки и определяется технологией изготовления края маски и подложки. Для меток могут быть использованы металлические полоски толщиной 0,04 мкм. При этом  $\delta_2$  составит не более 0,02 мкм, а  $\delta_3 = 0,06$  мкм.

Погрешность  $\delta_3$  обусловлена несовершенством края элементов маски. В значительной мере  $\delta_3$  определяется ограничениями, накладываемыми процессами травления при изготовлении масок в слое маскирующего покрытия толщиной  $h$ . При использовании усовершенствованных режимов травления  $\delta_3 \leq h/3$  [3]. В то же время величину  $h$  необходимо сделать достаточно большой для определенного источника излучения, чтобы величина пропускания  $T$  не превышала 0,1 и тем самым был обеспечен достаточно высокий контраст процесса. Из условия  $\delta_3 < 0,05$  мкм получим

$$h \leq 0,15 \text{ мкм, } T < 0,1 \quad (2)$$

Погрешность  $\delta_4$  обусловлена изменениями линейных размеров маски при разогреве под действием излучения во время экспонирования. Проведение экспонирования импульсами с длительностью

$$\tau \leq 10 \text{ нс} \quad (3)$$

уменьшает эту погрешность до величин  $\leq 0,02$  мкм при скачках температуры до 50 К во время действия импульса излучения [4].

Погрешность  $\delta_5$  обусловлена разрешающей способностью резиста и определяется длиной волны источника излучения. Ее величина может быть меньше 0,02 мкм [5].

Погрешность  $\delta_6$  связана с размерами источника  $d$  (расходимость  $\gamma$ ) и зазором между маской и

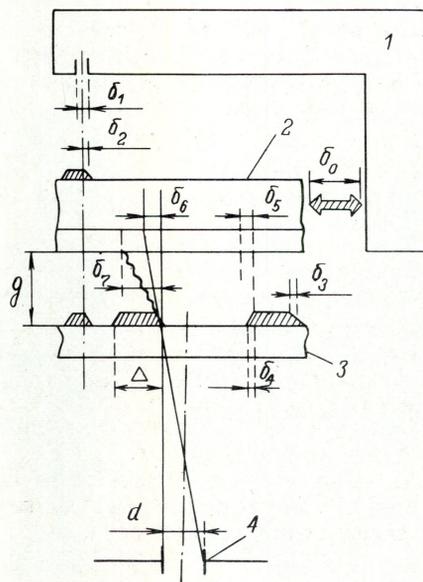


Рис. 1. Схема контактной литографии

подложкой  $g$  соотношением  $\delta_6 = d \cdot g/R = \gamma g$  ( $R$  — расстояние от источника). При  $\delta_6 \leq 0,02$  мкм получаем

$$g \text{ (мкм)} \leq 0,02 \cdot R/d \text{ или } g \leq 0,02/\gamma. \quad (4)$$

Погрешность  $\delta_7$  обусловлена дифракцией излучения на элементах маски. В рамках теории дифракции Френеля-Кирхгофа при  $T < 0,1$  величина  $\delta_7$  зависит от параметра  $U = \Delta/[(g \cdot \lambda/2)]^{0,5}$ , где  $\lambda$  — характерная длина волны излучения [6]. Если расстояние между элементами много больше  $\Delta$ , то величина  $U$  при  $\delta_7 \approx 0,15$  должна быть не менее 2, т.е.

$$g \leq \Delta^2/2\lambda. \quad (5)$$

Выполнение условий (1)–(5) может быть обеспечено при использовании следующих типов источников: эксимерных лазеров ВУФ диапазона, плазменного микропинцевого разряда с длинами волн 10–3 нм и высокоэффективного лазер-плазменного источника с длинами волн 10–1 нм.

Одноимпульсная литография с применением эксимерных лазеров ВУФ диапазона. В случае использования лазерного излучения с высокой пространственной когерентностью пучка после его прохождения через оптическую систему плотность дозы в поле пучка может значительно изменяться ( $\gg 10\%$ ). Это явление обусловлено тем, что лазерная волна, проходя через элементы оптического тракта, приобретает на нерегулярных неоднородностях оптических элементов приращения фазы волны. Интерференция от различных участков фронта в этом случае может приводить к значительному изменению интенсивности излучения. Такое свойство лазерных источников излучения затрудняет их применение в литографии.

Разработка эксимерных лазеров, имеющих низкую пространственную когерентность, открыла возможность создания установок литографии с лазерными источниками. При использовании *эксимерного лазера* с оптической системой может быть обеспечена равномерность плотности дозы в рабочем поле  $1 \times 1 \text{ см}^2$  с погрешностью не более 10%. Такая равномерность есть следствие аномально низкой пространственной когерентности лазерного пучка [7] — важнейшего свойства эксимерного лазера, отличающего его от других лазеров ультрафиолетового диапазона.

Длины волн эксимерных лазеров перекрывают весь ВУФ диапазон, начиная с  $\lambda > 150$  нм. Длительности импульсов  $\tau$  лазерных систем могут быть в пределах 1–20 нс. При  $\tau = 10$  нс и дозах  $P = 30 \text{ мДж/см}^2$  плотность потока энергии  $Q = P/\tau$  имеет величину около  $3 \text{ МВт/см}^2$ . КПД эксимерных лазеров может превышать 1%.

