



# **ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА**

## **СЕРИЯ 3 МИКРОЭЛЕКТРОНИКА**

Научно-технический журнал

Выпуск 1 (173) 2019

---

# **ELECTRONIC ENGINEERING**

## **SERIES 3 MICROELECTRONICS**

Scientific & Technical Journal

Issue 1 (173) 2019

Москва, 2019



## «ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА. Серия 3. МИКРОЭЛЕКТРОНИКА»

### Редакционный совет Главный редактор

Красников Г. Я., академик РАН,  
д. т. н.

### Члены редакционного совета

Асеев А. Л., академик РАН,  
д. ф.-м. н.

Бетелин В. Б., академик РАН,  
д. ф.-м. н.

Бокарев В. П., ответственный  
секретарь, к. х. н.

Бугаев А. С., академик РАН,  
д. ф.-м. н.

Быков В. А., д. т. н.

Галиев Г. Б., д. ф.-м. н.

Горбачев А. А., член-  
корреспондент РАН, д. ф.-м. н.

Горнев Е. С., зам. главного редак-  
тора, д. т. н.

Грибов Б. Г., член-корреспондент  
РАН, д. х. н.

Зайцев Н. А., д. т. н.

Ким А. К., к. т. н.

Критенко М. И., к. т. н.

Петричкович Я. Я., д. т. н.

Сигов А. С., академик РАН,  
д. ф.-м. н.

Стемпковский А. Л., академик  
РАН, д. т. н.

Чаплыгин Ю. А., академик РАН,  
д. т. н.

Шелепин Н. А., зам. главного  
редактора, д. т. н.

Эннс В. И., к. т. н.

### Адрес редакции

124460 г. Москва, Зеленоград,  
1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1

+7 495 229-70-43

journal\_EEM-3@mikron.ru

www.niime.ru/

zhurnal-mikroelektronika

Журнал издается с 1965 года

### Учредитель

АО «Научно-исследовательский  
институт молекулярной  
электроники»

## Слово редактора ..... 4

### Физические явления

**В. В. Аристов**

Неоклассическая теория эффекта Комптона и некоторые  
следствия изменения его интерпретации ..... 5–20

### Разработка и конструирование

**В. К. Доля, Е. С. Синютин, С. В. Лебедев**

Применение пьезоэлектрического изгибного преобразователя  
балочного типа в интеллектуальных датчиках вибрации ..... 21–26

**Д. А. Доможаков**

Генератор, управляемый напряжением, с токовой компенсацией  
влияния технологического процесса и рабочей температуры ..... 27–31

**А. В. Кобыляцкий**

Библиотеки элементов для проектирования радиационно-  
стойких СБИС типа «система-на-кристалле» ..... 32–37

**В. И. Анисимкин, Н. В. Воронова, В. А. Осипенко, Н. В. Воронова**

Методика измерения потерь распространения поверхностных  
акустических волн в слоистых структурах с пленками  
переменной толщины ..... 38–43

### Процессы и технология

**А. К. Костандов**

Сравнение характеристик КМОП и CML цифровых схем на  
основе КНИ КМОП 0,18-мкм технологии  
для рабочих частот до 2 ГГц ..... 44–48

### Технологическое и измерительное оборудование

**В. М. Долгополов, В. В. Одинокоев, П. А. Иракин, В. М. Варакин,**

**А. В. Шубников, Н. Г. Мицын**

Исследование технологии и разработка оборудования  
для глубокого травления кремния на пластинах  
диаметром до 200 мм ..... 49–54

### Свойства материалов

**Н. А. Захаров, В. П. Бокарев, Е. С. Горнев, А. П. Нечипоренко**

Влияние углеродных нанотрубок на кристаллизацию и свойства  
наноразмерного гидроксипатита кальция ..... 55–60

### Математическое моделирование

**В. В. Бардушкин, В. Б. Яковлев, А. А. Кочетыгов, Н. И. Петров**

Напряженное состояние матричных структур в условиях  
воздействия термодинамических факторов ..... 61–66

### Аннотации ..... 67–72

Журнал включен Всероссийской аттестационной комиссией (ВАК)

в число изданий, рекомендованных для публикации статей соискателей  
ученых степеней кандидата и доктора наук №1969

**“ELECTRONIC ENGINEERING.  
Series 3.  
MICROELECTRONICS”**

**Editorial Council  
Chief Editor**

**G.Ya. Krasnikov**,  
Full Member of the RAS, Sc. D.

**The Members  
of Editorial Council**

**Aseev A. L.**, Full Member of the RAS,  
Sc. D.

**Betelin V. B.**,  
Full Member of the RAS, Sc. D.

**Bokarev V. P.**, Responsible  
Secretary, Ph.D.

**Bugaev A. S.**,  
Full Member of the RAS, Sc. D.

**Bykov V. A.**, Sc. D.

**Galiev G. B.**, Sc. D.

**Gorbatsevich A. A.**, Corresponding  
Member of the RAS, Sc. D.

**Gornev E. S.**, Deputy Chief Editor,  
Sc. D.

**Gribov B. G.**, Corresponding Member  
of the RAS, Sc. D.

**Zaitsev N. A.**, Sc. D.

**Kim A. K.**, Ph.D.

**Kritenko M. I.**, Ph.D.

**Petrichkovich Ya. Ya.**, Sc. D.

**Sigov A. S.**, Full Member of the RAS,  
Sc. D.

**Stempkovskiy A. L.**, Full Member of  
the RAS, Sc. D.

**Chaplygin Yu. A.**,  
Full Member of the RAS, Sc. D.

**Shelepin N. A.**,  
Deputy Chief Editor, Sc. D.

**Enns V. I.**, Ph.D.

**Editorial Staff Address**

📍 1-st Zapadny pr-d 12, str. 1.  
Zelenograd, Moscow,  
124460, Russian Federation

☎ +7 495 229-70-43

✉ journal\_EEM-3@mikron.ru

🌐 www.niime.ru/

zhurnal-mikroelektronika

The journal is published since 1965

**Founder**

“Molecular Electronics Research  
Institute” Stock Company

**Editor’s Column** ..... 4

**Physical Phenomena**

**V. V. Aristov**

The Neoclassical Theory of Compton Effect and Some Consequences  
of Its Interpretation Changing ..... 5–20

**Development and Designing**

**V. K. Dolya, E. S. Sinyutin, S. V. Lebedev**

Application of Piezoelectric Bending Transducer of Beam Type in  
Intelligent Vibration Sensors ..... 21–26

**D. A. Domozhakov**

Voltage Controlled Oscillator With Current Pt Compensation ..... 27–31

**A. V. Koblyatskiy**

RHBD Libraries for Nanometer System-On-Chip Design ..... 32–37

**V. I. Anisimkin, N. V. Voronova, V. A. Osipenko, N. V. Voronova**

The Method for Measuring Surface Acoustic Wave Loss in Layered  
Structures with Variable Film Profil ..... 38–43

**Processes and Technology**

**A. K. Kostandov**

Comparison of Characteristics of CMOS and CML Digital Circuits  
Based on SOI CMOS 0.18 Micron Technology for Operating  
Frequencies up to 2 Ghz ..... 44–48

**Processing and Measuring Equipment**

**V. M. Dolgopolov, V. V. Odinkov, P. A. Irakin, V. M. Varakin,**

**A. V. Shubnikov, N. G. Mitsyn**

Research and Development of Equipment and Technology for Deep  
Silicon Etching on Plates With Diameter of up to 200 mm ..... 49–54

**Properties of Materials**

**N. A. Zakharov, V. P. Bokarev, E. S. Gornev, A. P. Nechiporenko**

The Effect of Carbon Nanotubes on Crystallization And Properties of  
Nanosized Calcium Hydroxyapatite ..... 55–60

**Mathematical Simulation**

**V. V. Bardushkin, V. B. Yakovlev, A. A. Kochetygov, N. I. Petrov**

Stressed State of Matrix Structures in the Conditions of Exposure  
to Thermodynamic Factors ..... 61–66

**Abstracts** ..... 67–72

The journal has included in the number of publications recommended for  
publication of articles by applicants for academic degrees of candidate and  
doctor of Sciences №1969 by the all-Russian attestation Commission (HAC)

## УВАЖАЕМЫЕ ЧИТАТЕЛИ!

Перед Вами очередной, 173-й, выпуск научно-технического издания «Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника».

Известность журнала становится все шире, об этом мы судим и по тому факту, что все чаще публикуем статьи авторов из регионов, а также растет количество читателей, ведь статьи из журнала активно цитируются, а, следовательно, изучаются.

В данном выпуске журнала представлено девять оригинальных статей, посвященных результатам актуальных научных исследований.

Номер открывается разделом «**Физические явления**», где обсуждается новая теория, основанная на представлении о рассеянии электромагнитного излучения на электронных волнах де Бройля, а также анализируются последствия изменения интерпретации эффекта Комптона на предсказания особенностей динамики релятивистских электронов при их взаимодействии с электромагнитным излучением.

Раздел «**Разработка и конструирование**» представлен четырьмя статьями, в первой из которых рассматриваются принцип и устройство пьезоэлектрического изгибного преобразователя балочного типа в интеллектуальных датчиках вибрации. Также в данном разделе предложен вариант схематической реализации генератора, управляемого напряжением, с применением техники токовой параметрической стабилизации крутизны вольт-частотной характеристики в зависимости от разброса параметров элементов и рабочей температуры. Рассматриваются вопросы создания радиационно-стойких библиотек цифровых и площадочных элементов для проектирования СБИС типа СпК по базовым отечественным КМОП-технологиям объемного кремния уровня 180 и 90 нм. Кроме того, разработана методика измерения потерь распространения поверхностных акустических волн в структурах с пленками переменной толщины.

В следующем разделе «**Процессы и технология**» представлены результаты проведенного сравнения идентичных КМОП и CML (Current Mode Logic) цифровых схем.



Раздел «**Технологическое и измерительное оборудование**» представлен статьей, в которой разработан реактор для глубокого травления кремния на пластинах диаметром до 200 мм, аналогичный по своим характеристикам импортному, и разработана технология глубокого травления кремния для ее применения в изготовлении трехмерных TSV-структур.

В разделе «**Свойства материалов**» проведена оценка влияния многостенных углеродных нанотрубок (УНТ) на образование нанокристаллического (НК) гидроксипатита кальция  $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$  (ГА) в ходе синтеза композиционных материалов (КМ) ГА/УНТ (0,1; 1 и 5 масс. % УНТ), моделирующего взаимодействие УНТ с фосфатами кальция костной ткани в ходе биоминерализации. Показано, что их введение в биосовместимую керамику на основе гидроксипатита может отрицательно сказаться на биоминерализации костей человека.

В заключительном разделе – «**Математическое моделирование**» – рассматривается статья, посвященная исследованию методов борьбы с ошибками, возникающими в процессе работы нейронной сети, реализованной аппаратно в режиме работы с фиксированной точкой, анализом особенностей ограничения степеней свободы случайных процессов, протекающих в квантовых замкнутых системах.

С уважением,  
главный редактор журнала,  
академик РАН, д. т. н., профессор

Г. Я. Красников

# НЕОКЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА КОМПТОНА И НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ ИЗМЕНЕНИЯ ЕГО ИНТЕРПРЕТАЦИИ

► **В. В. Аристов**  
ИПТМ РАН

Многочисленные попытки изменения квантовой интерпретации эффекта Комптона до сих пор оказывались неудачными. В настоящей работе показано, что общепринятая фотонная концепция объяснения этого эффекта ошибочна. Обсуждается новая теория, основанная на представлении о рассеянии электромагнитного излучения на электронных волнах де Бройля. Анализируются последствия изменения интерпретации эффекта Комптона на предсказания особенностей динамики релятивистских электронов при их взаимодействии с электромагнитным излучением.

## THE NEOCLASSICAL THEORY OF COMPTON EFFECT AND SOME CONSEQUENCES OF ITS INTERPRETATION CHANGING

**V. V. Aristov**  
IMT RAS

Numerous attempts to change quantum interpretation of Compton effect till now was unsuccessful. In the present work it is shown that the standard photon concept for an explanation of this effect is incorrect. The new theory based on representation about scattering of electromagnetic radiation on de Broglie electron waves is discussed. Consequences of Compton effect interpretation changing are analyzed in connection with relativistic electron interaction with electromagnetic radiation.

### ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние электромагнитного излучения свободными электронами исследуется уже более 100 лет. Были предложены теории, описывающие эффекты, возникающие при рассеянии излучения с различными длинами волн неподвижными и релятивистскими, свободными и связанными электронами. По всеобщему убеждению, квантовая теория имеет несомненный приоритет, поскольку она «вытекает из квантовой формулы Комптона, обладающей престижем, основанным на таком множестве экспериментальных подтверждений, которое едва ли обозримо в настоящее время» [1]. В настоящей работе говорится о том, что теория Комптона была создана на основе предвзятой интерпретации экспериментальных результатов. Так, например, обсуждая альтер-

нативные интерпретации эффекта Комптона, данные Шредингером [2], Доддом [3], Стрнад писал, что на основе анализа теории, предложенной Шредингером, мы видим, как «при объяснении одних и тех же экспериментальных данных ученые руководствуются собственными предпочтениями» [4]. Необходимость иметь надежное экспериментальное подтверждение принципов зарождавшейся квантовой механики не позволило в свое время увидеть противоречие теории некогерентного рассеяния Комптона с классической электромагнитной теорией и совокупностью имевшихся экспериментальных результатов. Обычно утверждается, что в пользу квантового механизма рассеяния фотонов электронами свидетельствует экспериментальное обнаружение низкоэнергетических фотоэлектронов, сопрово-

ждающих эффект Комптона, якобы предсказываемых теорией. Экспериментально наблюдается только эмиссия электронов атомами, хотя в теории Комптона речь идет, прежде всего, о рассеянии фотонов свободными электронами. Согласно классической электродинамике, изменение импульса свободных электронов под действием однородного электромагнитного поля не происходит, что связано с наличием силы радиационного торможения, найденной еще Лоренцем [5]. На такой фундаментальный просмотр в интерпретации экспериментальных данных до сих пор не обращали внимания. После непродолжительных дискуссий, кроме постулата об отсутствии в квантовом мире силы радиационного торможения, было принято еще несколько *ad hoc* допущений и создана теория, приспособленная для трактовки результатов по некогерентному («комптоновскому») рассеянию рентгеновских фотонов точечными электронами [6]. Применение теории, созданной для объяснения результатов строго определенной группы экспериментов, приводит к парадоксам, которые хорошо известны и наблюдаются не только в оптическом диапазоне длин волн [1], но и при рассеянии рентгеновского излучения [7, 8]. Очевидным парадоксом квантовой теории Комптона является наличие когерентной брэгговской дифракции жесткого рентгеновского излучения. Попытки увязать когерентное и некогерентное рассеяние рентгеновского излучения в единую квантовую теорию предпринимались неоднократно, но не привели к положительным результатам. Ранее нами было предложено использовать для описания эффекта Комптона неоклассическую (полуклассическую) теорию [7–9]. В основе этой теории лежит утверждение о том, что все особенности спектров рассеяния электромагнитного излучения связаны со структурой вещества, но не с квантованием электромагнитного поля. Принципы этой теории были сформулированы Шредингером и применялись Лэмбом, Джейнсом, Криспом и другими для анализа различных эффектов, считающихся обусловленными квантами света [10–13]. В настоящей работе говорится о том, что неоклассическая теория позволяет получить известные результаты, описывающие как спектр комптоновского рассеяния, так и угловую зависимость сечения рассеяния, не прибегая к квантованию электромагнитного поля. Существенно отличаются выводы неоклассической и квантовой теории относительно пове-

дения электронов под действием электромагнитной волны и фотонов соответственно. Эти результаты могут оказать решающее влияние на интерпретацию многих явлений, считающихся квантовыми.

## 1. О ВЫПОЛНЕНИИ ЗАКОНОВ СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ И ИМПУЛЬСА ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Одним из наиболее устойчивых заблуждений, сопутствующих практически любому описанию отклика элементарного заряда на воздействие плоской электромагнитной волны является утверждение о том, что заряд ускоряется в направлении ее распространения  $\vec{n}_0$ . Так, например, во втором томе курса теоретической физики «Теория поля» читателю предлагается «определить скорость  $\vartheta$  заряда под влиянием средней силы  $f_p$ , действующей на него со стороны рассеиваемой волны» [14]. При решении этой задачи предполагается, что, согласно закону сохранения импульса  $f_p = w_0 \sigma_0 \vec{n}_0$ , где  $\sigma_0 = (8/3)\pi r_0^2$  – томсоновское сечение рассеяния,  $r_0 = e^2/mc^2$  – классический радиус электрона,  $w_0$  – плотность электромагнитной энергии рассеиваемой волны. Действие этой силы вызывает движение заряда в направлении  $\vec{n}_0$  со скоростью  $\vartheta \approx tw_0 \sigma_0/m$ . Ошибка такого решения заключается в том, что в классической электродинамике величина  $\sigma_0$  выводится из закона сохранения энергии поля так, что его суммарная интенсивность не изменяется в результате рассеяния. Электрон, неподвижный до воздействия на него волны, останется неподвижным и после ее прохождения. Импульс поля плоской волны, ассоциируемый с потоком энергии в направлении его распространения  $\vec{n}_0$  «гасится» силой радиационного трения  $f_L$ . Несмотря на очевидность, сделанное заключение является чрезвычайно важным для дальнейшего изложения, поэтому рассмотрим этот вопрос подробнее. В классической электродинамике движение свободного электрона в поле электромагнитной волны описывается уравнением:

$$\vec{E}_0 = m \dot{\vartheta} = e(\vec{E} + \frac{v}{c} \cdot \vec{H}), \quad (1)$$

где  $\vartheta$  – скорость электрона,  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  – напряженность электрического и магнитного полей.  $4\pi E = E_0 \cos(2\pi vt)$ ,  $2\pi v = \omega$  – частота электромагнитного поля (в неоклассической теории, в уравнении (1) величины массы  $m$  и заряда  $e$  заменяются

на  $dm$  и  $de$ , при этом считается, что  $de/dm = e/m$  в любом объеме заряда  $dV$  [13]). Пусть плоская поляризованная электромагнитная волна распространяется в направлении оси  $z$  ( $\vec{n}_0$ ). Тогда, согласно (1), электрон осциллирует в направлении  $x$  ( $E_0 = E_x$ ) со скоростью:

$$\vartheta_x = \beta c = c \eta \cos(2\pi vt), \quad (2)$$

где  $\eta = eE_0/2\pi m v c$ . Во всех практических случаях рассеяния электромагнитного излучения считается, что  $\eta < 1$ . В этом приближении излучение можно считать дипольным\*. Сечение рассеяния этого излучения для плоскополяризованной волны определяется формулой Томсона. Учет второго члена в уравнении (1) приводит к появлению «дрожания» и «дрейфу» электрона в направлении  $\vec{n}_0$ ,

которое происходит со скоростью  $\beta_z = \frac{\vartheta_z}{c} = \frac{\eta^2/2}{1+\eta^2/2}$

только во время действия электромагнитной волны [15]\*\*. Итак, согласно классической теории электрон осциллирует во время прохождения электромагнитной волны и излучает дипольную волну. Энергия этого излучения равна той энергии, которую теряет плоская волна. «Дрейф» электрона в направлении  $\vec{n}_0$ , так же как и колебание в направлениях  $x, z$ , прекращается после прохождения падающего на электрон излучения. Свободный электрон остается неподвижным или продолжает двигаться равномерно с прежней скоростью после действия на него электромагнитного излучения [17]. Выше указывалось, что на электрон, кроме силы  $F_0$ , действуют не только сила  $f_p$ , но и сила

радиационного торможения  $f_L = \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{\vartheta}$ . Благодаря

этому, результирующая средняя сила  $\Delta f_z$ , действующая на электрон, помещенный в электромагнитное поле в направлении  $\vec{n}_0$  тождественно равна нулю (при  $\eta < 1$  выполнено условие  $F_0 \gg f_L, f_p$ ):

$$\Delta f = f_p - f_L = \frac{2e^2}{3mc^3} \ddot{E}, \Delta f_z \equiv 0. \quad (3)$$

\* Считается также, что  $\lambda \gg r_e, mc^2/eH \gg r_e$  [14].