При плотном контакте маски и подложки с резистом были сформированы участки рельефа с размерами элементов 0,15–0,5 мкм. Минимальные размеры 0,15 мкм получены при использовании резистов толщиной 0,2 мкм и излучения с  $\lambda = 157 \text{ нм}$  ( $F_2$ ) [8]. В работе [9] продемонстрирован режим экспонирования за несколько одиночных (два-пять) импульсов излучения с длинами волн 308 нм ( $\text{XeCl}$ ), 248 нм ( $\text{KrF}$ ) и 222 нм ( $\text{KrCl}$ ). При использовании излучения с  $\lambda = 193 \text{ нм}$  ( $\text{ArF}$ ) созданы элементы с

размерами 0,2 мкм [10]. Неровность края линии в резисте не превышает 0,05 мкм. С учетом введенных выше источников погрешностей это означает, что величина  $(\delta_3^2 + \delta_4^2 + \delta_5^2 + \delta_7^2)^{0,5}$  не более 0,05 мкм. Для эксимерного лазера  $\delta_6$  пренебрежимо мало. При проведении экспериментов в плотном контакте толщина резиста составляла 0,2–0,3 мкм ( $g \approx 0,2$  мкм). Толщина маскирующего и отражающего излучение покрытия ( $\text{Ta}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Au}$  и др.)  $h \approx 0,1$  мкм. Это означает с учетом условия (2), что  $\delta_3$  не более 0,03 мкм. При  $\Delta = 0,3$  мкм,  $g = 0,2$  мкм и  $\lambda = 0,2$  мкм  $U = 2,2$  и  $\delta_7 \approx 0,04$  мкм. Подложками для масок-шаблонов в ВУФ диапазоне излучения могут служить пластины кварца, сапфира,  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{MgF}_2$  [11].

Использование высокочувствительных резистов (например, с чувствительностью, характеризующейся дозой  $P_0 \leq 20 \text{ мДж/см}^2$  [11]) позволяет произвести экспонирование резиста за один импульс излучения. Ограничение же в использовании одноимпульсного режима связано с низкой чувствительностью многих УФ резистов [12] и, как следствие, со значительными скачками температуры при больших дозах излучения в импульсе. Максимальное повышение температуры имеет место на границе подложка-резист. Поэтому для уменьшения скачка температуры при  $P_0 = 100 \text{ мДж/см}^2$  экспонирование проводят примерно за пять импульсов.

Таким образом, создание одноимпульсной литографии требует разработки резистов с относительно высокой чувствительностью  $P_0 = 10\text{--}15 \text{ мДж/см}^2$ , обладающих высокой разрешающей способностью и малой дефектностью.

Одноимпульсная литография с применением источника мягкого рентгеновского излучения типа плазменный разряд. Источником излучения является плотная высокотемпературная плазма разряда типа  $z$  — пинч, возникающая при пропускании через плазму больших импульсов тока [13,14]. Можно выделить два типа конструкций источников: в первом — осуществляется напуск газа ( $\text{Ne}$ ,  $\text{Ar}$ ) в разрядный промежуток [14], во втором — вещество вводится в разрядный промежуток за счет испарения поверхности электрода [13]. Отличительной особенностью таких источников является образование в процессе разряда области, имеющей цилиндрическую форму с длиной 100 мкм и диаметром 20 мкм. В этой области плотность электронов в плазме достигает величины  $10^{22}\text{--}10^{23} \text{ см}^{-3}$ , а температура электронов ( $T_e$ ) величин 1 кэВ и более. КПД преобразования электрической энергии батареи в энергию электромагнитного излучения  $A$  составляет 1–2% для энергий квантов  $\epsilon > 0,5$  кэВ и 5–10% для  $\epsilon = 0,1\text{--}0,5$  кэВ. Длительность импульсов излучения составляет  $\tau = 10\text{--}20$  нс для  $z$  — пинчей с напуском газа и  $\tau \approx 1$  нс в случае микропинцевого разряда, т.е. определяется временем жизни плазмы в сжатом состоянии.

Положение источника в пространстве от разряда к разряду воспроизводится с погрешностью  $\pm 0,5$  мм. Поэтому при определении погрешности  $\delta_6$  размер источника равен  $d = 1$  мм.

Среднее спектральное распределение для  $\epsilon =$

$= 0,1 \div 0,5$  кэВ определяется рекомбинационным и тормозным излучением электронов в плотной высокотемпературной плазме [15]. Для  $\epsilon > 0,5$  кэВ распределение содержит также интенсивные линии излучения, соответствующие переходам между энергетическими уровнями элементов, входящих в состав плазмы. Для  $\epsilon = 0,1 \div 0,5$  кэВ распределение близко к тепловому с  $T_e = 0,1$  кэВ. Излучение из области микропинчового разряда имеет изотропную диаграмму направленности. Поэтому коэффициент преобразования электрической энергии  $W$  в излучение с  $\epsilon = 0,1 \div 0,5$  кэВ, приходящейся на единичный телесный угол, определяется как  $\alpha = A/4\pi$ ,  $\text{ср}^{-1}$ . Доза излучения  $P = \alpha W/R^2$ . Спектральное распределение излучения (рис. 2) можно представить в виде  $d\alpha/d\epsilon$ , нормировав его таким образом, чтобы интеграл по всем энергиям равнялся  $\alpha$  (кривая 1). Для  $A \approx 7\%$   $\alpha = 5,5 \cdot 10^{-3}$   $\text{ср}^{-1}$ . Основная часть электрической энергии в процессе разряда преобразуется в электромагнитное излучение с  $\epsilon < 0,1$  кэВ и в потоки ионов из плазмы. Поэтому неотъемлемой частью источника является экран, предохраняющий объект (маску) от этих потоков. Выбор экрана обусловлен областью энергий квантов, выделенной из спектрального распределения.