\*\* В неоклассической теории квантовый электрон Дирака также осциллирует (dragged) в направлении  $n$  только внутри классической электромагнитной волны [16], так что его эффективная масса становится равной  $m(1+\eta^2)^{1/2}$ , и при  $\eta \leq 1$  электрон останавливается после прекращения действия поля.

Происхождение силы радиационной реакции «не столь ясно, сколь ее существование» [18]. Лоренц рассматривал электрон конечных размеров и считал эту силу силой самодействия одной части электрона на другую [5]. Дирак [19], не обсуждая происхождения этой силы, предлагал рассматривать не только запаздывающий, но и опережающий потенциал в решении уравнений Максвелла. Это позволило ему учесть действие сферических волн, распространяющихся от электрона (out wave) и к нему (in wave), и, соответственно, сил, действующих на электрон со стороны этих волн. Полуразность создаваемых in-out волнами сил, дает точное выражение для силы  $f_L$ . О своем решении Дирак писал: «there is good reason for believing them to be exact within the limits of the classical theory». Задача определения силы  $f_L$  и доказательства того, что  $\Delta f_z = 0$ , решалась и другими авторами. Общий вывод: в слабых полях ( $\eta < 1$ ) плоская волна или, более точно, длинный импульс электромагнитного излучения, близкий к плоской волне, не может передать энергию электрону. После окончания действия поля электрон возвращается в прежнее состояние. Этот результат классической электромагнитной теории подтверждается результатами современных экспериментов по исследованию влияния лазерного излучения на быстролетающие свободные электроны [20, 21].

Таким образом, классическая электродинамика приводит к подтверждаемому экспериментально заключению: давление света на свободный электрон вызывает только колебательное движение и незначительный дрейф в направлении  $\vec{n}_0$ . Колебания электрона приводят к дипольному излучению. Энергия этого излучения равна энергии, теряемой первичной электромагнитной волной. Электрон после прохождения волны возвращается в первоначальное состояние покоя или равномерного прямолинейного движения. Закон сохранения импульса при рассеянии электромагнитной волны точечным зарядом, у которого отсутствует внутренняя структура, сводится к закону сохранения энергии электромагнитного поля. Давление на электрон со стороны поля компенсируется силой радиационной реакции. Естественным развитием представлений классической электродинамики о рассеянии электромагнитной волны свободным электроном после открытия Комптоном эффекта некогерентного рассеяния рентгеновского излучения являлось бы предположение о том, что с приближением значений длины волны и частоты излучения  $\lambda, \nu$  к величинам  $\lambda_e = h/mc$  и  $\nu_e = mc^2/h$ , определяющим связанные

с электроном квантовую длину и частоту, начинает проявляться его внутренняя структура. В результате этого изменяется частота дипольного рассеянного излучения на величину  $\Delta\nu$ , а томсоновское сечение рассеяния должно измениться пропорционально величине  $\epsilon = \Delta\nu/\nu$ . При таком рассеянии часть энергии излучения поля должна преобразоваться в кинетическую энергию электрона пропорционально величине  $\sigma_0\epsilon$ .

Вопреки логике, позволяющей распространить представления классической электродинамики на область квантовых объектов без радикального пересмотра теории рассеяния, Комптоном была предложена другая теория [22, 23], в которой предполагается, что электромагнитное излучение состоит из коротких импульсов с энергией  $h\nu$ , которые распространяются в направлении  $\vec{n}_0$  и рассеиваются, подобно частицам, свободными электронами под углом  $\varphi$  к направлению  $\vec{n}_0$ . Электрон приобретает кинетическую энергию, которую теряет фотон, равную:

$$E_k = h\Delta\nu(\varphi) = h\nu \frac{v'}{v_e} (1 - \cos\varphi), \quad (4)$$

где  $\varphi$  – угол рассеяния фотона. Частота и длина волны рассеянного фотона, так же как и направление движения электронов, определяются из законов сохранения энергии и импульса. Для длины волны и частоты рассеянных на угол  $\varphi$  фотонов имеем:

$$\lambda'(\varphi) = \lambda + 2\lambda_e \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right), \quad \nu'(\varphi) = \frac{c}{\lambda'}. \quad (5)$$

Сечение рассеяния  $\sigma_0$  в теории Комптона играет роль вероятности рассеяния одного фотона одним электроном. Согласно теории Комптона, все тождественные свободные электроны после рассеяния ими излучения получают различные по величине и направлению импульсы  $p$ , от  $p_{\min} = 0$  до  $p_{\max} = (2mE_k)^{1/2}$ , в  $\sigma_0$  раз больше, чем при рассеянии волны. Согласно логике классической физики все электроны рассеивают излучение одинаково. Обратим внимание на то, что квантовая электродинамика, приняв гипотезу Комптона, постулирует: электрон поглощает электромагнитную энергию фиксированными порциями – квантами, хранит ее некоторое время и преобразовывает частоту излучения, уменьшая или увеличивая энергию ранее поглощенного кванта. Это предположение представляется крайне сомнительным и ведет не только

к отрицанию законов классической электродинамики – заменой уравнения движения (1) механической задачей о столкновении двух тел, но и к прямому нарушению классических законов сохранения энергии и импульса при столкновении частиц. При последующем развитии квантовой электродинамики было дополнительно постулировано наличие промежуточных состояний, содержащих виртуальные частицы – фотоны, электроны, позитроны [24]. Эти постулаты, призванные преодолеть нарушение законов сохранения энергии и импульса при рассеянии фотонов электронами, лишь маскируют то, что в квантовой теории содержится вызов не только логике, но и фундаментальным принципам классической физики (отвергается детерминизм поведения микрообъектов) [25]. Дирак признавал, что в квантовой электродинамике «*abandon logical deduction and replace it by working rules...very heavy price and no physicist should be content to pay it*» [26]. Обычно считается, что решающим аргументом в пользу фотонной теории Комптона является правильно предсказанное положение центра спектральной линии рассеяния – значения  $\lambda'(\varphi)$  (5). Этот аргумент не является достаточно убедительным. Аналогичные угловые зависимости спектра рассеяния наблюдаются также в эффекте Парселла-Смита, где рассматривается другой механизм рассеяния [27]. Кроме того, необходимо заметить: *экспериментально доказано, что «комптоновский» сдвиг частоты не связан непосредственно с энергетическими уровнями в атоме, как, например, фотоэффект, но является, прежде всего, функцией угла рассеяния, частоты первичного излучения и параметров свободного электрона* [6]. Все это дает основания для поиска другой теории, объясняющей все особенности эффектов, возникающих при рассеянии рентгеновского излучения. Следуя рекомендации Шредингера и Лауэ, будем предполагать, что все особенности экспериментальных спектров рассеяния рентгеновского излучения связаны не с квантованием поля, а со структурой вещества. Воспользуемся идеей де Бройля о волновом представлении движущегося электрона\* и обсудим теорию формиро-

\* Некоторые авторы делают попытки включить представление о волнах де Бройля в теорию Комптона [28]. Эти попытки нельзя признать успешными, поскольку электронные волны в этом случае появляются уже после взаимодействия электрона с фотоном и не могут изменить понимание механизма рассеяния.



вания спектров рассеянного излучения и динамику электрона в электромагнитном поле.

## 2. РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ВОЛНЕ ДЕ БРОЙЛЯ

Квантовая механика, считающая электрон математической точечной частицей, предполагает одновременно, что он обладает энергией покоя  $E_e = mc^2$ . С этой частицей связывают колебания с частотой  $\nu_e = E_e/h$ , которые синхронны во всем окружающем электрон пространстве. При движении такой частицы со скоростью  $\vartheta = \beta c$  в направлении  $r$  ее масса, энергия и частота колебаний возрастают как  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . С такой частицей де Бройль связал электронную волну, переносящую колебания с частотой  $\nu'_e = \gamma \nu_e$  с фазовой скоростью  $V = c/\beta$ :

$$\begin{aligned} \Phi_\vartheta &= \exp\left(2\pi i\left(\nu'_e t - \frac{p}{h} r\right)\right) = \exp(2\pi i(\nu'_e t - kr)) = \\ &= \exp\left(2\pi i \nu'_e \left(t - \frac{r}{V}\right)\right), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $p = \gamma m \vartheta$  или  $p = h/\Lambda_B$ ,  $\Lambda_B$  – длина волны де Бройля,  $k = \Lambda_B^{-1}$ . Эти волны описываются дифференциальным уравнением Клейна – Гордона:

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \Lambda_e^2 \Phi \quad (7)$$

Уравнению (7) удовлетворяют все возможные плоские электронные волны, в том числе и волна покоящегося электрона ( $k=0$ ,  $\nu_e = mc^2/h$ ,  $\Phi_0 = \exp(2\pi i \nu_e t)$ ). В такой записи электронная волна представляется волной, которая не переносит ни энергию, ни импульс и является волной вероятности (по определению де Бройля, pilot wave).

Представим, что движение электрона под действием жесткого электромагнитного излучения, приводящее к эффекту Комптона, описывается уравнением электродинамики (1). Сопоставим «классическим» колебаниям электрона со скоростью  $\vartheta_x(t)$  и скоростью дрейфа  $\vartheta_z(t)$  волну де Бройля, описывающую колебания с частотой  $\nu_e$  во всем окружающем электрон пространстве. Следуя логике, позволившей получить выражение (6), предположим следующее рассуждение. При рассеянии электромагнитной плоской волны с частотой колебаний  $\nu = c/\lambda$  электроном, находящимся в точке  $r=0$  и характеризующимся волной  $\exp(2\pi i \nu_e t)$ , возникают поперечные направлению распространения электромагнитной волны  $\vec{n}_0$

вынужденные колебания электрона со скоростями  $\vartheta_x(t)$  и  $\vartheta_z(t)$ , описываемые классическим уравнением (1). Эти колебания должны быть синхронизированы с собственными колебаниями электронной волны де Бройля с частотой  $\nu_e$  во всем окружающем электрон пространстве. Найдем волновую функцию, описывающую состояние электрона, характеризующегося мгновенной поперечной распространению поля скоростью  $\vartheta'_x = \text{const}$ . в точке  $r_0$  в момент времени  $t$ . Фазовая скорость распространения этого состояния в радиальном направлении  $\vec{n}_\varphi$  от точки  $r=0$  в пространстве, окружающем электрон, равна  $V_F = c/\cos(\varphi)$  ( $\varphi$  – угол между  $\vec{n}_0$  и  $\vec{n}_\varphi$ )<sup>\*</sup>. Амплитуда поперечных колебаний электрона в высокочастотном поле рентгеновского излучения  $x_{\text{max}} < \lambda \leq \Lambda_e$ . Электрону, помещенному в электромагнитное поле с частотой  $\nu$  и излучающему дипольную волну с частотой  $\nu'$ , необходимо сопоставить сферическую электронную волну колебаний (pilot wave с собственной частотой  $\nu_e$ ) – функцию  $\Phi$  в (7) заменить на  $r\Phi$ . Учитывая, что фазовая скорость распространения колебаний поля в радиальных направлениях  $r$  равна  $V_F(\varphi)$ , получим волновую функцию, описывающую искомые мгновенные со скоростью  $\vartheta_x$  состояния свободного электрона, помещенного в электромагнитное поле:

$$\begin{aligned} r\Phi_{n_0} &= \exp\left(2\pi i \nu_e \left(t - \frac{\cos\varphi}{c} r\right)\right) \equiv \\ &\equiv \exp(2\pi i \nu_e t (1 - \cos\varphi)) \equiv \exp\left(2\pi i \frac{r}{\Lambda_e} (1 - \cos\varphi)\right). \end{aligned} \quad (8)$$

Электронная волна pilot wave де Бройля (6) «управляет» рассеянием электронов на препятствиях, например, на дифракционной решетке. Волна (8) определяет запаздывание отклика собственных колебаний электронной волны де Бройля свободного неподвижного электрона на действие электромагнитного поля – «управляет» фазой колебаний, то есть синхронизирует собственные колебания с частотой  $\nu_e$  с колебаниями

\* Фазовая скорость волн де Бройля, обусловленных движением электрона со скоростью  $\vartheta_z$  («дрейф») во всем интервале углов  $\varphi$  значительно выше ( $c/\cos(\varphi) \ll c^2/\vartheta_z$ ). Это означает, что в неоклассической теории, так же как и в классической теории, влиянием «дрейфа» на процесс рассеяния можно пренебречь. По существу, мы рассматриваем дипольные колебания в слабом электромагнитном поле ( $\eta < 1$ ,  $\vartheta_z/c \approx \eta^2 \ll 1$ ). Условие слабого поля выполняется во всех экспериментах по рассеянию рентгеновского излучения.

электромагнитного поля с частотой  $\nu$  и колебаниями рассеянной волны с частотой  $\nu'$ . Из (8) следует, что состояния движения электрона со скоростью  $\vartheta_x$ , соответствующие колебаниям электромагнитной волны с частотой  $\nu$ , распространяются вдоль радиуса  $r$  со скоростью  $V_F$ , тогда как колебания  $\nu'$ , характеризующие рассеянную электромагнитную волну, распространяются во всех радиальных направлениях со скоростью  $c$ . Время запаздывания  $\Delta t$  между колебаниями вдоль радиальных направлений определяется частотой собственных колебаний  $\nu_e$ . Условием синхронизации колебаний плоской электромагнитной волны с частотой  $\nu$ , собственных колебаний электронной волны  $\nu_e$  с частотами колебаний волн дипольного вторичного излучения  $\nu'(\varphi)$  является:

$$\left(\frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu}\right) = \frac{1}{\nu_e}(1 \pm \cos\varphi), \quad \lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \lambda_e(1 \pm \cos(\varphi)). \quad (9)$$

Знак (-) относится к электромагнитным волнам, распространяющимся от электрона, (out wave), соответствующим реальным волнам комптоновского рассеяния. Знак (+) относится к волнам, бегущим по направлению к электрону (in wave), отвечающим опережающему потенциалу в решении волнового уравнения. Итак, заменив неподвижный классический точечный электрон квантовыми колебаниями  $\nu_e$  во всем окружающем его пространстве, удастся, сохранив электромагнитную волну (не заменяя ее фотонами), получить объяснение эффекта Комптона\*. Существенным результатом является также то, что удастся сохранить понятие о силе радиационного торможения, понять ее физический смысл и определить значение  $\Delta f_z$  при рассеянии жесткого излучения. Согласно теории Дирака, для определения силы радиационной реакции при решении уравнений Максвелла нужно учитывать действие не только запаздывающего, но и опережающего потенциалов, приводящих к появлению встречных in-out сферических электромагнитных волн. Мы показали, что учет волновой природы электрона

приводит к появлению угловой зависимости частоты этих волн. Этот результат согласуется как с выводами классической электродинамики, так и волновой механикой де Бройля. Согласно классической электродинамике, реальное радиационное давление на свободный электрон может возникнуть только в случае, если есть запаздывание между действием электромагнитной волны и реакцией электрона [17]\*\*, то есть запаздывание по фазе между действиями запаздывающей и опережающей волн, даваемое формулами (8) и (9). Изменение частоты рассеянного излучения вызывает появление радиационной силы  $\Delta f(\varphi)$ , пропорциональной  $\Delta\nu(\varphi)/\nu$ , действующей в направлениях  $\vec{n}_\varphi$  на свободный электрон. Сравнивая (3), (4) получаем\*\*\*:

$$\Delta f_z = f_p - f_L \approx \sigma_0 \frac{E_0^2}{4\pi} \frac{\nu}{v_e}. \quad (10)$$

Итак, показано, что давление излучением на свободный электрон значительно меньше, чем то, которое указывается в учебниках как классической, так и квантовой электродинамики. Это давление пропорционально произведению томсоновского сечения рассеяния, отношения  $\epsilon = \nu/\nu_e$ , и квадрата напряженности электрического поля. Еще раз обратим внимание на то, что в теории Комптона каждый электрон взаимодействует с индивидуальным фотоном, а томсоновское сечение рассеяния играет роль вероятности события. Этот вывод не подтверждается ни одним экспериментом, но, поскольку обычно мы имеем дело со множеством событий, предполагается, что разница в понимании сечения рассеяния в классической и квантовой электродинамике не сказывается на результатах эксперимента. Однако, с точки зрения сделанных выше выводов, разница между этими представлениями о смысле сечения рассеяния в теориях, объясняющих эффект Комптона, имеет принципиальное значение при рассмотрении рассеяния излучения на связанных в атомах и на свободных релятивистских электронах.

\* Отметим, что формулы (8), (9) представляют собой решение задачи, поставленной Шредингером в 1927 году [2] о необходимости описания эффекта Комптона рассеянием электромагнитного излучения волнами де Бройля.

\*\* Под действием электромагнитного излучения электрон, двигающийся с некоторой скоростью вблизи металлической поверхности с нанесенными на нее рельефом, ускоряется. Это обратный эффект Парселла – Смита [29].

\*\*\* В разделе 2.3 эта формула получена на основе вычисления сечения рассеяния (18).

## 2.1. Комптоновское рассеяние на связанных электронах. Ширина и форма линии

Одним из наиболее интересных явлений, которые не объясняются в теории Комптона без дополнительных гипотез, является эффект очень незначительного смещения центра линии спектра при рассеянии на электронах, энергия связи которых достаточно велика. Действительно, согласно импульсному приближению существующей теории, при рассеянии на связанном электро-не центр комптоновской линии должен быть меньше определяемого по формуле (9) на величину  $\delta\lambda = \lambda E_i / hc$ ,  $E_i$  – энергия связи,  $\lambda$  – длина волны излучения [30]. Если  $E_i / h = v_i$ , то:

$$\delta\lambda/\lambda = \Delta v/v = v_i/v. \quad (11)$$

Для К-электронов даже легких элементов при  $\lambda \leq 1 \text{ \AA}$  это отношение сравнимо с величиной  $\varepsilon = v/v_e$ , определяющей комптоновский сдвиг. Многочисленные экспериментальные исследования, проведенные различными авторами, показывают, что изменение положения центра спектральной линии незначительно и не превышает 1–2% [6]. Такое различие между экспериментальными результатами и теорией привело к различным дополнительным предположениям по «улучшению» теории\*. Рассмотрим эффект смещения центра линии спектра в рассматриваемом варианте теории эффекта Комптона. В атомах легких элементов электрон, обладающий энергией связи  $E_i$  и потенциальной энергией  $V(r)$ , обычно характеризуется «импульсом орбитального движения  $p_i$ », с соответствующей релятивистской частотой  $v'_e = (mc + p_i)c/h$ . Согласно (8), (9), длина волны  $\Lambda'_e = c/v'_e$ , то есть величина определяющая величину комптоновского сдвига на связанном электро-не, равна:

$$\Lambda'_e \approx \Lambda_e = (1 - \alpha_i). \quad (12)$$

Здесь  $\alpha_i = p_i/mc$ . Ниже при проведении численных оценок значений  $p_i$  приближенно считаем, что в атомах легких элементов  $p_i \approx (2mE_i)^{1/2}$ ,

\* Теория, рассматривающая рассеяние на связанных атомах, была сформулирована в тридцатые годы прошлого века [31] и известна как «импульсное приближение». Она содержит дополнительные к первоначальной теории Комптона ad hoc гипотезы и ведет к парадоксу «двойного рассеяния» [7, 32].

$\delta\Lambda_e = \alpha_i \Lambda_e < 10^{-1} \Lambda_e$  (для К-электронов углерода  $\alpha_i \approx 3,3 \cdot 10^{-2}$ ). Сравнивая (11) и (12), отметим, что предлагаемая нами теория, в отличие от «импульсного приближения», правильно описывает экспериментальные результаты без дополнительных гипотез. Смещение центра комптоновской линии при рассеянии на связанном электро-не определяется не «вырыванием» электрона из атома, а эффектом, обусловленным изменением частоты релятивистских колебаний электрона. Рассуждая аналогичным образом можно утверждать, что ширина комптоновской линии определяется не предполагаемым в общепринятой теории эффекта Комптона доплеровским смещением при рассеянии волны на движущемся в атоме электро-не, а величинами:

$$\delta\lambda' = 2\Lambda_e \frac{\Delta p}{mc} \sin \frac{\varphi}{2}. \quad (13)$$

Здесь  $\Delta p$  – проекция «импульса» связанного электрона на вектор рассеяния. Величина  $\Delta\lambda'$ , вычисляемая по формуле (13), в  $\Lambda_e/\lambda$  раз меньше, чем предсказываемая импульсным приближением\*\*, и не объясняет наблюдаемую в эксперименте большую ширину спектральной линии при рассеянии жесткого излучения на атомах легких элементов, когда электрон является практически свободным. Теория, называемая «импульсным приближением» некогерентного рассеяния, была создана с целью объяснения экспериментальных результатов и уточнялась на протяжении десятилетий путем принятия различных гипотез, но не привела к значимым практическим результатам. В развиваемой нами теории согласие с экспериментальными результатами достигается следующим образом. Исследуя спектр рассеяния синхротронного излучения  $\lambda = 0,88 \text{ \AA}$  на монокристалле алмаза, мы обратили внимание на то, что этот спектр в любом сечении  $\varphi = \text{const.}$  хорошо аппроксимируется квадратом спектра Фурье от функции  $\text{sinc}^2(\pi R)$ , где  $R = r/\Lambda_e$  [7, 8]. Это можно объяснить, вспомнив, что угловая зависимость  $v'(\varphi)$  (9) найдена нами в приближении «дальнего поля» сферической электронной волны де Бройля (8) при  $r \gg h/mc$ . При рассеянии электромагнитной волны с длиной  $\lambda$ , близкой к  $\Lambda_e$ , следует вновь обратиться к идее Шредингера

\*\* Обратим внимание на то, что предположение о возможности прямого наблюдения «орбитального» движения и всего спектра «импульсов» связанного в атоме электрона [6, 32], является еще одной гипотезой, не подтверждаемой в других экспериментах.

о том, что рассеяние происходит не на волне виртуальных осцилляторов, а на реальном пространственном распределении электронной плотности, описываемой этой волной. Сделаем в (8) замену переменных  $r=tc$  и учтем, что напряженность поля электрона убывает от точки  $r=0$  как  $1/r^2$ . В этом случае функция распределения амплитуды колебаний осцилляторов вокруг свободного электрона должна быть представлена в виде  $\Phi_R = (1 + \cos(2\pi R))/R^2$ , где  $R=tv_e=r/\Lambda_e$ . При рассеянии на такой структуре спектральный состав излучения в каждом из направлений  $\varphi$  изменится и будет точно соответствовать экспериментально наблюдаемому [7, 8]\*.

Подводя итог сказанному выше можно утверждать, что изложенная теория некогерентного рассеяния рентгеновского излучения полностью описывает экспериментальные результаты без принятых в теории Комптона гипотез о квантах света. Рассмотренная нами теория эффекта Комптона не противоречит классической электродинамике и удовлетворяет копенгагенской интерпретации квантовой механики за исключением признания дуализма в понятии электромагнитного излучения. Тем не менее на ее основе нельзя построить единую теорию как некогерентного, так и когерентного рассеяния рентгеновского излучения. В самом деле, некогерентное рассеяние на связанных в атоме электронах наблюдается на углы  $\varphi$ , при которых вектор рассеяния  $2 \sin(\varphi/2)/\lambda$  больше  $p_1/h = \Lambda_B^{-1}$ , где  $\Lambda_B$  – длина волны де Бройля связанного состояния электрона\*\*:

$$2 \Lambda_B \sin(\varphi/2) > \lambda. \quad (14)$$

Рассеяние электромагнитной волны становится когерентным на углах  $\varphi$ , для которых условие (14) имеет обратный знак. Знак равенства в (14) означает выполнение условия брэгговской дифракции на волне де Бройля. Наряду с некогерентным рассе-

янием при любых углах  $\varphi$ , даже когда условие (14) выполнено, на связанных электронах наблюдается когерентное рассеяние без изменения длины волны первичного излучения, называемое рэлеевским. Оно связано с наличием в атомах распределения электронной плотности, описываемого квадратом функции Шредингера  $|\psi|^2$ , которое характеризует изменение волновой функции свободного электрона в атоме. Рассеяние на кристаллах всегда становится полностью когерентным при углах  $\varphi = 2\theta_B$  ( $\theta_B$  – брэгговский угол в кристалле). Разумного объяснения того, каким образом комптоновское рассеяние сосуществует с рэлеевским, и тем более того, как оно трансформируется в полностью когерентное при незначительном изменении угла рассеяния, квантовая электродинамика не дает. Единая неоклассическая теория рассеяния может быть создана только при представлении волны де Бройля свободного неподвижного электрона пространственными колебаниями с частотой  $\Lambda_e^{-1} = mc/h$ . Такая теория реализует идею де Бройля и Шредингера о том, что электронные волны являются волнами материи.

## 2.2. Рассеяние электромагнитной волны на волнах электронной плотности

Большинство попыток объяснения эффекта Комптона рассеянием электромагнитных волн на реальном электроме сводилось к предположению о том, что электрон (или связанная с ним волна де Бройля в теории Шредингера [2]) должен двигаться с такой скоростью, чтобы рассеянное излучение испытывало необходимое для объяснения эффекта Комптона доплеровское смещение частоты излучения. Рассмотрим с точки зрения решения задачи, поставленной в заголовке раздела, схему объяснения эффекта Комптона, предложенную Доддом [3]. На электроме, находящемся в «состоянии взаимодействия», то есть летящем в направлении  $\vec{n}_0$  со скоростью  $\vartheta$ , рассеивается плоская электромагнитная волна, распространяющаяся в том же направлении\*\*\*. Угловое распределение частот рассеянного излучения, соответствующее релятивистским преобразованиям Лоренца, описывается формулами Комптона (5) в том слу-

\* Возможно, при реальных колебаниях рассеивающих электронов может происходить дополнительное уширение линии некогерентного рассеяния за счет эффекта Доплера.

\*\* В существующей формуле условию (14) соответствует условие, при котором энергия, потерянная первичным фотоном при рассеянии на электроме  $E = h\Delta\nu(\varphi)$ , больше энергии связи. Физический смысл такого условия в принятой сегодня теории не понятен, поскольку в импульсном приближении, как уже указывалось выше, наличие энергии связи электрона прямо на положение центра линии не влияет.

\*\*\* Термин interaction state был использован Доддом по аналогии с тем, как определяются состояния электронов в теории атома Шредингера. Переход электрона из одного состояния в другое в квантовой механике связан, как правило, с изменением его импульса.

чае, когда скорость электрона определяется выражением:

$$\vartheta = c\beta = \frac{chv}{hv + mc^2} = \frac{c\varepsilon}{1 + \varepsilon}, \quad \varepsilon = \frac{v}{v_e} = \frac{\beta}{1 - \beta}. \quad (15)$$

Модель Додда, так же как и Шредингера, не объясняла причины, по которой электрон оказывается в interaction state, то есть приобретает скорость  $\vartheta$ , поэтому эти модели не рассматривались в качестве серьезной альтернативы, выдвинутой Комптоном и Дебаем. Обратим внимание на то, что обоснование причины, по которой электрон движется до или после взаимодействия, нет не только в модели Додда, но и Комптона. И в первой, и во второй моделях постулировано движение рассеивающего электрона как необходимый процесс, позволяющий объяснить угловое положение центра линии некогерентного рассеяния. Различие этих моделей заключается только в том, что, согласно Комптону, неподвижный электрон получает импульс  $h\nu/c$  и после этого «мгновенно» приходит в состояние движения с конечной скоростью и испускает вторичный фотон; согласно модели Додда, рассеивающий излучение электрон движется со скоростью  $\vartheta$ , то есть уже находится в состоянии, которое предварительно создается передачей электрону необходимого импульса. Такой же смысл имеет и модель Шредингера. Анализируя релятивистское преобразование частоты при рассеянии излучения на свободном электроне, движущемся со скоростью  $c\beta$  в модели Додда – Шредингера, можно обратить внимание на то, что оно является преобразованием Галилея при рассеянии на частице, двигающейся со скоростью  $c\varepsilon$ , и, следовательно, тождественно преобразованию рассеяния электромагнитной волны с длиной  $\lambda$  на неподвижной электронной волне с периодом  $\Lambda_e$ . Учитывая сказанное выше замечание относительно формы линии некогерентного рассеяния, следует считать экспериментально доказанным\* то, что эффект Комптона свидетельствует о том, что электрон представляет собой распределение электронной плотности, описываемое выражением:

$$\Phi_R = \left( \frac{\sin \pi R}{\pi R} \right)^2. \quad (16)$$

\* Такой вывод может сделать любой физик, знакомый с основами Фурье-преобразований, используемых в оптике и радиофизике для определения формы и структуры объектов по спектрам рассеянного электромагнитного излучения.

Можно предположить, что функция  $\Phi_R$  пропорциональна интенсивности стоячей волны, образованной интерференцией двух встречных сферических электронных волн in и out с частотами  $mc^2/2h$ , сходящимися в точке  $r=0$  [9]. Предположение о том, что волна свободного электрона представляет собой стоячую сферическую волну электронной плотности, делались различными авторами, в том числе де Бройлем [33], но до настоящего времени не получило развития. Все рассуждения относительно особенностей некогерентного рассеяния на свободном и связанном электроне, проведенные в предыдущих разделах, где волна де Бройля представлялась временным колебанием, сохраняются. При реалистическом понимании электронной волны свободного электрона выясняется физический смысл давления, определяемый формулой (10). Сила  $\Delta f_n$  вызывает появление импульса, распространяющегося по волновой структуре свободного электрона\*\*, что приводит к изменению сечения рассеяния и превращению части энергии электромагнитного поля в кинетическую энергию электрона. Проведенный анализ позволяет определить сечение рассеяния электромагнитной волны свободным электроном, и связать наблюдаемые в экспериментах «электроны отдачи» с фотоэффектом; становится возможным определить реальную динамику электронов в поле электромагнитного излучения.

### 2.3. Сечение рассеяния электромагнитной волны свободным электроном и физический смысл квантовых состояний

В квантовой электродинамике задача, поставленная в заголовке параграфа, решается вычислением вероятности перехода системы «фотон – электрон» из начального в конечное состояние. При замене задачи о рассеянии электромагнитного поля на фотон, к обычным в физике зако-

\*\* Обратим внимание на то, что приближенно величина силы, даваемая выражением (10), может быть получена и в классической электродинамике, если воспользоваться представлением Лоренца о «самодействии» электрона, имеющего конечный радиус  $r$ . Для этого в (10) следует заменить отношение  $v/v_e$  на  $\lambda/r$ . Величина  $r$  была экспериментально определена Флоренс, Ишида и др. и оценена Комптоном в 1919 году как равная приблизительно  $10^{-10}$  см. [35], то есть  $r \approx h/mc$ .

нам сохранения добавляется закон сохранения числа частиц света при рассеянии их электронами, что полностью изменяет физический смысл явления и приводит к парадоксальным выводам. В первом разделе настоящей работы мы обратили внимание на то, что законы сохранения энергии и импульса при рассеянии электромагнитной волны на точечном заряде с постоянным отношением  $de/dm = e/m$  в классической электродинамике выполняются в результате того, что энергия дипольного вторичного излучения электрона тождественно равна электромагнитной энергии, теряемой первичной плоской волной. Заряд после окончания действия волны остается неподвижным. Волновая механика де Бройля предполагает замену классического точечного электрона или временными колебаниями в пространстве, окружающем электрон с частотой  $\nu = mc^2/h$ , или колебаниями электронной плотности с пространственной частотой  $\Lambda_e^{-1} = mc/h$ . Наличие этих колебаний, обуславливающих квантовую природу электрона, должно учитываться при расширении представлений классической электродинамики на квантовые объекты. Найдем угловую зависимость сечения рассеяния излучения электроном, окруженным пространственными колебаниями электронной плотности (16). В неоклассической теории движение зарядов  $de$  описывается классическим уравнением (1). Следовательно, распределённые в электронной волне заряды рассеивают падающее излучение как классический электрон, и угловая зависимость сечения рассеяния неполяризованного излучения неподвижным электроном определяется формулой Том-

сона:  $d\sigma = d\Omega \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2(\varphi))$ . В результате интерференции вторичных волн, излучаемых элементами заряда  $de$  в различных точках пространства, формируется спектр, который, как было показано выше, соответствует спектру рассеяния на движущейся со скоростью  $\beta c$  точечной частице. При этом уменьшается интенсивность рассеянного дипольного излучения в  $(1 - \beta)/(1 + \beta)$  раз, так, что угловое сечение рассеяния электроном  $d\sigma$  этом становится равным:

$$d\sigma = d\sigma_0 \frac{(1 - \beta)^2}{(1 - \beta \cos \varphi)^2} = \left( \frac{v'}{v} \right)^2. \quad (17)$$

Для нахождения силы, действующей на электрон, следует взять полуразность сил, действу-

ющих со стороны опережающих и запаздывающих волн. В нашем случае:

$$\Delta f_z = \frac{E^2 \sigma_0}{4\pi} \frac{1 - \beta}{1 + \beta} = \frac{E^2}{4\pi} \epsilon \sigma_0. \quad (18)$$

Рассмотренная нами схема вычисления параметров рассеянного электронно-волновой излучения эквивалентна методам нахождения вероятности рассеяния фотона электроном в квантовой электродинамике, и приводит к известному выражению сечения рассеяния Клейна – Нишины [34]. Следует отметить, что это совпадение не случайно. В квантовой электродинамике требуется фотон для того, чтобы «активировать» квантовое состояние электрона. Как мы показали, это состояние существует вне зависимости от того, находится электрон в электромагнитном поле или нет\*.

Подчеркнем, что согласно неоклассической теории все электроны одинаково рассеивают излучение, находясь одновременно в одном квантовом состоянии, так что дилемма «кота Шредингера» существует только в виртуальном мире, описываемом формализмом современной квантовой теории. В реальном мире квантовые состояния описывают реальную интерференцию волн. Квантовая теория рассеяния формировалась с целью объяснения особенностей спектров рассеяния рентгеновского излучения. В связи с этим, выводы теории в основном соответствуют результатам экспериментов по измерению особенностей рассеяния излучения, хотя, как было показано выше, предсказания существующей теории могут отличаться от экспериментальных результатов\*\*. Значительно более

\* Мы решаем задачу нахождения сечения рассеяния на частице, описываемой уравнением Клейна – Гордона со спином, равным нулю. Учет спиновых состояний волновыми уравнениями Дирака приводит к изменению сечения рассеяния на величину  $\left( \frac{v'(\varphi)}{v} - 1 \right) + \left( \frac{v}{v'(\varphi)} - 1 \right) = \frac{\Delta v^2}{vv'}$ .

В нашей теории такой результат можно получить, если пространственное распределение электронной плотности (16) модулировать колебанием с частотой  $\nu_e$ .

\*\* В развиваемой нами теории существенное значение имеет наличие у квантового электрона пространственной структуры с периодом  $\Lambda_e$ . В связи с этим, все рассуждения справедливы для частот рентгеновского излучения  $\nu < \nu_e/2$ . При более высоких частотах должно наблюдаться резонансное рассеяние.

существенные различия содержатся в предсказаниях о поведении электронов в электромагнитном поле. Ниже обсуждаются примеры расчетов изменения энергии электронов при их взаимодействии с электромагнитным излучением, в которых предсказываемые квантовой электродинамикой эффекты отсутствуют или имеют другой физический смысл.

### 3. ДИНАМИКА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, ПОМЕЩЕННЫХ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Согласно как классической электродинамике, так и неоклассической теории, электрон, помещенный в электромагнитное поле, совершает сложные колебания, приводящие к появлению рассеянной волны. При этом он испытывает не только колебания в поле  $E$ , но и «дрейфует» в направлении  $\vec{n}_0$ . Этот «дрейф» в квантовой электродинамике воспринимается как свидетельство наличия постоянного потенциала, действующего на электрон в электромагнитном поле, который в уравнении Шредингера описывает движение электрона, и связывается с эффектом Комптона [36]. Томсоновское сечение рассеяния  $\sigma_0$  трактуется как вероятность рассеяния. В действительности, как указывалось выше, на каждый электрон действует сила, пропорциональная  $e\sigma_0$  в течение всего времени нахождения электрона в области излучения. В результате действия этой силы скорость всех электронов, распространяющихся с начальной скоростью  $\vartheta_0$ , изменяется незначительно на величину  $\Delta\vartheta$ . Пусть  $\vartheta_0 \ll c$ , тогда изменение скорости каждого электрона и соответствующую ей длину волны де Бройля в дальней зоне при  $r \gg \Lambda_e$  легко оценить следующим образом. Пусть источник, находящийся на расстоянии  $r$  от электрона излучил энергию, соответствующую  $N$  фотонам Планка  $W_0 = N\hbar\nu$ . В этом случае из (18) следует, что энергия, поглощенная электроном за счет наличия у него волновой структуры будет равна  $\Delta W \cong N\hbar\nu\sigma_0\varepsilon/4\pi R^2$ . Эта энергия соответствует импульсу электрона  $p = (2m\Delta W)^{1/2}$ . Длина волны де Бройля  $\Lambda_B = \hbar/p$  и величина  $\Delta\beta_0 = \Delta\vartheta/c$  определяются следующим образом:

$$\Lambda_B = \left(\frac{4}{3}N\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\lambda}{r_e} r, \quad \Delta\beta = \left(\frac{4}{3}N\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Lambda_e r_e}{r_e r}. \quad (19)$$

В неоклассической теории из законов сохранения энергии и импульса следует, что каждый свободный электрон, помещенный в электромаг-

нитное поле, переизлучает дипольную волну, энергия которой пропорциональна  $\sigma_0(1-2\varepsilon)$ . Небольшая доля энергии первичной волны, пропорциональная  $\sigma_0\varepsilon$ , поглощается электроном и вызывает его равноускоренное движение в направлении  $\vec{n}_0$ . Видно, что скорость движения электрона после прохождения электромагнитной волны незначительна при  $\lambda > \Lambda_e$ . Электроны отдачи при рассеянии на неподвижных свободных электронах отсутствуют.