Исследование условий применения в литографии источников типа микропинч и плазменный фокус при использовании излучения с энергиями квантов  $\epsilon \geq 1$  кэВ [1, 13, 14] показало, что условие (1) не выполняется. Условиям одноимпульсной литографии (1)–(5) удовлетворяет использование излучения с  $\epsilon = 0,1 \div 0,5$  кэВ. В качестве фильтра могут быть использованы пленки висмута толщиной около 0,15 мкм, напыленные на пленки полиимиды толщиной 0,25 мкм (см. рис. 2, кривая 2). Выбор висмута связан с существованием у этого материала в области  $\epsilon = 0,1 \div 0,3$  кэВ относительно большого коэффициента пропускания. Данные о поглощении полиимидом получены по поглощению отдельных атомов [16].

При проведении процесса литографии в области энергий  $\epsilon = 0,1 \div 0,3$  кэВ подложками масок могут служить практически лишь тонкие полимерные мембраны толщиной 0,5 мкм (см. рис. 2, кривая 3). Область на рис. 2, ограниченная кривыми 3 и 4, определяет энергию, поглощенную в слое резиста РММА толщиной 0,35 мкм. В качестве маскирующего покрытия для области  $\epsilon = 0,1 \div 0,3$  кэВ может быть использован кремний или алюминий (см. рис. 2, кривая 5). Нетрудно показать, что отношение энергии, поглощенной в резисте после прохождения мембраны маски, к энергии после прохождения мембраны и маскирующего покрытия превышает 10.

Из приведенных данных следует, что условия (1)–(3) выполнены, величина  $\delta_s \leq 0,05$  мкм. Величина погрешности  $\delta_s$ , обусловленная разрешающей способностью резиста, для  $\epsilon = 0,1 \div 0,3$  кэВ не превышает 0,02 мкм [5]. Выполнение условия (4) для  $q = 3$  мкм при  $d = 1$  мм может быть обеспечено при  $R > 15$  см. При этом  $\delta_c < 0,02$  мкм. Характерная длина волны излучения по данным на рис. 2 имеет величину  $\lambda = 7$  нм. При  $q \leq 5$  мкм и  $\Delta = 0,3$  мкм в

этом случае получаем  $U = 2,2$  и  $\delta_r = 0,05$  мкм.

Одним из важнейших преимуществ использования в литографии мягкого рентгеновского излучения является высокая чувствительность резистов. Задавшись вполне реальной цифрой дозы, характеризующей чувствительность резиста, пересчитанную на энергию, поглощенную в резисте ( $P_e = 1$  мДж/см<sup>2</sup>), оценим, исходя из данных рис. 2 энергию электрической батареи источника ( $W$ ). Величина  $P_e = 1$  мДж/см<sup>2</sup> соответствует площади между кривыми 3 и 4. Характерная чувствительность резиста в этом случае определяется дозой  $P_0 = 5$  мДж/см<sup>2</sup>, которая пропорциональна площади под кривой 3. Отсюда нетрудно получить, что на расстоянии  $R = 20$  см необходим источник с выделяемой в разряде энергией  $W = 3,5$  кДж. В настоящее время созданы источники с энергией до 7,5 кДж в разряде [1, 14].

При проведении процесса литографии значительное поглощение энергии с  $\epsilon < 0,1$  кэВ в фильтре приведет к его разрушению. Поэтому необходимо использовать устройство со сменой фильтра от импульса к импульсу. Кроме того, недостатком использования в качестве источника излучения плазменного разряда является требование осуществлять разряд в вакуумной камере с остаточным давлением  $< 10^{-4}$  мБар для исключения электрического пробоя [13].

**Одноимпульсная литография с применением высокоэффективного лазер-плазменного рентгеновского источника.** Источником излучения является плазма, создаваемая на поверхности мишеней лазерным излучением. Мишень размещена в вакуумной камере или камере, заполненной гелием с давлением несколько миллибар. При использовании для создания плазмы гармоник излучения Nd лазера (0,53 и 0,35 мкм) более половины энергии импульса лазерного излучения ( $E$ ) может быть преобразовано в плазме в излучение с энергиями квантов  $\epsilon = (0,1 \div 2)$  кэВ. Для реализации такого

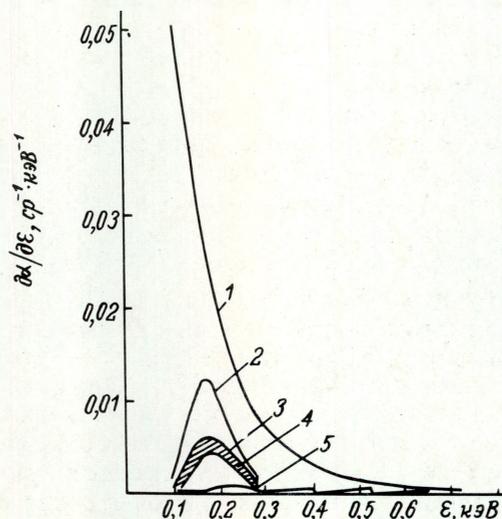


Рис. 2. Среднее спектральное распределение излучения из области микропинчового разряда

режима создания лазерной плазмы необходимо, чтобы, во-первых, в качестве мишеней были использованы материалы с большими атомными номерами (например, Au, Bi и др.); во-вторых, плотность потока энергии ( $q$ ) на длинах волн гармоник была достаточно велика (более  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) [17, 18]. В этом случае отраженная от плазмы во все углы энергия лазерного излучения при нормальном его падении на мишень составляет не более 20%, т.е. практически вся лазерная энергия идет на создание плазмы и поглощается в значительно более плотных ее областях, чем при использовании основной частоты лазера. Эффективность преобразования лазерной энергии ( $E$ ) в энергию мягкого рентгеновского излучения с  $\epsilon = (0,1 \div 2)$  кэВ принято выражать посредством коэффициента  $\alpha$  [ср.<sup>-1</sup>], связывающего  $E$  и дозу излучения на расстоянии  $R$  от плазмы  $P = \alpha \cdot E/R^2$ . Наиболее существенной характеристикой режимов создания плазмы является значительная угловая зависимость диаграммы направленности излучения из плазмы, т.е. анизотропия  $\alpha$ . Обозначив угол между направлениями лазерного луча и наблюдения через  $\beta_n$ , зависимость  $\alpha$  от  $\beta_n$  можно выразить соотношением  $\alpha \approx \alpha_m \cdot \cos \beta_n$ , где  $\alpha_m$  — максимальная величина  $\alpha$ . Величина  $\alpha_m$  может достигать  $0,1$  ср.<sup>-1</sup> при использовании в качестве мишеней золотой фольги,  $q = 3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностях лазерных импульсов  $\tau \leq 1$  нс. При этом плазма излучает в пространство  $4\pi$  ср [17]. В случае использования массивной висмутовой мишени  $q = 3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\tau = 2$  нс  $\alpha_m$  составляет  $0,2$  ср.<sup>-1</sup> и плазма излучает в пространство  $2\pi$  ср [18].