«Дрейф» и колебания электрона, совершаемые под действием силы (1), приводят к изменению фазы волн де Бройля, описывающих движение электронов, пересекающих область, занятую электромагнитным излучением со скоростью  $\vartheta_0 = \beta_0 c$ . Изменение фазы волны де Бройля может быть существенным при прохождении релятивистских электронов сквозь стоячую электромагнитную волну и приводит к электронной дифракции. Подобный эффект, по-видимому, наблюдается [37], но ошибочно связывается с наличием электронов отдачи при комптоновском рассеянии – эффектом, предсказанным Капицей и Дираком.

#### 3.1. Физический смысл электронов «отдачи», возникающих при комптоновском рассеянии на связанных электронах

Выше мы обратили внимание на то, что структура свободного электрона изменяется при помещении его в атом. Уравнение движения связанного в атоме электрона под влиянием электро-

магнитной волны  $E(t) = -\frac{1}{c} \frac{d\vec{A}}{dt}$  определяется

частотой собственных колебаний электронов в атоме  $E_i/\hbar = \nu_i$ :

$$\vartheta(t) = \frac{e}{mc} \frac{A(t)}{\omega^2 - \omega_i^2 - i\omega\gamma}. \quad (20)$$

Здесь  $\gamma = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m^2} (2\pi\nu_i)^2$  – коэффициент затухания,

$\omega = 2\pi\nu$ . Естественно предположить, что учет внутренней периодической структуры электрона, которая вызывает угловое смещение частоты рассеиваемого им излучения, приведет к замене в уравнении движения (20) частоты  $\nu$  на частоту  $\nu - \Delta\nu(\varphi)$  и к дополнительному затуханию, обусловленному силой  $\Delta f$ , то есть также частотой  $\Delta\nu(\varphi)$ . Известно, что как поглощение энергии

излучения атомами вещества, так и ее испускание в виде электромагнитной энергии или кинетической энергии фотоэлектронов происходит дискретным образом. При отсутствии комптоновского рассеяния, поглощение излучения сопровождается фотоэффектом, описываемым уравнением Эйнштейна, то есть появлением фотоэлектронов с кинетической энергией  $E_k = h\nu - E_i$ , а также рамановским излучением с частотой  $\nu_{j0} = (\nu - \nu_i)$ . Наличие эффекта Комптона согласно логике наших рассуждений должно сопровождаться излучением фотоэлектронов с кинетической энергией

$$E'_k = h\nu - E_i - h\Delta\nu = E_k - h\Delta\nu(\varphi). \quad (21)$$

Экспериментально электроны с энергией  $E'_k$  наблюдались в работе [38]. Аналогично, спектр рамановского излучения должен содержать частоты  $\Delta\nu(\varphi)$ :  $\nu_j = \nu - \nu_i - \Delta\nu(\varphi) = \nu_{j0} - \Delta\nu(\varphi)$ , или

$$\nu_{j0} \leq \nu_j \leq \nu_{j0} - \Delta\nu_{\max}. \quad (22)$$

Электроны с энергией  $E'_k$  излучают электромагнитные волны в диапазоне частот  $\Delta\nu(\varphi)$  («инфракрасные кванты» [24]), а излучение с частотами  $(\nu_j - \nu_{j0})$  приводит к появлению низкоэнергетических фотоэлектронов, называемых сегодня комптоновскими электронами «отдачи», с энергией  $E_k = h\Delta\nu(\varphi)$  [39].

### 3.2. Эффекты Доплера и Комптона при рассеянии на релятивистских электронах. Сравнение выводов фотонной и неоклассической теорий

Экспериментальные исследования рассеяния электромагнитного излучения на релятивистских электронах проводятся в течение длительного времени, как в связи с возможностью использования этого явления для получения жесткого рентгеновского и  $\gamma$ -гамма излучения, так и ускорения электронов мощными лазерными пучками. В первой группе экспериментов изучаются характеристики вторичного излучения, получаемого при «встречном» обратном комптоновском рассеянии лазерных пучков на релятивистских электронах [40]. Используя неоклассическую теорию эффекта Комптона, изложенную выше, можно показать, что если в лабораторной системе координат К частота плоской волны, распространяющейся в направлении  $\vec{n}_0$ ,

противоположном скорости электрона  $\vartheta = c\beta$ , равна  $\nu$  ( $\nu \ll \nu_e$ ), то частоты рассеянного излучения  $\nu_1$ ,  $\nu'_1(\varphi)$  в системе координат электрона  $K'$  при  $\gamma \gg 1$  ( $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ) и максимальная частота  $\nu_{2\max}$  рассеянного излучения в лабораторной системе К равны соответственно:

$$\begin{aligned} \nu_1 &\approx 2\gamma\nu, \quad \nu'_1(\varphi) \approx \frac{2\gamma\nu}{1 + 2\gamma\frac{\nu}{\nu_e}(1 - \cos\varphi)}, \\ \nu_{2\max} &\approx \frac{4\gamma\nu^2}{1 + \gamma\frac{\nu}{\nu_e}} \approx 4\gamma\nu^2 \end{aligned} \quad (23)$$

(считаем, что  $\nu\gamma < \nu_e$ ). Обратно рассеянное излучение сосредоточено в узком конусе углов  $\Delta\theta$  порядка  $\gamma^{-1}$ , величина  $\nu_{2\max}$  соответствует частоте излучения, распространяющейся по направлению скорости электрона. Все выводы относительно спектральных свойств рассеянного излучения, сделанные на основе как неоклассической, так и традиционной фотонной теории комптоновского рассеяния, идентичны и подтверждены экспериментально. Существенно отличаются выводы этих теорий об изменении энергии, как электронов, так и электромагнитного излучения, в зависимости от представления о том, рассеивается ими электромагнитная волна или фотоны.

Часто утверждается, что фотонная концепция рассеяния была принята благодаря работам М. Планка и А. Эйнштейна, хотя ими было лишь показано, что электромагнитная энергия может поглощаться и излучаться атомами вещества только дискретным образом. Это нашло отражение и в формулировке Льюиса, который предложил каждый такой квант считать фотоном – «носителем лучистой энергии, являющимся важным составным элементом в пределах атома». Относительно того, распространяется ли электромагнитная энергия строго фиксированными порциями, так же как она «содержится» в атомах, долгое время существовали и существуют разногласия. Об этих разногласиях, особенно о том, что фотонная концепция была принята только после объяснения эффекта Комптона, данного Комптоном, Дебаем [42], а не в результате работы Эйнштейна по фотоэффекту, предпочитают обычно умалчивать. Негативное отношение Эйнштейна к фотонам хорошо известно: «*Although beer is sold only in pint bottles, it does not follow that it exist only in indivisible pint portions*» [43]. Лэмб выражал свое отношение к концепции фотонов следующим образом: «*only a comedy of errors and historical accidents*



lead to its [photon conception] popularity among physicist and optical scientist» [44]. Одной из таких ошибок стало применение фотонной теории эффекта Доплера для анализа поведения релятивистских электронов под действием электромагнитного излучения и анализа кинетики высокотемпературной плазмы (напомним, что первоначально эффект Комптона был объяснен по аналогии с эффектом Доплера, а после «классическая» теория эффекта Доплера была «исправлена» по аналогии с хорошо доказанным, как казалось, квантовым характером эффекта Комптона [1]).

Сечение рассеяния в рамках фотонной гипотезы вычисляется в предположении о том, что выполняется не только закон сохранения энергии, но и числа фотонов  $N$ , участвующих в рассеянии. В результате такого ad hoc предположения, первичная энергия  $E$  фотонов в фотонном газе, равная  $Nh\nu_0$ , при рассеянии изменяется (увеличивается) в среднем на величину:

$$\Delta E_{ph} = \frac{4}{3}\gamma^2\sigma(h\nu N) \approx \frac{h\nu_{2max}}{3}N\sigma_0, \quad (24)$$

где  $\sigma_0$  – томсоновское сечение рассеяния [41]. На эту величину в среднем уменьшается кинетическая энергия электронов. При условии однократного рассеяния только часть электронов, пропорциональная сечению рассеяния  $\sigma_0$ , потеряет максимум кинетической энергии, равный  $h\nu_{2max}$ . Большая их часть сохранит прежнюю энергию. Такой эффект никогда не наблюдался, но предполагается, что он существует, поскольку существуют электроны «отдачи» в экспериментах по рассеянию жесткого излучения на связанных электронах [1].

При многократном рассеянии согласно известной теории Компанейца [45], в которой постулируется закон сохранения числа фотонов, тормозные кванты света в высокотемпературной плазме необратимо увеличивают свою энергию, что становится главной причиной потерь энергии электронов в плазме [46], оказывает существенное влияние на кинетику электромагнитного излучения во Вселенной [47]. Экспериментальное исследование влияния обратного комптоновского рассеяния на скорость движения электронов изучалось в связи с задачей ускорения и модуляции релятивистских электронов. Оказалось, что практически в соответствии с законами классической электродинамики, при  $\eta \leq 1$  изменение скорости электронов возможно лишь в ближнем поле рассеянного на неоднородно-

стях поверхности электромагнитного излучения [20]. Впервые это было экспериментально показано при исследовании обратного эффекта Парселла – Смита [29]. Эффект влияния ближнего поля рассеянного излучения на скорость электронов используется также для модуляции движения быстро летящего пучка электронов [21], что проявляется также в эффекте Шварца – Хоры [48]. Эти экспериментальные результаты подтверждают выводы неоклассической теории о механизме комптоновского рассеяния и показывают, что изменение интерпретации процессов электронно-фотонного рассеяния может существенно повлиять на понимание процессов, происходящих в горячей плазме.

В неоклассической теории отсутствует понятие о фотонах, и, следовательно, учитывается только закон сохранения энергии и импульса. Преобразование Лоренца используется для определения частот  $\nu_1$  и  $\nu_2$ . Изменение энергии поля и изменение кинетической энергии электронов может происходить лишь в процессе комптоновского рассеяния волны с частотой  $\nu_1$  в связанной с движущимися электронами системе координат. В этой системе координат все электроны испытывают давление, определяемое формулой (18), в которой плотность электромагнитной энергии поля в лабораторной системе, равную  $W_0 = E_0^2/4\pi$ , следует увеличить в  $4\gamma^2$  раз. Это эквивалентно увеличению в  $4\gamma^2$  раз сечения рассеяния. Для удобства сравнения нашего результата с результатом квантовой теории, так же как и при выводе формулы (19), мы формально нормируем поток энергии плоской волны квантами Планка  $h\nu$ . В результате мы получим, что среднее изменение (уменьшение) энергии электромагнитного поля  $\Delta E_k$  будет равно приблизительно:

$$\Delta E_k \approx -\frac{\sigma_0}{3}\epsilon_1 4\gamma^2 N h\nu = \frac{\sigma_0}{3}\epsilon_1 N h\nu_{2max}, \quad (25)$$

Где  $\epsilon_1 \approx v_1/v_e$ . Эта энергия, которая поглощается электроном и придает ему импульс в направлении  $\vec{n}_0$ . Сравнивая (24), (25) можно формально считать, что число рассеянных «первичных квантов»  $N\sigma_0$  сохраняется в потоке обратного рассеянного излучения, а их энергия возрастает. На самом деле, увеличивается не энергия квантов, а возрастает плотность потока жесткого рентгеновского излучения до значения, определяемого формулой (24) с коэффициентом  $(1-2\epsilon_i)$ :

$$\Delta E \approx \sigma_0 N \frac{h\nu_{2max}}{3} (1-2\epsilon_i). \quad (26)$$

Обратим внимание на существенное отличие физического смысла формул (25) и (26) в квантовой и неоклассической теориях. Увеличение плотности потока энергии жесткого рентгеновского излучения при встречном комптоновском рассеянии происходит не за счет эквивалентной потери энергии электронами, а за счет изменения плотности поля в системе координат движущегося электрона. Комптоновское рассеяние приводит к уменьшению, а не к увеличению полной электромагнитной энергии поля.

Итак: в фотонной теории фотоны приобретают энергию при увеличении частоты, в неоклассической теории полная энергия электромагнитного поля уменьшается как с увеличением, так и с уменьшением частоты в результате рассеяния ее электроном вне зависимости от направления движения и первоначальной энергии электрона. Уменьшение энергии поля сопровождается увеличением плотности потока рассеянного излучения и изменением кинетической энергии каждого электрона в плазме на величину  $\Delta E_k$ . При перерассеянии излучения в плотной плазме энергия поля необратимо уменьшается, а не увеличивается. Потери кинетической энергии рассеивающих электронов не могут превысить энергию первичного тормозного излучения плазмы и реальная роль «комptonизации» излучения в кинетике плазмы, оцениваемая на основе квантовой теории рассеяния, оказывается сильно преувеличенной. Обратим внимание на то, что в результате многократного рассеяния излучения в плазме возрастает частота излучения, но это ведет к потере, а не к возрастанию электромагнитной энергии первичного излучения. Из проведенного в настоящей статье анализа следует, что все выводы относительно поведения горячей плазмы на основе закона сохранения фотонов при рассеянии на электронах отражают поведение математической модели, а не реального объекта.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сторонники полноты современной интерпретации квантовой механики утверждают, что ни одной из существующих альтернативных теорий не удалось, а по убеждению многих, не удастся и в будущем, описать или предложить эксперимент, результаты которого отличались бы от предсказываемого квантовой теорией в «копенгагенской интерпретации». Тем не менее попытки создания альтернативных современной кванто-

вой механике теорий предпринимались неоднократно и ведутся в настоящее время [49, 50]. В настоящей работе показано, что эксперименты, демонстрирующие необходимость ревизии квантовой теории известны и выполняются уже на протяжении длительного времени. К этим экспериментам относятся работы по исследованию явлений когерентного (брэгговского) и некогерентного (комптоновского) рассеяния жесткого рентгеновского излучения и эффекта Доплера (обратного комптоновского эффекта) при рассеянии лазерного излучения на релятивистских электронах. Такой вывод имеет принципиальное значение для современной физики, поскольку эффект Комптона до сих пор рассматривается как главный аргумент в пользу фотонной концепции. Как фотоэффект, так и приводимые в настоящее время работы с регистрацией слабых пучков света показывают лишь то, что электромагнитное излучение поглощается и испускается веществом фиксированными порциями – квантами. То, что свет не только хранится, но и распространяется и переизлучается электронами также порциями, причем при переизлучении частота может изменяться, следует только из общепринятой интерпретации эффекта Комптона. Напомним, начиная с 1923 года, используя, по выражению Джейнса, «*the technology of QM like that of epicycles, has run far ahead of real understanding*» [51], все новые экспериментальные результаты по некогерентному рассеянию рентгеновского излучения «встраивались» в квантовую концепцию. При этом на некорректность использования измерений интенсивностей рассеяния при брэгговской дифракции для интерпретации и расчетов спектров некогерентного и рэлеевского рассеяния не обращалось внимания. Можно утверждать, что имеющихся экспериментальных данных достаточно для того, чтобы, по крайней мере, усомниться в справедливости общепринятой интерпретации эффекта Комптона. Пересмотр теории эффекта Комптона не только ведет к ревизии ряда положений и выводов квантовой механики, но и открывает новые возможности исследования структуры материи. Большое влияние может оказать новая интерпретация эффекта Комптона на развитие физики элементарных частиц, физики горячей плазмы, квантовой информатики.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Представленные данные не содержат конфликта интересов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Скобельцын Д. Б.** Парадоксы квантовой теории эффектов Вавилова – Черенкова и Допплера // УФН. 1977. Т. 122. № 2. С. 295–324.
2. **Schrödinger E.** Über den Comptoneffekt // Ann. der Phys. 1927. V. 387. P. 257–264.
3. **Dodd J.** The Compton effect—a classical treatment // Europ. J. Phys. 1983. V.4. № 5. P. 205–211.
4. **Strnad J.** The Compton effect – Schrodinger’s treatment // Eur. J. Phys. 1986. V. 7. P. 217–221.
5. **Lorentz H. A.** The theory of electrons. Leipzig: B. G. Teubner, 1916.
6. **Cooper M. J.** Compton scattering and electron momentum determination // Rep. Prog. Phys. 1985. V.48. № 4. P. 415–481.
7. **Аристов В. В.** Неоклассическая теория рассеяния рентгеновского излучения на свободных и слабосвязанных электронах // Тр. XVI Межд. симп. Нанофизика и нанoeлектроника. – Н.-Новг.: ИФМ РАН, 2012. С. 530–533.
8. **Aristov V. V.** Neoclassical theory of x-ray scattering by electrons // Electromagnetic radiation/ Ed.S.O.Bashir, Croatia: InTech, 2012. P. 107–136.
9. **Аристов В. В.** Рассеяние электромагнитной волны на свободном электроне в полуклассическом приближении // ДАН. 2009. Т. 425. № 6. С. 751–753.
10. **Crisp M. D. and Jaynes E. T.** Radiative effects in semiclassical theory // Phys. Rev. 1969. V. 179. № 5. P. 1253–1261.
11. **Lamb W. E., Scully M. O.** The Photoelectric Effect without Photons. – France: Univ. Press, 1968. 24p.
12. **Schrödinger E.** Quantisierung als Eigenwertproblem // Annalen der Physik. 1926. V. 384. № 4. P. 361–376.
13. **Crisp M. D.** Self-fields in semiclassical radiation theory // Phys. Rev. A. 1990. V. 42. P. 3703–3711.
14. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теория поля. – М.: Наука, 1988. 512 с.
15. **Mc. Donald K. T. and Shmakov K.** Temporary acceleration of electrons while inside an intense electromagnetic pulse // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 1999. V. 2. P. 121301.
16. **Volkov D. M.** // Zeit. f. Phys. 1935. V. 94. P. 250.
17. **Hagenbuch K.** // Amer. J. Phys. 1977. V. 45. P. 693.
18. **Wheeler J., Feynman R.** Interaction with the Absorber as the Mechanism of Radiation // Rev. Mod. Phys. 1945. V. 17. № 2–3. P. 157–181.
19. **Dirac P. A. M.** // Proc. Roy. Soc A 1938. V. 167. P. 148.
20. **Palmer R. B.** // Particle Accel. 1980. V. 11. P. 81.
21. **Ishikawa R., Bae J., Mizuno K.** // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. P. 4065.
22. **Compton A. H.** A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements // Phys. Rev. 1923. V. 21. № 5. P. 483–490.
23. **Compton A. H.** The Spectrum of Scattered X-Rays // Phys. Rev. 1923. V. 22. № 5. P. 409–415.
24. **Гайтлер В.** Квантовая теория излучения. – М.: ИЛ, 1956. 491 с.
25. **Ахиезер А. И., Половин Р. В.** Почему невозможно ввести в квантовую механику скрытые параметры // УФН. 1972. Т. 107. № 3. С. 463–487.
26. **Dirac P. A. M.** Quantum Electrodynamics without Dead Wood // Phys. Rev. 1965. V. 139. P. B684–690.
27. **Smith L., Purcell E.** // Phys. Rev. 1953. V. 92. P. 1069.
28. **Venugopal V. and Bhagdikar P. S.** De Broglie wavelength and frequency of the scattered electrons in Compton effect // arXiv: 1202.4572v2
29. **Mizuno K., Pae T., Nozokido T. et al.** // Nature. 1987. V. 328. P. 345.
30. **Kirkpatrick P., Ross P. A.** Effect of Electron Binding upon the Magnitude of the Compton Shift // Phys. Rev. 1934. V. 46. P. 668–672.
31. **DuMond J. W. M.** The Linear Momenta of Electrons in Atoms and in Solid Bodies as Revealed by X-Ray Scattering // Rev. Mod. Phys. 1933. V. 5. P. 1–33.
32. **Compton A. H.** Incoherent scattering and the concept of discrete electrons // Phys. Rev. 1935. V. 47. № 5. P. 367–370.
33. **Де Бройль Л.** Становление квантовой физики // Избранные научные труды. Т. 1. – М.: Логос, 2010. С. 203.
34. **Klein O. and Nishina Y.** // Zs.f.Phys. 1929. V. 57. P. 853.
35. **Compton A. H.** The size and shape of the electron // Phys Rev. 1919. V. 14. № 3. P. 247–259.
36. **Fedorov M. V., Efremov M. A.** // Laser Physics. 2000. V. 10. P. 182.
37. **Freimund D. L., Aflatooni K., Batelaan H.** Observation of the Kapitza–Dirac effect // Nature. 2001. V. 413. P. 142–143.
38. **Hollerman W. A., Guardala N. A., Land D. J. et al.** Measurement of Compton scattered

- electrons using monochromatic X-rays // AIP Conference Proceedings. 2001. V. 576. P. 193-196.
39. **Guardala N. A., Price J. L., Land D. L. et. al.** // Nucl. Instr. Methods Phys. Res. A. 1994. V. 347. P. 504.
40. **Арутюнян Ф. Р., Туманян В. А.** Квазимонохроматические и поляризованные  $\gamma$ -кванты высокой энергии // УФН. 1964. Т. 83. № 1. С. 3-34.
41. **Melrose D. B.** // Astr. Space Sci. 1971. V. 10. P. 186.
42. **Stuewer R.** The Compton effect: turning point in physics. - N.-Y.: Science History Publications, 1975. 367 p.
43. **Frank P.** Einstein. His life and times. - N.-Y.: Knopf, 1947. 326 p.
44. **Lamb W. E.** Anti-photon // Appl. Phys. B. 1995. V. 60. P. 77-84.
45. **Компанец А. С.** Установление теплового равновесия между квантами и электронами // ЖЭТФ. 1956. Т. 31. № 5. С. 876-887.
46. **Марчук Г. И., Имшенник В. С., Баско М. М.** Физика термоядерного взрыва шара из сжиженного дейтерия нормальной плотности (Невозможность сферически-симметричного термоядерного взрыва при нормальной плотности жидкого дейтерия) // УФН. 2009. Т. 179. № 3. С. 289-295.
47. **Сюняев Р. А.** Физика космоса: мал. энци. (2-е изд). - М.: С.Э., 1986. С.306.
48. **Schwarz H. and Hora H.** // Appl. Phys. Lett. 1969. V.15. P. 349.
49. **Khrennikov A.** Bell argument: Locality or realism? Time to make the choice // AIP Conf. Proc. 2012. V. 1424. P. 160-175.
50. Memorandum of European Concerted Research Action COST Action MP1006: Fundamental Problems in Quantum Physics, Brussels, 2010.
51. **Jaynes E. T.** Scattering of light by free electrons // Workshop proc. The Electron. 1990. Ed. by A. Weingartshofer. Kluwer Acad. Publisher, Holland 1990.

# ПРИМЕНЕНИЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИЗГИБНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ БАЛОЧНОГО ТИПА В ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫХ ДАТЧИКАХ ВИБРАЦИИ

► В. К. Доля<sup>1</sup>, Е. С. Синютин<sup>2</sup>, С. В. Лебедев<sup>3, 4</sup>

<sup>1</sup>НКТБ «Пьезоприбор», ЮФУ,

<sup>2</sup>НТЦ «Техноцентр», ЮФУ,

<sup>3, 4</sup>ДЦ ПМС МИЭТ, ЗНТЦ

В статье рассматривается принцип и устройство пьезоэлектрического изгибного преобразователя балочного типа. Показаны преимущества данного типа конструкции по сравнению с остальными при выборе чувствительного элемента для интеллектуального датчика вибрации. Представлена возможность использования преобразователя для самокалибровки датчика. Приведены варианты структурных схем интеллектуального датчика вибрации и проведена оценка схемотехнической сложности аналоговой части для кондиционирования сигнала с данного преобразователя.

## APPLICATION OF PIEZOELECTRIC BENDING TRANSDUCER OF BEAM TYPE IN INTELLIGENT VIBRATION SENSORS

V. K. Dolya<sup>1</sup>, E. S. Sinyutin<sup>2</sup>, S. V. Lebedev<sup>3, 4</sup>

<sup>1</sup>RD department «Piezopribor», SFedU,

<sup>2</sup>STC «Technocenter», SFedU,

<sup>3, 4</sup>DC PMS MIET, ZNTC

The article deals with the principle and device of piezoelectric bending transducer of beam type. The advantages of this type of construction in comparison with the others are shown when selecting a sensing element for an intelligent vibration sensor. The possibility of using the transducer for self-calibration of the sensor is shown. The variants of the structural schemes of the intelligent vibration sensor and the evaluation of the circuit complexity of the analog part for conditioning the signal from this Converter.

**П**отребность в первичных датчиках (сенсорах) вибрации постоянно возрастает. Контроль и измерение параметров вибрационных полей являются основой вибродиагностики в авиации, энергетике, машино- и судостроении, ракетной технике; систем позиционирования и аварийной защиты как весьма дорогостоящих современных ракетносителей, так и массовых устройств интеллектуальной техники. Значительную часть потребности таких датчиков в настоящее время покрывают современные МЭМС-акселерометры, выпускаемые в большом количе-

стве ведущими зарубежными фирмами (например Analog Devices и др). Достоинствами таких акселерометров является их низкая цена, рыночная доступность и простота практического применения [1, 7]. Это обусловлено наличием в их составе современных аналого-цифровых узлов, обеспечивающих востребованный практикой применения набор сервисных функций. Кроме того, массовый выпуск микросхем также снижает конечную стоимость продукта.

Однако указанные приборы закрывают далеко не полный спектр задач, который в настоящее время необходимо решить в науке и технике. В частно-

сти, относительно небольшой динамический диапазон, значительная зависимость от условий эксплуатации (температура, проникающая радиация) обуславливают необходимость поиска альтернативных конструктивных решений для производства высокоэффективных и недорогих интеллектуальных акселерометров.

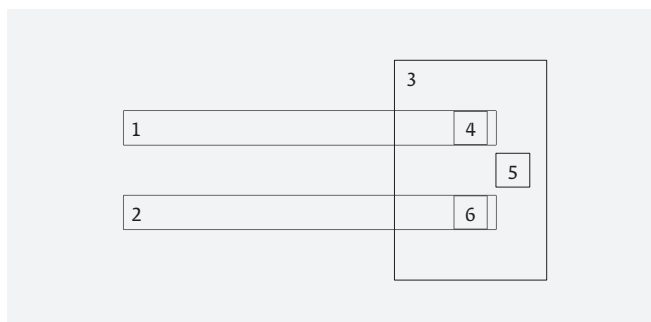
Далее рассмотрим возможность решения сформулированной проблемы построения альтернативного акселерометра, реализованного на основе известного и широко апробированного пьезоэлектрического преобразователя.

Как известно [2], все конструкции пьезоэлектрических преобразователей-акселерометров базируются на использовании в качестве физической основы механо-электрического преобразования энергии деформации в пьезоэлектрическом элементе – основном функциональном узле акселерометра. Также известно, что указанные деформации могут быть трех типов: деформация «растяжения-сжатия», деформация «сдвига» и деформация «изгиба». Каждая конструкция акселерометра, построенного на основе использования отмеченных деформаций, обладает своими достоинствами и недостатками. Однако сравнительный анализ [3] показывает, что преобразователи изгибного типа обладают весьма высоким коэффициентом преобразования (высокой чувствительностью) при сравнительно несложной конструкции и небольших массогабаритах. Поэтому далее остановимся на анализе вибропреобразователей изгибного типа.

На рис. 1 показана простая конструкция изгибного пьезоэлектрического преобразователя балочного типа.

Функционирует представленный преобразователь следующим образом. Акселерометр закрепляют основанием 3 на объект, совершающий механические колебания с ускорением  $\ddot{a}$ . Соответственно и основание также начнет совершать аналогичные колебания, передавая движение на жестко присоединенные к основанию пьезоэлементы 1 и 2, которые в силу инерционных свойств будут прогибаться. Возникшие при этом изгибные механические напряжения и деформации в теле пьезоэлементов приведут к генерации на их электрических выходах электрического сигнала, пропорционального ускорению  $\ddot{a}$ .

Следует отметить, что если к электрическим выходам «4-5» и «5-6» подвести электрическое напряжение, то в силу пьезоэлектрических свойств элементов 1 и 2 в последних возникнут механические напряжения, которые приведут к деформации



**Рис. 1.** Конструкция пьезоэлектрического изгибного акселерометра балочного типа (вид сверху): 1, 2 – пьезоэлементы, 3 – основание, 4,5,6 – электрические выходы пьезоэлементов

изгиба этих элементов. Таким образом, представленная на рис. 1 конструкция пьезоэлектрического преобразователя может выполнять функцию акселерометра или функцию пьезоэлектрического актюатора изгибного (балочного) типа. Следовательно, хорошо отработанные и оптимизированные технологии промышленного изготовления актюаторов (широко выпускаемых в настоящее время) могут применяться и для промышленного выпуска акселерометров. Таким образом, сочетание двух важных факторов: сравнительно высокой эффективности (динамический диапазон, малые массогабариты, стабильность при воздействии внешних детализирующих факторов) и возможность применения отработанных промышленных технологий – является принципиальной основой создания конкурентоспособного серийного виброакселерометра.

Следует отметить, что представленная на рис. 1 конструкция обладает еще одним важным свойством, а именно обеспечивает возможность осуществлять контроль коэффициента преобразования (чувствительности) непосредственно в условиях эксплуатации, то есть в соответствии с ГОСТ Р 8.673-2009 «ГСИ. Датчики интеллектуальные и системы измерительные интеллектуальные».

Указанное утверждение вытекает из следующих рассуждений. Известно [3], что для электромеханического пьезоэлектрического преобразователя справедливо соотношение взаимности:

$$\left. \frac{\partial}{\partial I} \right|_{F=0} = \left. \frac{U}{F} \right|_{I=0}, \quad (1)$$

где  $\partial$  – колебательная скорость на механической стороне механически не нагруженного ( $F=0$ ) преобразователя при его воздействии током  $I$  на электрической стороне;  $U$  – напряжение холостого хода ( $I=0$ )

на электрической стороне преобразователя при его возбуждении на механической стороне силой  $F$ .

Применительно к электромеханическому преобразователю (рис. 1), закрепленному на объекте, уравнение (1) описывает взаимность свойств преобразователя для двух его режимов функционирования: левая часть электрическое возбуждение (актюатор, совершающий в ненагруженном состоянии колебания со скоростью  $\vartheta$ ) и приемник механических колебаний, порождаемых силой  $F$ , действующей на механической стороне.

Очевидно, что, если на электроды «4-5» пьезоэлемента 1 подать электрический сигнал, обеспечивающий протекание тока  $I_1$ , то весь преобразователь (и пьезоэлемент 1, и пьезоэлемент 2) начнет совершать колебания со скоростью  $\vartheta_1$ , которые приведут к возникновению электрического напряжения  $U_2$  на выходах 5, 6 пьезоэлемента 2.

Также очевидно, если на механической стороне преобразователя будет действовать сила  $F$ , при которой преобразователь будет совершать колебания со скоростью  $\vartheta_1$ , то на электродах «5-6» возникнет электрический сигнал, величиной  $U_2$ . Поскольку виброакселерометры эксплуатируются в диапазоне частот, находящихся ниже резонансной, для вышеуказанной силы  $F$  и скорости  $\vartheta_2$  существует зависимость [4]

$$F = Z\vartheta_2 = \frac{\vartheta_2}{\omega C_M}, \quad (2)$$

где  $Z$  – механический импеданс;

$\omega = 2\pi f$ ,  $f$  – частота; ( $\omega \ll \omega_p$ );

$\omega_p = 2\pi f_p$ ,  $f_p$  – частота механического резонанса;

$C_M$  – механическая гибкость изгибного элемента (балки) при закрепленном основании.

Представленные рассуждения позволяют уравнение (1) переписать в виде:

$$\frac{\vartheta_2}{I_1} = \frac{U_2 \omega C_M}{\vartheta_2}, \quad (3)$$

что соответствует:

$$\vartheta^2 = \sqrt{U_2 I_1 \omega C_M}. \quad (4)$$

Следовательно, исходя из (1), реакция преобразователя в виде напряжения холостого хода на его электрическом выходе, при воздействии на его механический вход силой  $F$ , описывается выражением:

$$\frac{U}{F} = \sqrt{\frac{U_2 \omega C_M}{I_1}}. \quad (5)$$

Теперь вернемся к анализу функционирования представленного на рис. 1 преобразователя в режиме виброакселерометра, на основании 3 которого воздействует ускорение  $\ddot{a}$ . Очевидно, что для рассматриваемого случая ( $\omega \ll \omega_p$ ) колебания основания с ускорением  $\ddot{a}$  эквивалентны воздействию на изгибный элемент преобразователя инерционной силой  $F$ , равной:

$$F = ma, \quad (6)$$

где  $m$  – динамическая (инерционная) масса изгибного элемента.

Решая совместно (5) и (6), получаем:

$$K = \frac{m \sqrt{U_2 \omega C_M}}{\sqrt{I_1}} = \frac{1}{\omega_p} \sqrt{\frac{U_2 \omega m}{I_1}} = \frac{1}{\omega_p} \sqrt{\frac{U_2 m}{U_1 C_3}}, \quad (7)$$

где  $K$  – коэффициент преобразования (чувствительность) акселерометра;

$$\omega_p^2 = \frac{1}{m C_M};$$

$U_1 = U_1 \omega C_3$ ,  $U_1$  – электрическое напряжение на входе пьезоэлемента 1;

$C_3$  – электрическая емкость элемента 1 преобразователя.

Как следует из формулы (7), для проведения метрологического контроля качества рассматриваемого виброакселерометра необходимо и достаточно электрически возбудить его со стороны элемента 1 (от источника тока ( $I_1 = \text{const}$ )) и измерить возникшее при этом напряжение на выходе элемента 2 ( $U_2$ ).

Входящая в формулу (7) «постоянная метода» – динамическая гибкость  $C_M$  или динамическая масса  $m$  пьезоэлементов зависит только от механических массогабаритных параметров, которые в условиях серийного производства при хорошо отлаженной технологии имеют небольшие разбросы, так как элементы изготавливаются с заданными высокими требованиями по допускам, которые определяются качеством спецоснастки и качеством реализации технологических операций. Следовательно контроль качества акселерометров в процессе их изготовления может быть легко автоматизирован, поскольку требует измерения только одного параметра ( $U_2$ ).

Очевидно, что «постоянная метода», являясь механическим параметром, обладает высокой ста-

бильностью по отношению к воздействию внешних дестабилизирующих факторов и времени эксплуатации. В ниже приведенной таблице представлены результаты эксперимента, в котором в качестве дестабилизирующего фактора использовалось влияние температуры эксплуатации акселерометра. Эксперимент проводился следующим образом. Акселерометр помещался в термокамеру, выдерживался в течение 20 мин при повышенной температуре, после чего производились измерения его чувствительности предлагаемым методом и методом сравнения на вибростенде фирмы «Брюль и Кьер».

Анализ экспериментальных результатов показывает, что предложенный метод применительно к изгибному виброакселерометру балочного типа позволяет осуществлять в условиях эксплуатации метрологический самоконтроль независимо от внешних условий.

Таким образом, рекомендуемый в настоящей работе преобразователь, построенный на основе изгибного пьезоэлектрического элемента балочного типа, может быть применен в качестве основного электромеханического узла интеллектуального виброакселерометра по следующим соображениям:

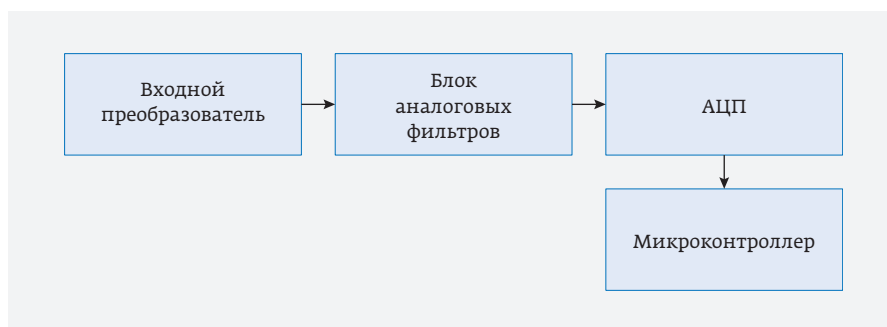
1. Технология серийного производства пьезоэлектрических изгибных элементов в настоящее время достаточно хорошо отработана. Технологическое оборудование, позволяющее автоматизировать указанную технологию, выпускается промышленностью. Это позволяет утверждать, что возможна организация промышленного серийного недорогого интеллектуального акселерометра.
2. Применительно к предполагаемому акселерометру сравнительно просто организовать метрологический

**Таблица 1.** Результаты контроля чувствительности акселерометра в диапазоне температур

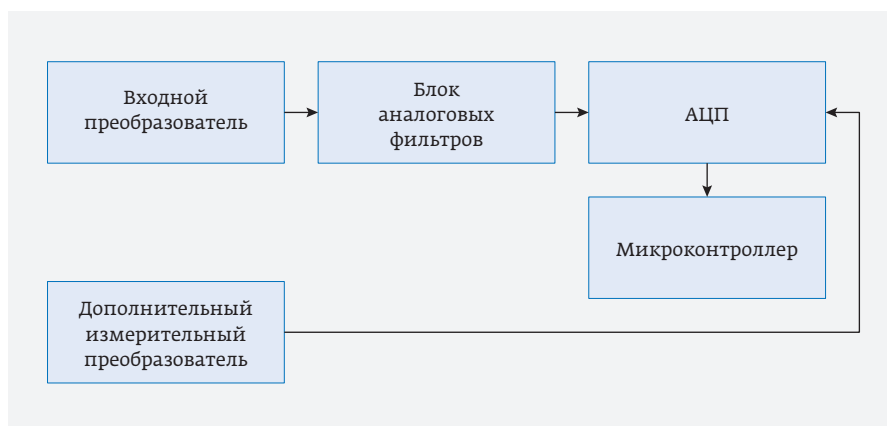
T, °C	25	60	80	100	120	140
Метод сравнения $\frac{K_T}{K_{T0}}$	1	0,96	0,95	0,89	0,82	0,8
Предлагаемый метод $\frac{K_T}{K_{T0}}$	1	0,97	0,92	0,88	0,8	0,78

«самоконтроль» качества, как в условиях производства, так и в условиях эксплуатации, что значительно улучшает потребительские свойства акселерометра.

На сегодняшний день основной задачей при разработке структуры интеллектуального датчика вибрации является обеспечение надежности в широком температурном диапазоне при сохранении минимальных габаритов устройства.