Высокоэффективное преобразование лазерной энергии в мягкое рентгеновское излучение достигается за счет значительного разогрева плотных областей плазмы. Для режима, указанного в работе [18], среднее спектральное распределение

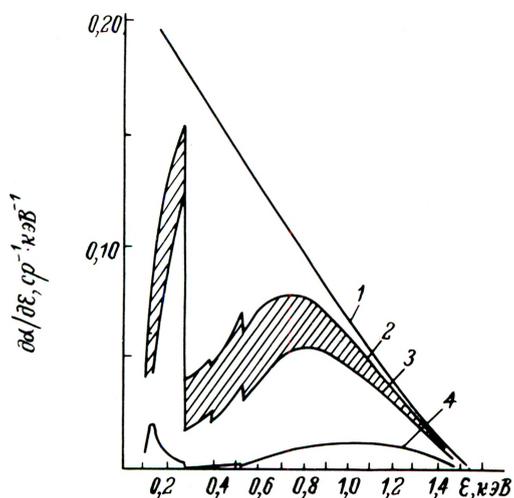


Рис. 3. Среднее спектральное распределение излучения из лазер-плазменного источника

$d\alpha/d\epsilon$  с погрешностью  $\Delta\epsilon/\epsilon \leq 0,4$  представлено на рис. 3 (зависимость 1 для  $\beta_n = \pi/4, \alpha = 0,17$  ср.<sup>-1</sup>). Как видно из рисунка, основная доля энергии приходится на область  $\epsilon = 0,1-0,6$  кэВ. В области  $\epsilon \geq 1$  кэВ величины  $d\alpha/d\epsilon$  незначительны. При уменьшении  $q$  до величин  $3 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> спектральное распределение смещается в сторону меньших  $\epsilon$ , величины  $\alpha$  и их анизотропия значительно уменьшается [17].

Характерный размер источника  $d$  по данным [17, 18] составляет около 100 мкм.

Для  $\beta_n \geq \pi/4$  вынос вещества из мишеней при разлете плазмы и разрушении области мишени при образовании кратера незначителен.

Условия применения высокоэффективного лазер-плазменного рентгеновского источника в литографии приведены в работе [4] для  $\alpha \leq 0,1$  ср.<sup>-1</sup>. Сделаем оценку величины лазерной энергии ( $E$ ), необходимой для возбуждения источника со спектром  $d\alpha/d\epsilon$  (см.рис. 3). Для  $d = 100$  мкм условие (4) выполнено при расстояниях  $R$  от плазмы более 5 см и зазорах  $g$  менее 10 мкм. Для процесса литографии с распределением  $d\alpha/d\epsilon$ , представленным на рис. 3, следует использовать маски с полимерными мембранами, например из полиимида толщиной 0,5 мкм (кривая 2). Поглощение в резисте типа РММА толщиной 0,35 мкм выражается площадью, ограниченной кривыми 2 и 3. В качестве маскирующего покрытия может быть использовано золото. Спектральное распределение после прохождения мембраны из полиимида и слоя золота толщиной  $h = 0,15$  мкм представлено кривой 4. Задавшись необходимой для воздействия на резист дозой (в данном случае  $P_e = 2$  мДж/см<sup>2</sup>), оценим  $E$  для  $R = 10$  см из соотношения  $P = \alpha E/R^2$ . Доза  $P_e$  пропорциональна площади, ограниченной кривыми 2 и 3, доза  $P$  — кривой 1. В результате оценки получаем  $E = 10 \div 15$  Дж в лазерном импульсе с  $\tau = 2$  нс и  $\lambda_0 \leq 0,53$  мкм.

Таким образом, условия (1)–(4) выполнены. Разрешающая способность резистов соответствует предъявляемым требованиям. Условие (5) выполнено при  $\Delta = 0,3$  мкм,  $\lambda = 4,5$  нм,  $g < 10$  мкм. Величина  $(\delta_3^2 + \delta_4^2 + \delta_5^2 + \delta_6^2 + \delta_7^2)^{0,15} \leq 0,05$  мкм для резистов толщиной  $\sim 0,3$  мкм.

Создание лазерной плазмы в обсуждаемых режимах осуществляется гармониками излучения Nd лазеров. Преобразование основной частоты в гармоники может быть осуществлено с КПД более 30–40% [33]. Однако при преобразовании электрической энергии, запасаемой в батареях, в лазерную энергию основной частоты КПД не велик ( $\sim 0,1\%$ ). Поэтому для технического применения в будущем следует ориентироваться на разработку лазерных систем с применением усилителей на эксимерных молекулах, например, KrF.