**Рис. 2.** Базовая структура интеллектуального датчика вибрации



**Рис. 3.** Структура датчика вибрации с дополнительным измерительным блоком



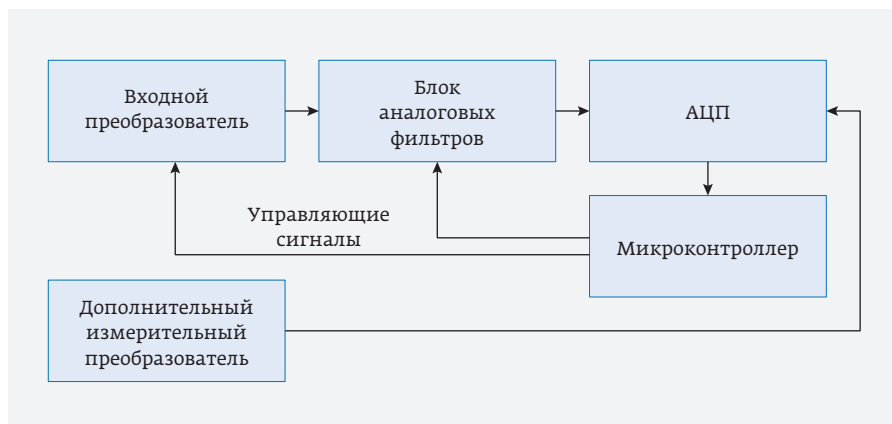


Рис. 4. Дополненная структура интеллектуального датчика

Структурно датчик вибрации состоит из следующих обязательных блоков: входной преобразователь, блок аналоговых фильтров, масштабный усилитель, аналого-цифровой преобразователь и микроконтроллерное ядро [5]. Связи структурной схемы датчика вибрации показаны на рис. 2.

Согласно [6], структура интеллектуального датчика вибрации должна включать в себя дополнительные чувствительные элементы и входные преобразователи для создания информационной избыточности, либо меры для реализации функции метрологического самоконтроля. Следовательно, предложенная структура усложняется, как показано на рис. 3.

Влияние дополнительного измерительного преобразователя на выходные показатели датчика вибрации должно быть автоматизировано и не зависеть от внешних воздействий системы, в которой работает датчик. В общем случае, согласно [6], все функции самоконтроля датчика должны осуществляться автоматически, иначе датчик не будет признан интеллектуальным. Для автоматизации корректировки показаний датчика необходимо завести дополнительные связи от микроконтроллера до входного преобразователя и блока фильтров. В общем случае корректировка может быть программной, однако, это существенно увеличивает нагрузку на вычислительное ядро и, как следствие, приводит к повышению энергопотребления датчика в целом.

Таким образом, более целесообразным является аппаратное решение: введение дополнительных связей от микроконтроллера к входному преобразователю и блоку аналоговых фильтров, как показано на рис. 4.

Данная структура может быть как реализована в едином корпусе встраиваемого датчика вибра-

ции, так и разделена по блокам физически. Например, входной преобразователь и блок аналоговых фильтров реализованы в корпусе датчика, а цифровая часть устройства вынесена в отдельный блок. Дополнительный измерительный преобразователь в таком случае превращается в отдельный контрольный датчик. В этом случае можно называть такую структуру интеллектуальной измерительной системой.

Такой подход резко снижает требования к температурному диапазону сложных интегральных схем (АЦП и микроконтроллера) и резко удешевляет стоимость производства датчиковой части системы. Требования к качеству аналоговых кабелей при этом возрастают, соответственно вырастает и конечная стоимость системы (качественный кабель с широким температурным диапазоном для передачи аналоговых сигналов стоит примерно в три раза дороже аналогичного цифрового кабеля).

Для применения приведенной структуры интеллектуального датчика вибрации потребуются решить ряд задач, начиная от пространственного расположения электронных компонентов и чувствительных элементов внутри датчика, до технологичности серийной сборки датчиков. Одним из возможных вариантов решения в данном случае является интегральный вид датчика или, по крайней мере, его входного аналогового тракта [5].

Можно сделать вывод, что для интегрального интеллектуального датчика вибрации необходимо использовать преобразователь балочного типа, так как это дает существенный выигрыш в размерах самого датчика. Площадь обычного дискового или цилиндрического пьезоэлемента будет больше площади интегральной схемы с обвязкой.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

## БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по договору № 14.581.21.0030.

Уникальный идентификатор работ (проекта) RFMEFI58117X0030.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Сысоева С.** Ключевые сегменты рынка МЭМС. Акселерометры // Компоненты и технологии. 2010. № 2. С. 20–26.
2. **Пономарев Ю.** Выбор виброакселерометров: простое решение сложной задачи // Элементная база электроники. № 2 (00142) 2015 г. С. 116–120.
3. **Шарапов В.М., Мусиенко М.П., Шарапова Е.В.** Пьезоэлектрические датчики / Под. ред. Шаропова В. М. – М.: Техносфера, 2006. 632 с.
4. **Янчич В.В.** Пьезоэлектрические виброизмерительные преобразователи (акселерометры). – Ростов-на-Дону: Изд-во ЮФУ, 2010. 304 с.
5. **Синютин Е.С., Беляев А.О.** Формирование структуры интегрального входного аналогового тракта для интеллектуального датчика вибрации // Инженерный вестник Дона. 2015. Т. 36. № 2–2. С. 103.
6. ГОСТ Р 8.673-2009. Датчики интеллектуальные и измерительные системы интеллектуальные. Основные термины и определения.
7. **Горнев Е.С., Зайцев Н.А., Равилов М.Ф. и др.** Анализ разработанных зарубежных изделий микросистемной техники // Микросистемная техника. 2002. № 7. С. 6–11.

# ГЕНЕРАТОР, УПРАВЛЯЕМЫЙ НАПРЯЖЕНИЕМ, С ТОКОВОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ ВЛИЯНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА И РАБОЧЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

► Д. А. Доможаков<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> АО НПЦ «ЭЛВИС»

<sup>2</sup> НИЯУ МИФИ

Предложен вариант схемотехнической реализации генератора, управляемого напряжением, с применением техники токовой параметрической стабилизации крутизны вольт-частотной характеристики в зависимости от разброса параметров элементов и рабочей температуры.

## VOLTAGE CONTROLLED OSCILLATOR WITH CURRENT PT COMPENSATION

D.A. Domozhakov<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>R&D Center «ELVEES», JSC; <sup>2</sup>MEPhI

In this paper, a process stabilization scheme for VCO frequency slope is proposed. The process-dependent current source supplies the oscillator with compensating current.

## ВВЕДЕНИЕ

Генераторы, управляемые напряжением (далее – ГУН), широко применяются в системах фазовой автоподстройки частоты (далее – ФАПЧ), синтезаторах частот, приемопередатчиках, устройствах синхронизации блоков внутрикристалльных систем, схемах восстановления тактовых сигналов и данных в устройствах связи и т. п.

В процессе разработки ФАПЧ необходимо достижение оптимальных значений таких характеристик ГУН, как диапазон перестройки частоты, спектральная плотность мощности шума и крутизна вольт-частотной характеристики (далее – ВЧХ). Перечисленные характеристики ГУН и ФАПЧ в целом (время вхождения в рабочий режим, детерминированный джиттер, чувствительность к фазовому шуму опорной частоты) зависят от напряжения питания, рабочей температуры и вариаций технологического процесса.

С другой стороны, характеристики ФАПЧ могут регулироваться разработчиком путем изменения совокупности взаимозависимых параметров блоков в его составе, включая частоту сравнения опорного и генерируемого сигналов, ток зарядно-разрядного блока, а также параметры фильтра низких частот. При изменении только одного из этих параметров

нарушается настройка контура обратной связи ФАПЧ, что приводит к ухудшению вышеперечисленных характеристик.

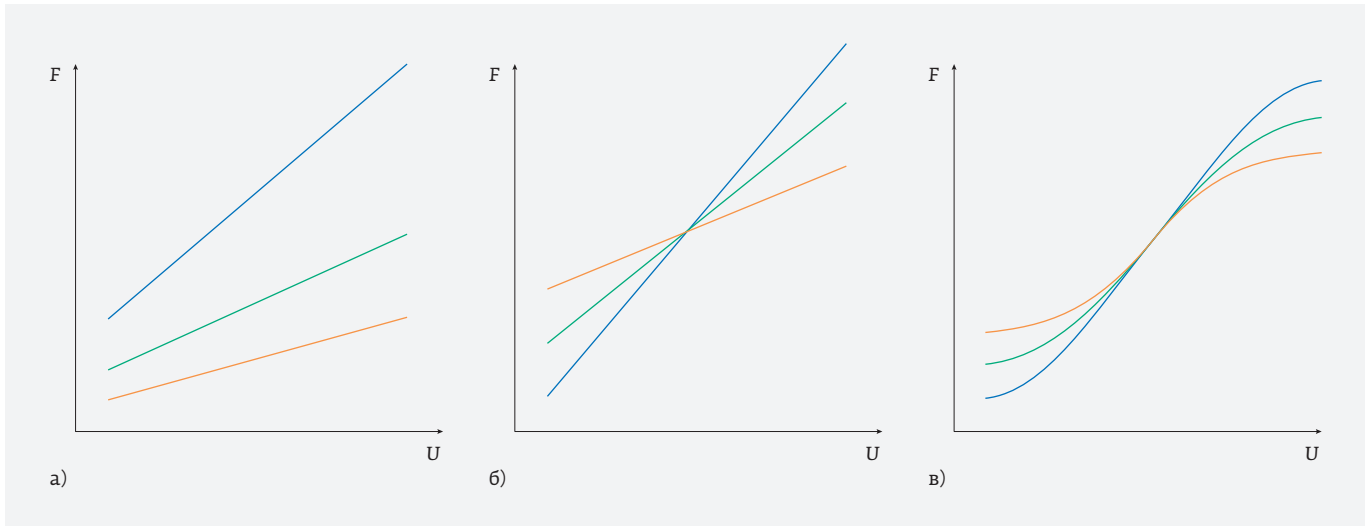
В данной работе предлагается метод стабилизации крутизны ГУН в составе ФАПЧ с фильтром второго порядка. Инвариантность крутизны от разброса параметров приборов и температуры достигается посредством управления током ячеек ГУН.

## ЗАВИСИМОСТЬ КРУТИЗНЫ ГУН ОТ ВАРИАЦИИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА И ТЕМПЕРАТУРЫ

Генератор, управляемый напряжением, с управлением по току состоит из нечетного числа инвертирующих ячеек [1–3]. Перестройка частоты генерации происходит за счет изменения питающего ячейки тока  $I_{cell}$  (1). При этом  $I_{cell}$  зависит от управляющего потенциала  $U$  [4].

$$F \sim \frac{I_{cell}}{N \cdot C_{tot} \cdot VDD}, \quad (1)$$

где  $F$  – частота генерации,  $I_{cell}$  – ток инвертирующей ячейки,  $N$  – число ячеек,  $C_{tot}$  – суммарная емкость стоков транзисторов ячейки,  $VDD$  – напряжение питания.



**Рис. 1.** Семейство ВЧХ при различных типах стабилизации ВЧХ ГУН: а – без стабилизации, б – стабилизация частоты, в – стабилизация крутизны

Вариации технологического процесса ведут к разбросу параметров  $I$  и  $C_{tot}$ , генерируемой частоты и крутизны ВЧХ при заданном значении управляющего напряжения. Рис. 1 иллюстрирует три случая поведения ВЧХ: а – ВЧХ без стабилизации, б – со стабилизацией определенной генерируемой частоты, в – со стабилизацией крутизны для определенной частоты.

Задача минимизации разброса частоты генерации при заданном значении управляющего напряжения является актуальной [5–8]. Однако в этом случае сохраняется разброс крутизны ВЧХ, что может привести к увеличению фазового дрожания генерируемого сигнала. Параметры контура обратной связи ФАПЧ взаимозависимы (2) [9]. Изменение одного параметра ведет к изменению остальных.

$$\varepsilon = R_p \cdot \sqrt{\frac{I_p \cdot C_p \cdot K_{ГУН}}{2\pi}}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  – коэффициент демпфирования паразитных колебаний потенциала  $U_{reg}$ ,  $R_p$  – сопротивление в интегрирующей цепи,  $I_p$  – ток зарядно-разрядного блока,  $C_p$  – интегрирующая емкость,  $K_{ГУН}$  – крутизна ВЧХ ГУН.

### ТОКОВАЯ КОМПЕНСАЦИЯ КРУТИЗНЫ ГУН

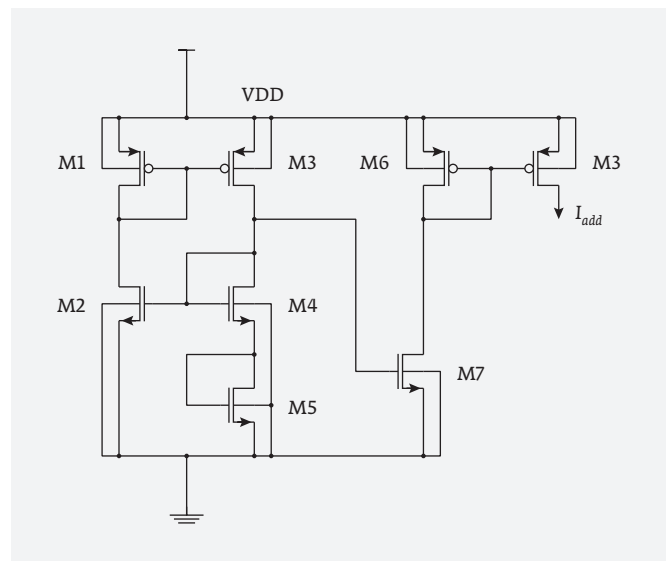
Принцип параметрической токовой стабилизации крутизны ГУН состоит в компенсации изменения режимного тока, инвертирующей при параллельном подключении дополнительного источника тока

$I_{add}$ . Величина  $I_{add}$  зависит от параметров процесса и рабочей температуры (3) [10]. Приращения токов  $I_{cell}$  и  $I_{add}$  равны по модулю и имеют противоположные знаки. Таким образом, достигается стабилизация режима работы ГУН:

$$I_{add} \propto \varphi_T \propto T, \quad (3)$$

где  $\varphi_T$  – температурный потенциал,  $T$  – абсолютная температура.

На рис. 2 представлена схема компенсирующего источника.



**Рис. 2.** Компенсирующий источник тока

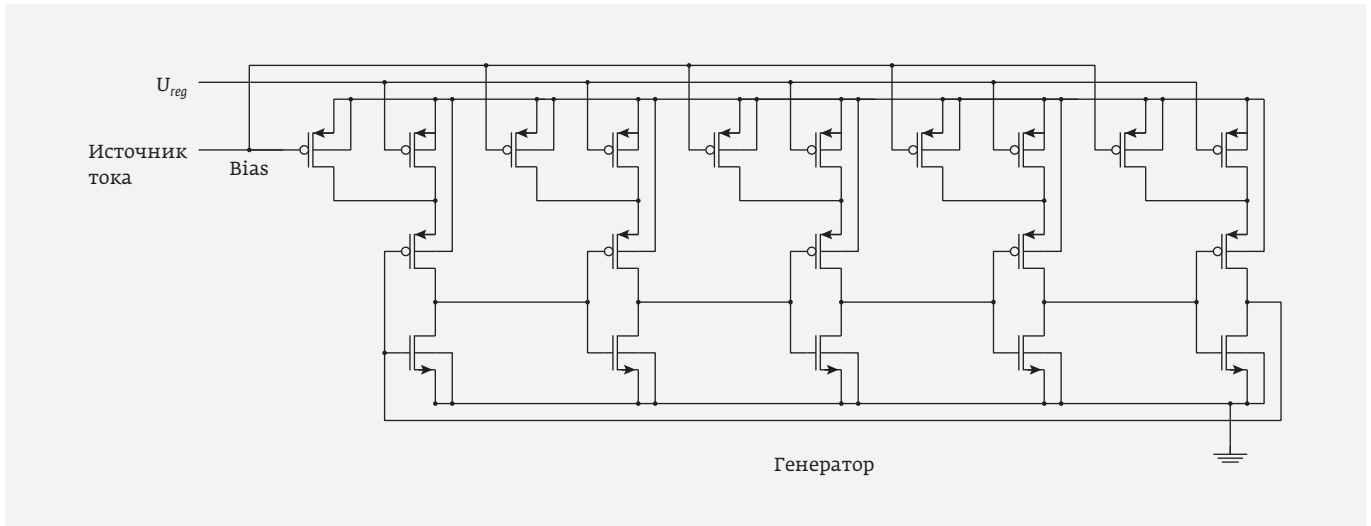


Рис. 3. Схема стабилизированного ГУН

В ряде работ задачей является стабилизация частоты ГУН [11, 12, 4, 13]. При таком подходе требуемая частота генерации достигается, но совокупность параметров контура ФАПЧ не оптимальна. Кроме того, в работах [4, 13] с целью минимизации разброса режимного тока используются интегральные резисторы. Для создания зависящего от температуры и от технологического разброса источника тока целесообразно заменить резисторы на транзисторы в диодном включении. Зависимость тока  $I_{add}$  от температуры и параметров технологического процесса увеличивается, и повышается эффективность использования источника тока. Исключение интегральных резистивных элементов уменьшает влияние технологического разброса элементов на компенсирующий ток.

### ГУН С ТОКОВОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ КРУТИЗНЫ ВЧХ

ГУН с токовой компенсацией крутизны изображен на рис. 3. К каждой инвертирующей ячейке подключено токовое зеркало, передающее дополнительный ток от компенсирующего источника. Данный блок был спроектирован по базовой технологии 90 нм. Оптимизация параметров элементов схемы проводилась для частоты генерации 1,5625 ГГц. Цель оптимизации – равенство крутизны ВЧХ в случаях моделирования, перечисленных в табл. 1.

Промоделирован разброс значения крутизны разработанного ГУН по методу Монте-Карло. Обработано 1000 случаев. Гистограмма крутизны ГУН изображена на рис. 4. Среднее значение составило

10,7 ГГц/В при среднеквадратичном отклонении, равном 0,3 ГГц/В (3%).

С целью оценки эффективности предлагаемого решения разработан ГУН без токовой компенсации. Оба варианта генераторов промоделированы в основных условиях работы (см. табл. 1).

Результаты моделирования крутизны отображены в табл. 2.

Результаты сравнения показывают, что относительно варианта ТГ разброс крутизны ВЧХ в случае без стабилизации составил 29,4%. В случае со стабилизацией разброс крутизны снизился и стал равен 13,9%.