Полученные данные можно свести в таблицу, характеризующую основные условия проведения процесса одноимпульсной литографии, обеспечи-

вающего создание элементов с размерами 0,3 мкм при суммарной погрешности ±0,1 мкм. В случае использования в качестве источника эксимерного лазера требуется создание УФ резистов с высокой чувствительностью, малой дефектностью и высокой разрешающей способностью. Серьезным практическим ограничением является условие  $g \approx 0,2$  мкм, означающее, что экспонирование проводится в плотном контакте маски и подложки с резистом. В случае использования источников мягкого рентгеновского излучения серьезным ограничением является необходимость применения в масках полимерных мембран толщиной 0,5 мкм. При экспонировании непрерывным излучением или в частотно-периодическом режиме линейные размеры масок на полимерных мембранах изменяются из-за разогрева. Поэтому лишь в случае экспонирования одиночными импульсами с  $\tau \leq 10$  нс такие маски могут стать приемлемыми для практического использования, поскольку отклонения их линейных размеров при скачках температуры < 50 К в случае  $\tau \leq 10$  нс несущественны [4]. Однако из-за малой толщины мембран потребуется ограничение рабочего поля до размеров менее  $1 \times 1$  см.

Концепция литографии с наносекундной экспозицией для различных источников излучения

| Параметры  | Эксимерный лазер     | Плазменный разряд  | Лазер-плазменный источник |
|--|----------------------|--------------------|---------------------------|
| Длина волны, нм  | 222<br>193<br>157    | 10-3               | 10-1                      |
| Длительность импульсов, нс   | 10-20                | 1-20               | 1-2                       |
| Зазор между подложкой и маской, мкм  | 0,2                  | 3                  | 5                         |
| Подложка маски (толщина)   | Кварц, сапфир (1 мм) | Полиимид (0,5 мкм) | Полиимид (0,5 мкм)        |
| Толщина маскирующего покрытия, мкм   | 0,15                 | 0,15               | 0,15                      |
| Необходимая чувствительность резистов при плотностях потока энергии излучения 1-10 МВт/см <sup>2</sup> , мДж/см <sup>2</sup> | 10-20                | 5-10               | 5-10                      |

Толщина маскирующего покрытия масок для рассматриваемых источников может составлять  $h = 0,15$  мкм, что удовлетворяет условию (2) и существенно облегчает изготовление в них элементов с размерами менее 0,3 мкм и погрешностью  $\delta_z < 0,05$  мкм.

Если при  $\delta = 0,1$  мкм размер элементов составляет  $\Delta = 1$  мкм, ограничения на величину зазора становятся существенно менее жесткими. Экспозиция может даже при  $u = 3$  проводиться с зазорами: для лазеров - 3 мкм, для источника "плазменный разряд" - 30 мкм, для лазер-плазменного источника - 50 мкм.

Таким образом, применение в литографии эксимерных лазеров УФ диапазона, источников мягкого рентгеновского излучения типа "плазмен-

ный разряд" и высокоэффективных лазер-плазменных рентгеновских источников в сочетании с использованием высокочувствительных резистов и совершенствованием методов изготовления масок даст возможность создать технологическое оборудование и процессы литографии, обеспечивающие изготовление ИС с размерами менее 1 мкм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л а й м е н Д. Успехи в области литографии и выпуск СВИС.— Электроника (пер. журн. «Electronics»), 1983, № 14, с. 37—50.
2. Э к о н о м у Н.П. Развитие технологической базы для перспективных приборов и схем.— ТИЭР, 1983, т. 71, № 5, с. 69—81.
3. L e h m a n n H.W. Dry etching for high resolution microfabrication.— Proceeding of the Microcircuit Engineering 83. Conference held in Cambridge, England. Sept. 1983. Edited by H.Ahmed, J.R.A.Cleaver, and G.A.C.Jones.— London—N.Y.: Academic Press, p. 353—362.
4. Литография с применением лазер-плазменного рентгеновского источника/Ю.С.Касьянов, Ю.С.Леонов, В.И.Мишачев, В.И.Рыжий.— Электронная промышленность, 1984, вып. 4, с. 8—11.
5. F l a n d e r s D.C. Replication of 175 Å lines and spaces in polymethylmethacrylate using X-ray lithography.— Appl. Phys. Lett., 1980, v. 36, p. 93—96.
6. Diffraction effects on pattern replication with synchrotron radiation/N.Atoda, H.Kawakatsu, S.Tanino et al.— J. Vac. Sci. Technol., B, 1983, 1(4), p. 1267—1270.
7. J a i n K., L i n B.J. Ultrafast deep UV lithography with excimer laser. Microcircuit Engineering 82.— Proceedings of the Microcircuit Engineering 82 held in Grenoble, France, Sept. 1982, p. 69—72.
8. Contact lithography at 157 nm with a F<sub>2</sub> excimer laser/H.G.Craighead, J.C.White, R.E.Howard et al.— J. Vac. Technol., 1983, B(1), N 4, p. 1186—1189.
9. J a i n K., W i l l s o n C.G., L i n B.J. Ultrafast deep UV lithography excimer laser.— IEEE Trans. Electr. Device Lett., 1982, v. 3, N 3, p. 53—55.
10. K a w a m u r a Y., T o y o d a K., N a m b a S. Deep UV submicron lithography by using a pulsed high power excimer laser.— J. Appl. Phys., 1982, 53(9), p. 6489—6490.
11. Субмикронная литография с графаретными шаблонами/К.А.Валиев, А.В.Великов, В.Д.Вернер, А.В.Раков.— Электронная промышленность, 1983, вып. 1, с. 36—38.
12. Б о к о в Ю.С. Фото-, электро- и рентгеночувствительные резисты.— Радио и связь, 1982, с. 1—137.
13. Рентгенолитография с источником мягкого рентгеновского излучения на основе разряда с «плазменной точкой»/В.А.Веретенников, А.Н.Долгов, А.И.Исаков и др.— Письма в ЖТФ, 1982, 8(17), с. 1041—1045.
14. Pulsed plasma source for x-ray lithography/S.M.Matthews, R.Stringfield, I.Roth et al.— SPIE, Semiconductor Microlithography VI, 1981, v. 275, p. 52, 53.
15. Экспериментальные исследования динамики вакуумной искры/В.А.Веретенников, С.Н.Полухин, О.Г.Семенов, Ю.В.Сидельников.— Физика плазмы, 1981, 7(6), с. 1199—1206.
16. H e n k e B.L., E b i s u E.S., Advances in X-ray analysis. Vol. 19.— N.Y.: Plenum Press, 1976, p. 190—210.
17. Laser irradiation of disk targets at 0,53 μm wave length/W.C.Mead, E.M.Campbell, K.G.Estabrook et al.— Phys. Fluids, 1983, 26(8), p. 2316—2331.
18. К а с ь я н о в Ю.С., Л е о н о в Ю.С., П л е ш к о в Г.М. Высокоэффективное преобразование лазерной энергии в плазме в мягкое рентгеновское излучение.— ЖТФ, 1984, № 7, с. 1386—1387.
19. Large aperture harmonic conversion experiments at Lawrence Livermore Nation. Laboratory./G.L.Linford, B.C.Johnson, S.Hildum et al.— Appl. Optics, 1982, v. 21, N 20, p. 3633—3643.

# ЭП СООБЩЕНИЯ ЭП

УДК 621.385.002.2

## СПОСОБ РЕГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ЭЛП

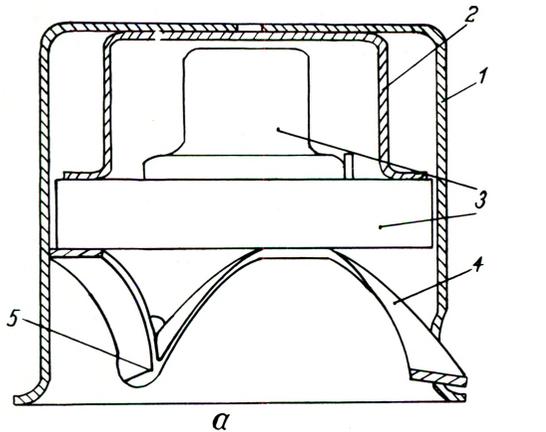
Повторное использование деталей и узлов ЭЛП, вышедших из строя в процессе производства и эксплуатации, — один из путей экономии материалов и трудовых ресурсов. Обычно при регенерации ЭЛП, не соответствующих ТУ, используют повторно только немногие узлы (например, стеклянную оболочку), а электронно-оптическую систему (ЭОС) разрушают и лишь некоторые ее элементы в отдельных случаях используют повторно. Необходимость разрушения ЭОС вызвана тем, что применяемый в ЭЛП оксидный катод при разгерметизации прибора меняет свои физические и химические свойства, в результате чего повторное использование ЭОС невозможно без замены катода.

Способы регенерации ЭОС с заменой катода [1, 2] имеют ряд существенных недостатков, ограничивающих их применение в производстве: не обеспечивают плотное прижатие катода после термической обработки ЭОС, требуют выполнения всех деталей узла с высокой точностью.

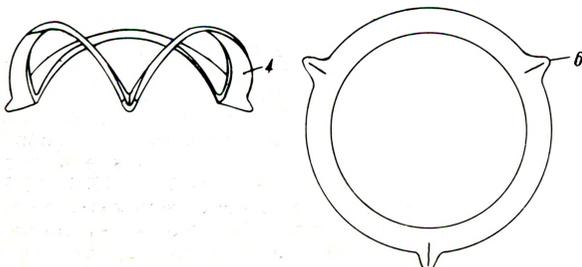
Представляет особый интерес способ регенерации, в котором используется механическое закрепление катодно-модуляторного узла (КМУ) держателем пружинного типа [3] (см. рисунок).

КМУ содержит модулятор чашечного типа 1, спейсер 2, катодно-подогревательный узел (КПУ) 3 с держателем катода 4.

В цилиндрической поверхности модулятора выполнены симметрично расположенные отверстия 5, в которых закреплены выступы 6 держателя пружинного типа.



а



Катодно-модуляторный узел (а) и держатель пружинного типа (б)

Данная конструкция КМУ обеспечивает малый разброс величины запирающего напряжения за счет плотного прижатия КПУ со спейсером к диафрагме модулятора. Высота держателя в свободном состоянии больше расстояния между наружной поверхностью изолятора катода и краем отверстия в боковой поверхности модулятора (составляет 1,2—1,5 этого расстояния), а диаметр окружности, описанной вокруг выступов-упоров, несколько больше наружного диаметра модулятора. В собранном КМУ (при сжатии держателя) действуют две взаимно перпендикулярные силы, направленные одна к боковой поверхности, другая к дну чашки модулятора, что делает держатель КМУ вибропрочным.

Сборка КМУ осуществляется следующим образом: в чашку модулятора вставляются спейсер и КПУ, а затем при помощи специального цапгового приспособления — держатель катода, который закрепляется выступами в отверстиях модулятора.

Разборка КМУ выполняется с помощью другого специального приспособления, которое коническим наконечником вставляется в отверстие модулятора и осуществляет вывод выступа держателя с зацепления. Освобождение держателя из чашки модулятора происходит при выводе выступов по крайней мере из двух отверстий.