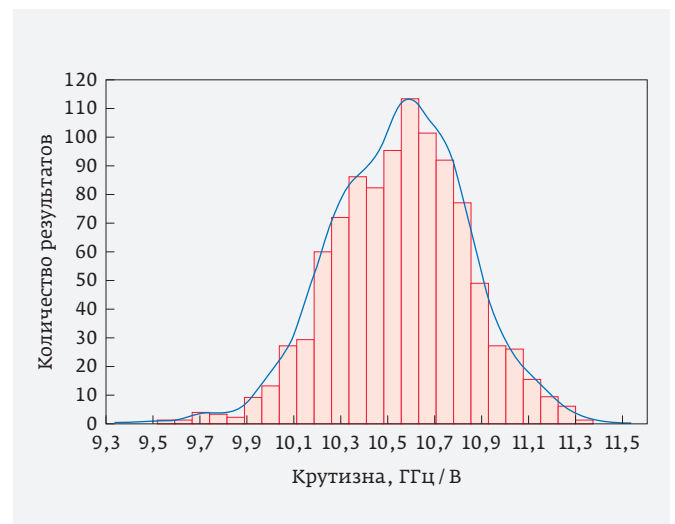


Рис. 4. Гистограмма распределения крутизны стабилизированного ГУН

Таблица 1. Условия моделирования

	TT	FF	SS	FS	SF
Модели транзисторов	N и P typical	N и P fast	N и P slow	N-slow P-fast	N-fast P-slow
Температура, градусы	27	-60	85	27	27

Таблица 2. Крутизна ГУН со стабилизацией и без (ГГц/В)

	TT	FF	SS	FS	SF
Со стабилизацией	0%	-0,4%	1,2%	-9,1%	6,8%
Без стабилизации	0%	22,1%	-7,3%	-2,8%	2,3%

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан генератор, управляемый напряжением с применением параметрической токовой стабилизации крутизны вольт-частотной характеристики в зависимости от разброса параметров элементов и рабочей температуры. По сравнению со схемой без компенсации разброса режимного тока разброс крутизны ГУН уменьшен в 2,1 раза.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор подтверждает, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Suman S., Sharma K. G., Ghosh P. K.** Analysis and design of current starved ring VCO // International Conference on Electrical, Electronics, and Optimization Techniques 2015. 2016. PP. 3222-3227. DOI: 10.1109/ICEEOT.2016.7755299.
2. **Mishra A., Sharma G. K.** Design of power optimal, low phase noise three stage Current Starved VCO // 12th IEEE International Conference Electronics, Energy, Environment, Communication, Computer, Control. 2015. DOI: 10.1109/INDICON.2015.7443417.
3. **Li W. J., Chang S. J., Lin Y. Z.** A current compensated reference oscillator // 2009 International Symposium on VLSI Design, Automation and Test, VLSI-DAT. 09. 2009. PP. 130-133. DOI: 10.1109/VDAT.2009.5158112.
4. **Muddi V., Shinde K. D., Shivaprasad B. K.** Design and implementation of 1 GHz Current Starved Voltage Controlled Oscillator (VCO) for PLL using 90nm CMOS technology // 2015 International Conference on Control Instrumentation Communication and Computational Technologies, ICCICCT 2015. 2016. PP. 335-339. DOI: 10.1109/ICCICCT.2015.7475300.
5. **Bako N., Baric A.** A low-power, temperature and supply voltage compensated current starved ring oscillator // Microelectronics J. 2013. PP. 1154-1158. DOI: 10.1109/ICCICCT.2015.7475300.
6. **Zhang X., Apse A. B.** A process compensated 3-GHz ring oscillator // Proceedings - IEEE International Symposium on Circuits and Systems. 2009. PP. 581-584. DOI: 10.1109/ISCAS.2009.5117815.
7. **Bin Yang W. et al.** A current-controlled oscillator with temperature, voltage, and process compensation // Microsyst. Technol. 2018. DOI 10.1007/s00542-016-3190-y.
8. **Kavala A. et al.** A PVT-compensated 2.2 to 3.0 GHz digitally controlled oscillator for All-digital PLL J // Semicond. Technol. Sci. 2014. PP. 484-494. DOI: 10.5573/JSTS.2014.14.4.484.
9. **Mishra B. K., Save Sandhya, Patil Swapna.** Design and Analysis of Second and Third Order PLL at 450MHz // Int. J. VLSI Des. Commun. Syst. 2011. PP. 97-114. DOI: 10.5121/vlsic.2011.2109.
10. **Shu J., Cai M.** A low supply-dependence fully-MOSFET voltage reference for low-voltage and low-power // IEEE Asia-Pacific Conference on Circuits

- and Systems, Proceedings, APCCAS. 2008. PP. 662–665. DOI: 10.1109/APCCAS.2008.4746110.
11. **Yang X., Xu X., Yoshimasu T.** An ultra-low-voltage Class-C PMOS VCO IC with PVT compensation in 180-nm CMOS // SiRF 2016–2016 IEEE16th Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems. 2016. PP. 107–109. DOI: 10.1109/ISCAS.2010.5537350.
  12. **Zhang X., Dokania R., Mukadam M., Apsel A.** A successive approximation based process-invariant ring oscillator // ISCAS2010–2010 IEEE International Symposium on Circuits and Systems: Nano-Bio Circuit Fabrics and Systems. 2010. PP. 1057–1060. DOI: 10.1109/SIRF.2016.7445482.
  13. **Zhang C., Lin M. C., Syrzycki M.** Process variation compensated voltage controlled ring oscillator with subtraction-based voltage controlled current source // Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering. 2011. PP. 731–734. DOI: 10.1109/CCECE.2011.6030551.

# БИБЛИОТЕКИ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ СБИС ТИПА «СИСТЕМА-НА-КРИСТАЛЛЕ»

► А. В. Кобыляцкий<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> АО НПЦ «ЭЛВИС»

<sup>2</sup> НИЯУ МИФИ

Рассматриваются вопросы создания радиационно-стойких библиотек цифровых и площадочных элементов для проектирования СБИС типа «система-на-кристалле» (СнК) по базовым отечественным КМОП технологиям объемного кремния уровня 180 и 90 нм. На основе анализа и оптимизации совокупности правил радиационно-стойкого проектирования и методик оптимизации основных электрических и геометрических параметров СБИС разработаны библиотеки элементов для проектирования СБИС СнК. Библиотеки аттестованы на тестовых кристаллах и в составе СБИС, уровни стойкости к внешним воздействующим факторам соответствуют требованиям, предъявляемым к бортовой электронной компонентной базе (ЭКБ) авиакосмического назначения.

## RHBD LIBRARIES FOR NANOMETER SYSTEM-ON-CHIP DESIGN

A. V. Kobilyatskiy<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> R&D Center «ELVEES», JSC.

<sup>2</sup> MEPhI

The issues of radiation-hardened standard cell and IO libraries design for the development of the system-on-chip (SoC) using bulk silicon of 180 and 90 nm are considered. The set of radiation-hardened-by-design methods and techniques for optimizing basic electrical and geometric parameters of VLSI are designed. Libraries are certified on test chips and as part of VLSI, the levels of radiation hardness comply with the requirements imposed on the onboard electronics for aerospace purposes.

## ВВЕДЕНИЕ

Создание перспективной радиационно-стойкой (РС) ЭКБ для аэрокосмических применений в настоящее время связано в значительной мере с освоением передовых КМОП глубоко-субмикронных и нанометровых технологий объемного кремния уровня 180 и 90 нм и менее и разработкой на их основе высокопроизводительных СБИС типа «система-на-кристалле» (СнК), содержащих сотни миллионов транзисторов на кристалле. Обязательными элементами таких СБИС являются процессорные ядра и цифровые сложно-функциональные блоки, проектируемые, как правило, на основе библиотек стан-

дартных цифровых элементов, и периферийные элементы, необходимые для организации питания СБИС и ее взаимодействия с другими элементами аппаратуры.

На начальном этапе проектирования СнК библиотеки цифровых и площадочных элементов (далее – библиотеки элементов) используются в виде моделей на низкоуровневом языке Verilog с описанием основных электрических параметров для предварительной оценки параметров СнК. Уровень стойкости СнК к различным внешним факторам, в том числе и радиационной стойкости, а также все основные параметры качества определяются используемыми



при проектировании СнК библиотеками и методами их проектирования.

Современные технологические процессы позволяют проектировать транзисторы, сохраняющие работоспособность в широком диапазоне температур, напряжений питания, а также с учетом технологических разбросов параметров активных структур. Проектирование с учетом радиационных воздействий остается актуальной задачей, что обусловлено масштабированием параметров радиационной стойкости приборов при переходе на меньшие проектные нормы.

В нанометровых СБИС СнК, в отличие от микронных и субмикронных, при воздействии ионизирующего излучения (ИИ) в подзатворном окисле приборных МОП-транзисторов не происходит накопления заряда, в результате чего их электрические параметры не изменяются. Основными видами нарушения работоспособности нанометровых СБИС СнК объемного кремния при воздействии радиационных факторов космического пространства являются [1]:

- **катастрофические отказы** при воздействии тяжелых частиц (ТЧ), проявляющиеся в виде эффекта «защелкивания» паразитных р-п-р-п-структур, присущих КМОП-технологиям объемного кремния независимо от уровня технологии;
- **параметрические отказы** при воздействии ИИ, связанные только с существенным возрастанием статического тока потребления из-за токов утечки в паразитных п-МОП-структурах. Суммарная величина тока утечки пропорциональна числу элементов на кристалле;
- **сбои в элементах памяти** (частотно независимые) и **функциональные отказы** в критичных логических трактах (частотно зависимые) при воздействии ТЧ.

Последние два вида нарушения работоспособности характерны для глубоко-субмикронных и нанометровых СБИС СнК.

Повышенная радиационная стойкость СБИС достигается технологическими методами [2], а на этапе разработки – использованием методологии радиационно-стойкого проектирования (РСП) [3].

В настоящее время на отечественных предприятиях освоено производство СБИС по КМОП-технологиям объемного кремния уровня 180 и 90 нм, осваивается технология уровня 65 нм. Данные технологии в ближайшие годы будут базовыми для создания высокопроизводительной РС ЭКБ в России, что позволит повысить ее конкурентоспособность на мировом и внутреннем рынках сбыта. Для

базовых КМОП-технологий 180 и 90 нм разработаны радиационно-стойкие библиотеки элементов, которые позволяют создавать высокопроизводительные радиационно-стойкие СБИС СнК высокой степени интеграции.

## РАДИАЦИОННО-СТОЙКОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ БИБЛИОТЕК ЦИФРОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Концепция создания РС библиотек элементов и СФ-блоков предполагает компромисс и конкурентоспособность по основным техническим характеристикам и обеспечение высоких показателей по стойкости к различным внешним воздействующим факторам для проектирования СБИС СнК категории «2» [4]. К данной категории относятся изделия с повышенным уровнем радиационной стойкости для применения в авиационной и ракетно-космической технике, в которых катастрофические отказы недопустимы.

Имеющиеся в настоящее время теоретические представления и экспериментальные данные показывают, что уровень дозовой стойкости современных микросхем определяется параметрическим отказом по статическому току потребления. Статический ток потребления является аддитивной величиной и складывается из токов утечки отдельных транзисторов и структур. При этом ток утечки транзисторов подразделяется на собственный ток утечки и радиационно-индуцированный ток утечки.

Собственный ток утечки транзисторов складывается из подпорогового тока утечки и тока утечки р-п-переходов. При масштабировании проектных норм подпороговый ток увеличивается за счет узко- и короткоканальных эффектов, при этом в технологиях активно используются методы подавления этих эффектов [5]. В частности, для уменьшения тока утечки через затвор в качестве подзатворного окисла используются high-k-диэлектрики с большей диэлектрической проницаемостью и толщиной. Уменьшение собственных утечек транзисторов обеспечивается за счет ретроградного профиля распределения примесей в областях карманов и подложки, уменьшения глубины залегания  $p^+$ / $p^+$ -областей и введения дополнительных областей ионной имплантации примесей (halo) вблизи стоков и истоков транзисторов.

Радиационно-индуцированный ток утечки п-МОП-транзисторов обусловлен накоплением положительного заряда в STI окисле, отпиранием паразитного п-МОП-транзистора и возникновением паразитного канала утечки между стоком и исто-

ком транзистора (рис. 1). Исследования n-МОП-транзисторов на тестовом кристалле по технологии 90 нм показали, что ток утечки транзисторов при нормальной температуре после облучения до 1 Мрад изменяется в несколько раз, при этом в технологии 180 нм его величина при той же дозе изменяется на несколько порядков.

Масштабирование проектных норм технологически способствует повышению стойкости транзисторов к стационарному ИИ. Из-за малой толщины подзатворного окисла объемный заряд в нем не накапливается, а дырки в приповерхностной области нейтрализуются электронами, туннелирующими из приповерхностной области подложки [6]. Поверхностные состояния на границе раздела окисел-полупроводник не приводят к деградации крутизны транзистора [7].

При этом в суммарном статическом токе СнК при облучении возрастает доля утечки паразитных структур (рис. 2). Утечка возникает между областями n-типа, находящимися под разными потенциалами: между n<sup>+</sup>-областями двух соседних n-канальных транзисторов и между n<sup>+</sup>-областями и близлежащим n-карманом.

Проведенные исследования методов РСП, направленных на уменьшение межтранзисторных утечек, на тестовых кристаллах показали, что разделительная p<sup>+</sup>-область контактов к нулевой шине между областями n-типа, находящимися под разными потенциалами, позволяет эффективно подавлять межприборный ток утечки после облучения и таким образом обеспечивать высокие показатели по стойкости к стационарному ионизирующему излучению.

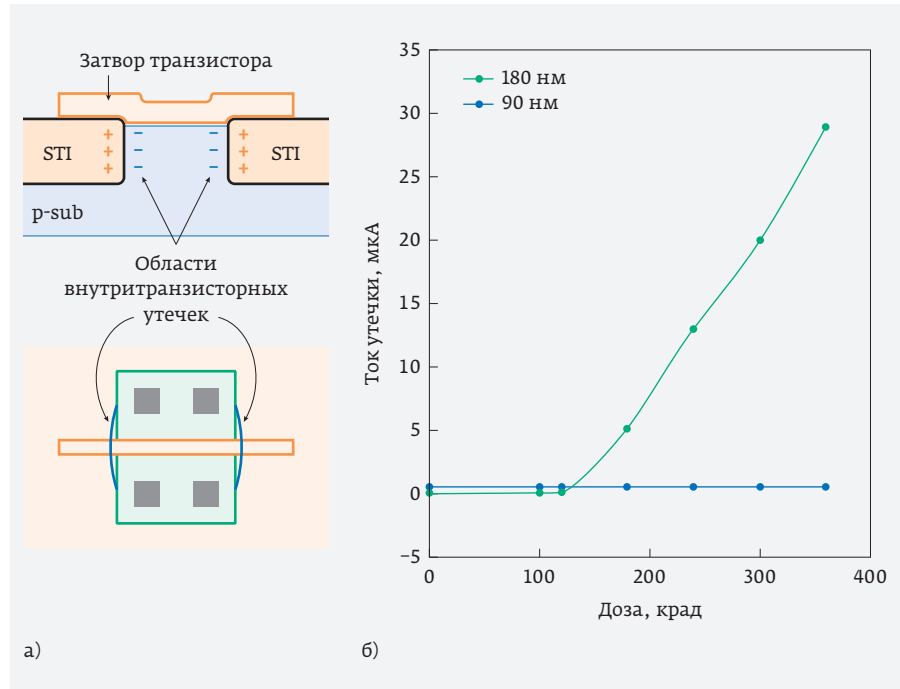


Рис. 1. Внутритранзисторные утечки: а – структура транзистора n-типа, б – зависимость величины утечки от уровня облучения для разных технологий

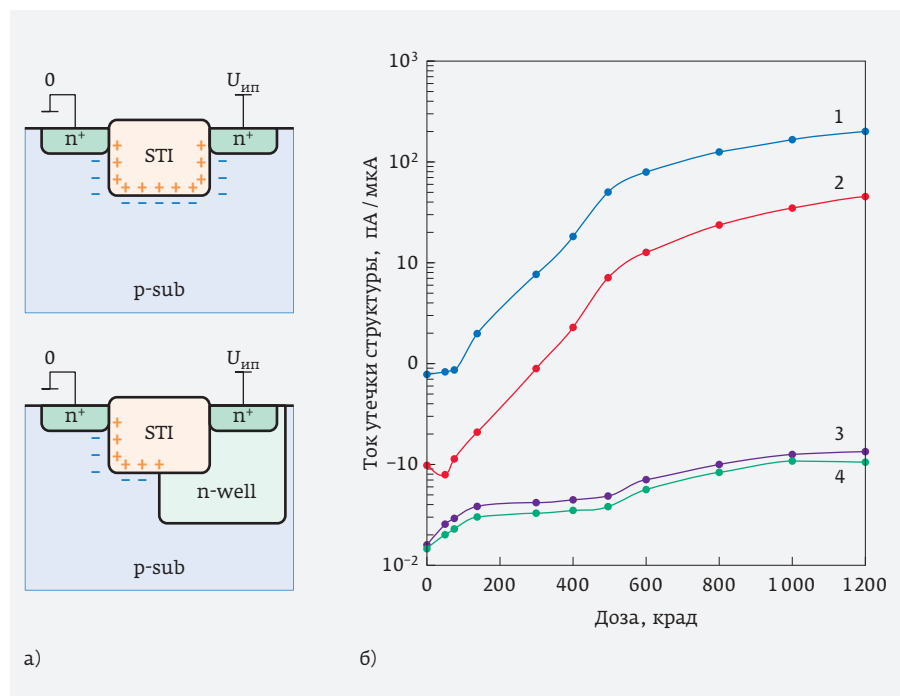


Рис. 2. Межтранзисторные утечки в структурах (а) n<sup>+</sup>-n<sup>+</sup> и n<sup>+</sup>-n-карман и зависимость величины утечек от уровня облучения (б) для разных уровней проектных норм: 1 – n<sup>+</sup>-n-карман 180 нм, 2 – n<sup>+</sup>-n<sup>+</sup> 180 нм, 3 – n<sup>+</sup>-n-карман 90 нм, 4 – n<sup>+</sup>-n<sup>+</sup> 90 нм

## ВЫБОР КОНСТРУКТИВНО-ТОПОЛОГИЧЕСКОГО БАЗИСА ЦИФРОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Исходя из описанных эффектов проведен анализ конструктивно-топологических исполнений (далее – конструктив) стандартных цифровых элементов наиболее распространенных коммерческих вариантов библиотек. На рис. 3 представлены варианты топологического исполнения инвертора с двукратной мощностью.

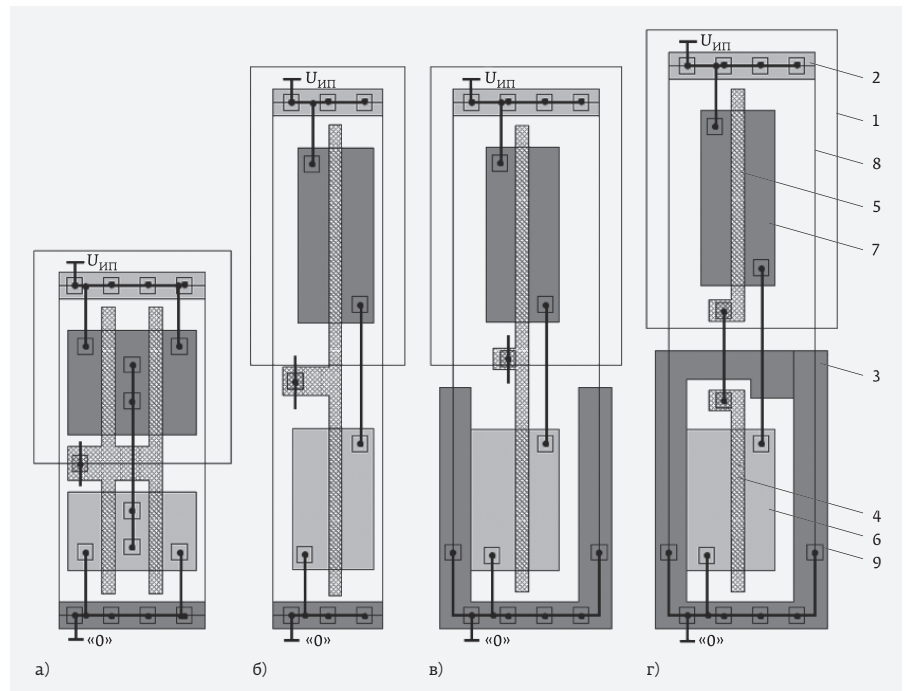
Особенности радиационного поведения таких инверторов при последовательном каскадировании различаются для каждого конструктива:

1. Конструктив коммерческой (COTS, commercial-of-the-shelf) библиотеки элементов с максимальной плотностью интеграции элементов. В таких элементах после облучения возникают все виды утечек, межприборные и внутритранзисторные. При последовательном каскадировании инверторов, как на рис. 3а, исключаются утечки между  $n^+$ -областями стоков и истоков соседних транзисторов, поскольку с обеих сторон они оказываются зафиксированными на потенциал земли.
2. Конструктив коммерческой библиотеки элементов с большей высотой элементов, что предоставляет программе трассировки межсоединений задействовать большее количество уровней трассировочной сетки. В данном конструктиве также будут возникать все виды утечек после облучения, в том числе и между соседними инверторами, как на рис. 3б. Причем, по сравнению с конструктивом (а) в данном варианте величина внутритранзисторной утечки ячейки в два раза меньше. Стойкость к тиристорному эффекту в данном варианте будет ниже, поскольку контакты к карману и подложке располагаются дальше от границы карман-подложка.
3. Разработанный радиационно-стойкий конструктив библиотеки элементов, в котором подавляются все межтранзисторные утечки, но остаются внутритранзисторные. При этом за счет неразрывной  $p^+$ -охраны обеспечивается максимальная стойкость к тиристорному эффекту, а высота ячеек увеличивается на один шаг сетки. В таком конструктиве разывается поликремний, и затворы соединяются в первом уровне металла.