В ЭОС после откачки, активировки и тренировки катода вокруг диафрагмы модулятора образуется налет из продуктов разложения катода и окисления материала модулятора вследствие химических реакций между ними. Химический анализ показал, что пленка налета состоит из смеси окислов и чистого углерода, из-за отсутствия которого пленки плохо растворяются в химических препаратах. Продолжительное химическое воздействие при повышенной температуре очищает диафрагму модулятора, однако приводит к увеличению отверстия в модуляторе. Для сохранения размера отверстия и очистки диафрагмы от налета разработан способ очистки, при котором приспособление с наконечником из резины опускается в ванночку с 10%-ным раствором соляной кислоты, а затем осуществляется протирка диафрагмы модулятора. При этом диафрагма хорошо очищается и в ней сохраняется размер отверстия. После очистки диафрагмы модулятора ЭОС подвергается дальнейшей обработке также, как и остальные ЭОС.

Конструкция разборного КМУ опробована в серии приборов 11ЛО1И, 11ЛО2И и проведена их регенерация. Предлагаемая конструкция узла обеспечивает стабильность параметров ЭОС после механических и тепловых воздействий, а технология регенерации осуществляется на участках общего технологического процесса изготовления ЭЛП.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Конструкции заменяемых катодно-подогревательных узлов/А.А.Катаев, В.К.Тюпин, Н.А.Иофис, Ю.Л.Гальперин.— Электронная техника. Сер. 4. Электрорадиодные и газоразрядные приборы, 1974, вып. 1, с. 18—20.

2. Пат. 2922062 (США).

3. А.с. 945917 (СССР). Катодно-модуляторный узел электронно-лучевого прибора/Г.Д.Баладин, А.И.Бибиков, Е.С.Гейзлер и др.— Оpubл. в Б.И., 1982, № 27.

Е. С. Гейзлер, В. И. Ивашкив



УДК 621.383.92

## ВОЛСТРОН ДЛЯ СВЕРХВЫСОКОВОЛЬТНОЙ РАЗВЯЗКИ

М.О.Владимирова, Т.А.Ирова, Ю.Р.Носов,  
Т.И.Симдянов

Повышение напряжения изоляции элементов развязки — необходимое требование для многих устройств. В электротехнических системах достигается напряжение изоляции  $U_{из} \geq 1$  МВ, в то время как возможности корпусных оптронов ограничиваются значениями  $U_{из} \approx 10$  кВ. С этой целью разработаны элементы сверхвысоковольтной развязки — волстроны — неразъемные приборы оптронного типа, у которых в качестве оптической среды использован волоконно-оптический кабель необходимой длины\*. От других приборов того же назначения волстроны отличаются приемлемой передаточной характеристикой, высоким быстродействием, электрической совместимостью с интегральными схемами, большими возможностями дальнейшего повышения  $U_{из}$ , отсутствием паразитных связей, высокими эксплуатационными свойствами и (в перспективе) низкой стоимостью.

Разработанный волстрон содержит излучатель и фотоприемник, а также и микросхемы электронного обрамления. Ниже приведены основные параметры волстроны:

|   |              |
|---|--------------|
| Напряжение изоляции, кВ                           | 40           |
| Вид входных (выходных) сигналов                   | ТТЛ          |
| Время нарастания (спада) выходного импульса, нс   | не более 100 |
| Напряжение питания входного и выходного блоков, В | $5 \pm 10\%$ |
| Длина кабельной части волстроны, м                | 0,5—1,0      |

Конструктивно волстрон представляет собой прибор, оконечные блоки которого неразъемно соединены с волоконно-оптическим кабелем. Габаритные размеры оконечных блоков 25x15x38 мм; подсоединение к аппаратуре осуществляется с помощью электрических соединителей РС типа.

Волстроны могут применяться при более высоких напряжениях. Для этого необходимо лишь увеличить длину кабельной части.

\* Носов Ю.Р., Дмитриев В.П., Файзулаев Б.Н. Волстрон — новый класс изделий электронной техники. — Электронная промышленность, 1983, вып. 6(123), с. 12, 13.

Ответственные за выпуск Т.М.Вакуленко, Л.И.Жукова

Технический редактор Г.М.Корнеева

Художник В.А.Чернецов

Корректоры Т.В.Пришлина Н.С.Кукушкина

Подписано в печать 4. 10.84 г.



Г— 15198

Формат 60x90/8

Объем 10 п.л

Уч.-изд.л. 12

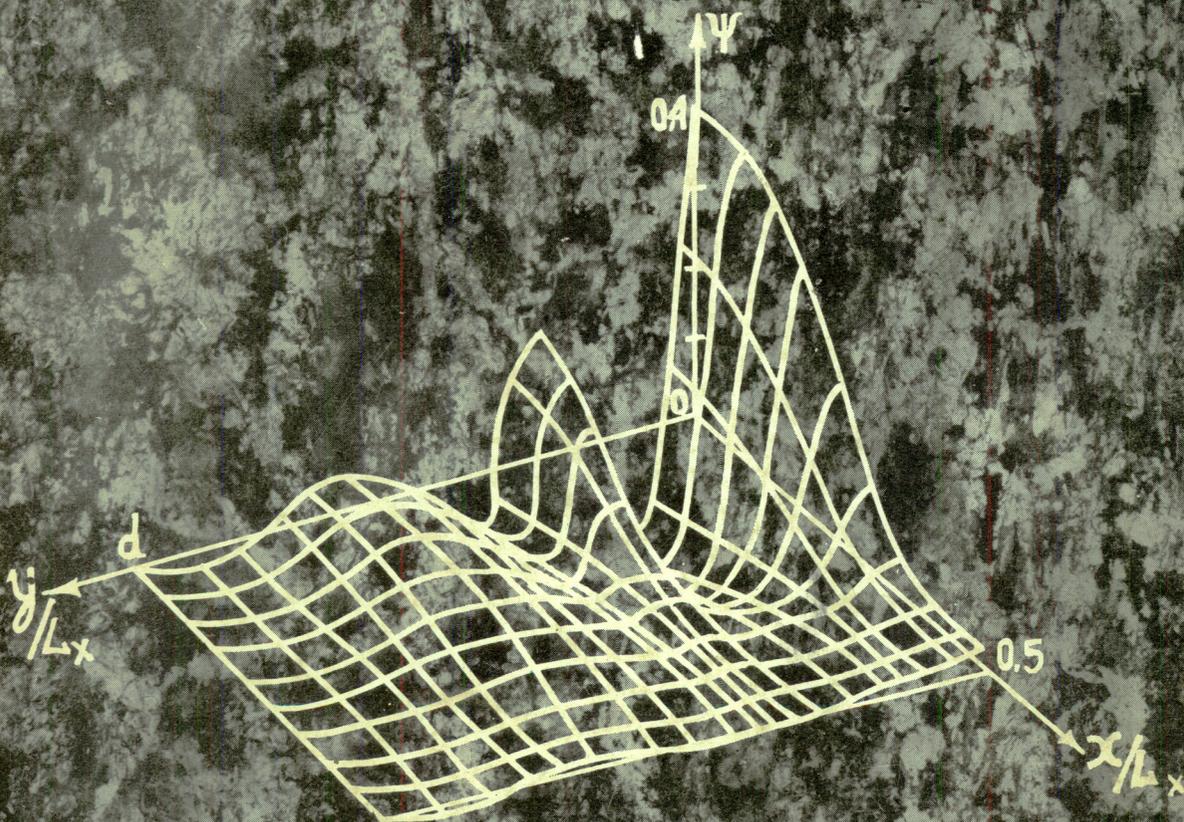
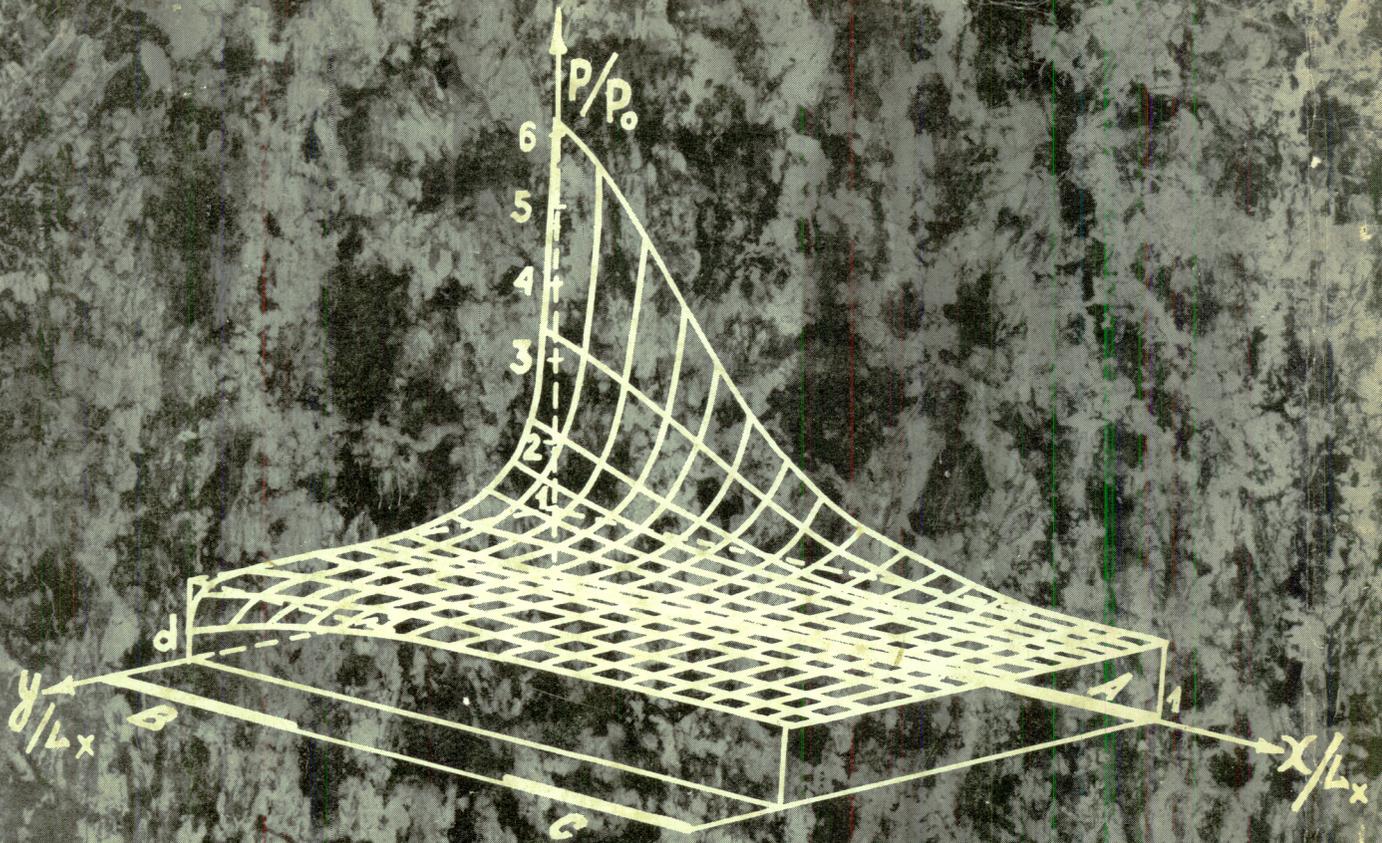
Индекс 3833

26 статей

Заказ 983

Тираж 4688

Цена 2 руб. 90 коп.



Поэтапный метод расчета переходных процессов позволяет учитывать специфику контактных и объемных явлений в слабоионизованных примесных полупроводниках.