тов, в котором подавляются утечки между  $n^+$ -областями внутри элементов и между соседними элементами. Утечки между стоками и истоками  $n$ -канальных транзисторов и  $n$ -карманом и внутритранзисторные утечки после облучения не подавляются. Уровень стойкости к тиристорному эффекту в таком конструктиве высокий за счет  $p^+$ -областей, подключенных к нулевой шине, вблизи границы карман-подложка.

4. Разработанный радиационно-стойкий конструктив библиотеки элементов, в котором подавляются все межтранзисторные утечки, но остаются внутритранзисторные. При этом за счет неразрывной  $p^+$ -охраны обеспечивается максимальная стойкость к тиристорному эффекту, а высота ячеек увеличивается на один шаг сетки. В таком конструктиве разывается поликремний, и затворы соединяются в первом уровне металла.

Таким образом, внутритранзисторная утечка после облучения остается во всех вариантах конструктивно-топологического исполнения. Данный



**Рис. 3.** Конструктивы элементов библиотек на примере инвертора: а, б – стандартные коммерческие, в, г – разработанные радиационно-стойкие. 1 – область  $n$ -кармана, 2 – область  $n^+$ -привязки к  $n$ -карману, 3 – область  $p^+$ -привязки к подложке, 4, 5 – поликремниевые затворы  $n$ - и  $p$ -канальных транзисторов, 6, 7 – области стоков / истоков транзисторов, 8 – граница элементов, 9 – контактные окна к 1 металлу

**Таблица 1.** Особенности разработанных библиотек площадочных элементов

Описание	mk180rtio	mk90rtio
Состав	Входные, выходные, двунаправленные, аналоговые, питание, земля, заполнители	
Мощность выходных каскадов	18/24 мА	8/12/18/24 мА
Питание ( $\pm 10\%$ )	Ядро – 1,8 В Периферия – 3,3 В	Ядро – 1,2 В Периферия – 1,8/2,5/3,3 В
Триггер Шмитта	Да	Да
Подтяжка к уровням	Да	Да
Совместимость с TTL	Да	Да (для всех значений питания)
Тип разварки	Wire Bond	Wire Bond / Flip-Chip
Ширина площадок, мкм	80/110	60
Высота площадок, мкм	245	145,96
Стойкость к ЭСР	Свыше 2 кВ	
Температурный диапазон	от –60 до 125 °С	

вид утечки в нанометровых проектных нормах не может быть устранен известными конструктивно-топологическими методами проектирования, например кольцевыми транзисторами или краевыми уширениями, поскольку изгибы поликремния на тонком окисле запрещены нормами проектирования.

Уменьшение утечки транзисторов достигается использованием технологических опций транзисторов с повышенным пороговым напряжением (High Voltage Threshold или Low Leakage). Для таких транзисторов предусмотрен дополнительный фотшаблон, отвечающий за дополнительное подлегирование в области канала транзистора. Ток утечки таких транзисторов на порядок меньше, а быстродействие хуже в среднем на 30%, чем у стандартных опций. По сравнению с быстродействующими транзисторами при 125 °С ток утечки меньше в 40 раз.

Нечувствительность к тиристорному эффекту (Immune Latch-Up) в библиотеках элементов достигается за счет использования р<sup>+</sup>-охраны (3 на рис. 3), подключенной к шине нулевого потенциала [6]. Исследования тестовых кристаллов и СБИС, разработанных по технологии 180 нм, показали высокую стойкость инвертора (г) к тиристорному эффекту и отсутствие катастрофических отказов при воздействии тяжелых ионов с ЛПЭ до 100 МэВ·см<sup>2</sup>/мг

и импульсном воздействии с максимальной мощностью дозы свыше  $9,2 \cdot 10^{12}$  ед/с. Аналогичные результаты получены по результатам исследования тестовых кристаллов по технологии 90 нм в конструктиве (в). Это объясняется более высоким уровнем концентрации примеси на данном технологическом уровне, а также меньшим питающим напряжением.

### РАДИАЦИОННО-СТОЙКИЕ БИБЛИОТЕКИ ПЛОЩАДОЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Площадочные элементы имеют низкую степень интеграции, поэтому их вклад в суммарный ток потребления несущественен. В таких элементах используются периферийные транзисторы с большей толщиной подзатворного окисла, работающие при большем питающем напряжении. Концентрации легирующей примеси в периферийных транзисторах также меньше. Это приводит к большей чувствительности периферийных транзисторов к стационарному ИИ, в результате чего может возникать параметрический отказ по статическому току потребления по входу-выходу.

В площадочных элементах необходимо также обеспечить высокие показатели по стойкости к катастрофическим отказам из-за возникновения тиристорного эффекта.

Для отечественных КМОП-технологий объемного кремния 180 и 90 нм разработаны и аттестованы библиотеки площадочных элементов. В табл. 1 приведены особенности разработанных библиотек.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Параметры радиационной стойкости СБИС СнК, разрабатываемых по глубоко-субмикронным и нанометровым проектным нормам, существенно зависят от методов проектирования, применяемых на уровне библиотек элементов. В результате проведенных радиационных исследований тестовых кристаллов, разработанных по технологиям 180 и 90 нм, получены следующие результаты.

1. Показано, что в технологии уровня 180 нм внутритранзисторная утечка после облучения до 400 крад достигает величины, сравнимой с удельным рабочим током транзистора. При этом в технологии уровня 90 нм данный вид утечки фактически не проявляется даже после облучения до 1 Мрад.
2. Межтранзисторные утечки паразитных структур  $p^+n$ -карман и  $p^+p^+$  в технологиях 180 и 90 нм отличаются друг от друга в несколько раз, при этом при переходе на 90 нм абсолютные значения утечек уменьшаются более чем на два порядка. Однако даже с учетом этого суммарный ток утечки СБИС СнК, содержащей сотни миллионов транзисторов, будет составлять несколько десятков миллиампер при нормальной температуре.
3. По результатам анализа доминирующих эффектов в данных технологиях разработаны радиационно-стойкие библиотеки цифровых и площадочных элементов. Библиотеки аттестованы на тестовых кристаллах и в составе СБИС, уровни стойкости которых к внешним воздействующим факторам соответствуют требованиям, предъявляемым к бортовой ЭКБ авиакосмического назначения. Разработанные конструктивно-топологические решения защищены патентами на изобретения [9] и [10].

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор подтверждает, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Радиационная стойкость изделий ЭКБ: Научное издание / Под ред. А. И. Чумакова. – М.: НИЯУ МИФИ, 2015.
2. **Селецкий А. В., Шелепин Н. А.** Оценка конструктивно-технологических возможностей повышения радиационной стойкости глубоко-субмикронных СБИС // Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем – 2012. Сб. трудов / Под общ. ред. А. Л. Слемпковского. – М.: ИППМ РАН, 2012. С. 588–593.
3. **Герасимов Ю. М., Глушков А. В., Григорьев Н. Г., Петричкович Я. Я., Солохина Т. В.** Особенности проектирования радиационно-стойких библиотек элементов, СФ-блоков и нано-СБИС СнК // Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем – 2008. Сб. трудов / Под общ. ред. А. Л. Слемпковского. – М.: ИППМ РАН, 2008. С. 272–275.
4. **Никифоров А. Ю., Телец В. А., Бойченко Д. В.** Требования радиационной стойкости – экзотика для гурманов или гарантия наличия и технического уровня результата разработки для всех категорий потребителей ЭКБ? // Сб. трудов 3-я Международная научная конференция «Электронная компонентная база и электронные модули». – М.: ТЕХНОСФЕРА, 2017. С. 32–36.
5. **Barnaby H. J.** Total-Ionizing-Dose Effects in Modern CMOS Technologies // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. Vol. 53. PP. 3103–3121.
6. **Lacoe R. C.** Improving Integrated Circuit Performance Through the Application of Hardness-by-Design Methodology // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. Vol. 55. PP. 1903–1925.
7. **McLain M., Barnaby H. J., Holbert K. E. and al.** Enhanced TID Susceptibility in Sub-100 nm Bulk CMOS I/O Transistors and Circuit // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2007. Vol. 54. PP. 2210–2217.
8. **Schwank J. R., Ferlet-Cavrois V., Shaneyfelt M. R. and al.** Radiation Effects in SOI Technologies // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2003. Vol. 50. PP. 522–538.
9. **Герасимов Ю. М., Григорьев Н. Г., Кобыляцкий А. В., Петричкович Я. Я.** Радиационно-стойкая библиотека элементов на комплементарных металл-окисел-полупроводник транзисторах // Патент на изобретение № 2013157074/28 от 24.12.2013, АО НПЦ «ЭЛВИС».
10. **Герасимов Ю. М., Григорьев Н. Г., Кобыляцкий А. В., Петричкович Я. Я.** Радиационно-стойкая библиотека элементов на комплементарных металл-окисел-полупроводник транзисторах // Патент на изобретение № 2018107995/28(012417) от 06.03.2018, АО НПЦ «ЭЛВИС».

# МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПОТЕРЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ С ПЛЕНКАМИ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ

► В. И. Анисимкин<sup>1</sup>, Н. В. Воронова<sup>2</sup>, В. А. Осипенко<sup>3</sup>, Н. В. Воронова<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН

<sup>2</sup> АО «НИИМЭ»

<sup>3</sup> ОАО «НИИ Элпа»

Разработана методика измерения потерь распространения поверхностных акустических волн в структурах с пленками переменной толщины. Проведена апробация этой методики на структурах со слоями ZnO ступенчатого профиля и подложками монокристаллического кремния, когда слой полностью удален в зазоре между входным и выходным преобразователями. Исследованы два варианта прохождения таких ступенек: в первом – прохождение ступеньки не сопровождается изменением типа акустической волны, во втором – волна меняется с Sezawa на Рэлея и обратно. Измерения показали, что акустические потери в обоих случаях сопоставимы друг с другом и примерно равны потерям, которые испытывают те же волны при распространении в структурах с пленками постоянной толщины на всем пути между преобразователями.

## THE METHOD FOR MEASURING SURFACE ACOUSTIC WAVE LOSS IN LAYERED STRUCTURES WITH VARIABLE FILM PROFILE

V. I. Anisimkin<sup>1</sup>, N. V. Voronova<sup>2</sup>, V. A. Osipenko<sup>3</sup>, N. V. Voronova<sup>3</sup>

<sup>1</sup>V.A.Kotel'nikov IRE RAS, <sup>2</sup>MERI SC, <sup>3</sup>"Elpa" Corporation

Experimental method for measuring surface acoustic wave loss in layered structures with variable film profile is developed. The method is approved using the step-like ZnO films deposited on silicon substrate, when the films are totally removed from the gap between input and output transducers. Two variants of the propagation through the steps are examined: in the first one the wave transmits the steps without type transformation; in the second – the Sezawa-type wave transforms to the Rayleigh-type counterpart and back at the steps. The losses of the waves in both cases are measured to be comparable with each other and with those for the same waves propagating in common structures when films have permanent thickness along the propagation path.

## ВВЕДЕНИЕ

При разработке ряда акустоэлектронных устройств необходимо учитывать реальное поглощение поверхностных акустических волн (ПАВ) в структурах с поликристаллическими и текстурированными пленками. Поглощение ПАВ  $\alpha_{cc}$  в таких струк-

турах, где пленки имеют постоянную толщину на всем пути распространения, определяется в основном поглощением волны в пленке  $\alpha_{пл}$  и оценивается из приближенного выражения [1]

$$\alpha_{cc} = \Gamma \cdot \alpha_{пл} + (1 - \Gamma) \cdot \alpha_{плд}, \quad (1)$$

где  $r$  и  $(1-r)$  – относительные доли энергии ПАВ в пленке и подложке, рассчитываемые с использованием констант материалов [1], а  $\alpha_{\text{пдл}}$  – коэффициент поглощения ПАВ в подложке, известный для многих материалов [2].

Вместе с тем в ряде приложений пленки слоистых структур могут иметь переменную толщину и даже отсутствовать на отдельных участках, то есть иметь ступенчатый профиль. К таким приложениям относятся, например, конструкции устройств, в которых пленка удаляется частично, или конструкции, в которых пленки в области электромеханических преобразователей выбираются из соображения улучшения эффективности возбуждения ПАВ, а между преобразователями – снижения поглощение волны пленкой. В таких приложениях необходимо проводить прямое измерение акустических потерь с учетом реального профиля пленки.

Цель настоящей работы – разработать соответствующую экспериментальную методику и провести ее апробацию.

### МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Конструкции измерительных элементов представлены на рис. 1. Первый из них (рис. 1а, б) состоит из звукопроводящей подложки, тестируемой пленки переменной толщины и пяти равноудаленных преобразователей (ВШП), расположенных в линию вдоль направления распространения ПАВ. Второй измерительный элемент (рис. 1в) представляет собой структуру с пленкой того же материала, толщина которой постоянна в направлении распространения волны, и третий (рис. 1г) – элемент с пленкой только в области нахождения ВШП.

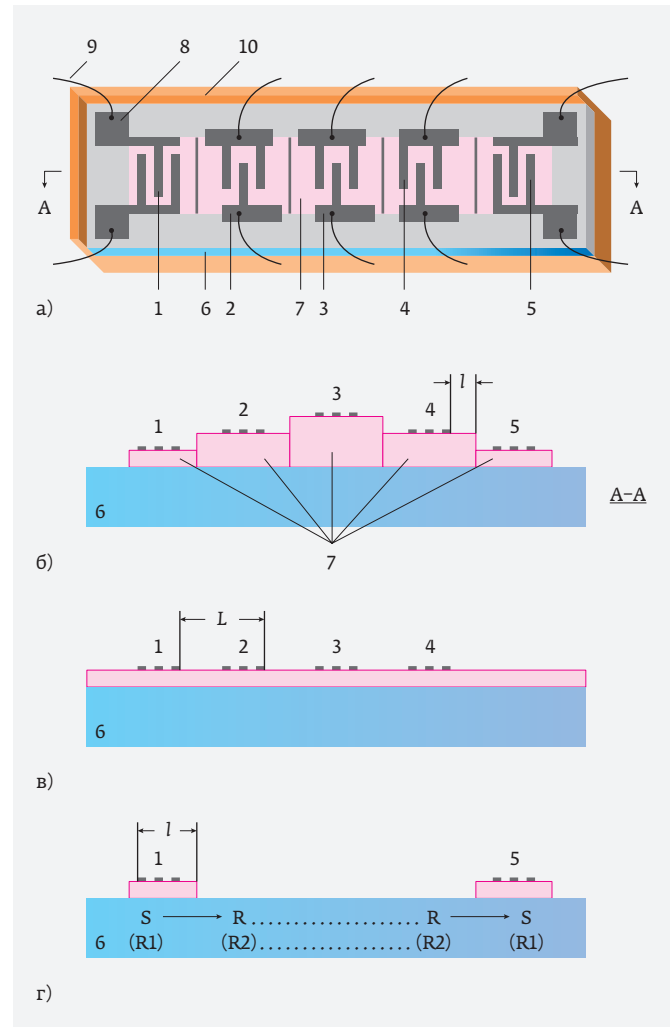
На первом этапе используется конструкция 1в и определяется поглощение ПАВ в материале пленки. Для этого измеряются вносимые потери  $ВП_{ij}$  всех возможных пар преобразователей № 1-4, составляется система 5-ти линейных уравнений с 5-ю неизвестными потерями в преобразователях  $П_1, П_2, П_3, П_4$  и потерями на распространение волны ПР на пути  $L$  и производится решение системы:

$$\begin{aligned} ВП_{12} &= П_1 + П_2 + ПР \\ ВП_{13} &= П_1 + П_3 + 2ПР \\ ВП_{14} &= П_1 + П_4 + 3ПР \\ ВП_{24} &= П_2 + П_4 + 2ПР \\ ВП_{34} &= П_3 + П_4 + ПР. \end{aligned} \quad (2)$$

После определения ПР, равного  $L \cdot \alpha_{\text{сц}}$ , и расчета величин  $r$  и  $(1-r)$ , находится поглощение ПАВ в пленочном материале из выражения (1):

$$\alpha_{\text{пл}} = (1/r) [ПР/L - \alpha_{\text{пдл}}(1-r)]. \quad (3)$$

На втором этапе используется конструкция 1а, б с пленкой переменной толщины, в которой измеряются вносимые потери  $ВП_{ij}$  уже пяти пар преобразователей  $i-j$  (1-5). Составляется и решается система



**Рис. 1.** Конструкции измерительных элементов. 1, 2, 3, 4, 5 – встречно-штыревые преобразователи (ВШП) для возбуждения и приема поверхностных акустических волн (ПАВ); 6 – подложка – звукопровод (Si); 7 – исследуемая пленка (ZnO); 8 – контактные площадки; 9 – золотые проводники; 10 – пластиковый бортик.  $L$  – расстояние между соседними ВШП,  $l$  – расстояние от ВШП до ступеньки. а, б – общий вид и его поперечное сечение, в – конфигурации элемента для измерения коэффициента поглощения ПАВ в материале пленки постоянной толщины, г – конфигурация элемента для измерения потерь ПАВ на ступеньке пленка-подложка. S – волна Сезава, R – волна Рэлея

9-ти линейных уравнений с 9-ю неизвестными – пятью потерями в пяти преобразователях  $\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Pi_4, \Pi_5$  и четырьмя потерями на распространение между ними  $\Pi R_{12}, \Pi R_{23}, \Pi R_{34}, \Pi R_{45}$ :

$$\begin{aligned} \text{ВП}_{12} &= \Pi_1 + \Pi_2 + \Pi R_{12} \\ \text{ВП}_{13} &= \Pi_1 + \Pi_3 + \Pi R_{12} + \Pi R_{23} \\ \text{ВП}_{14} &= \Pi_1 + \Pi_4 + \Pi R_{12} + \Pi R_{23} + \Pi R_{34} \\ \text{ВП}_{15} &= \Pi_1 + \Pi_5 + \Pi R_{12} + \Pi R_{23} + \Pi R_{34} + \Pi R_{45} \\ \text{ВП}_{24} &= \Pi_2 + \Pi_4 + \Pi R_{23} + \Pi R_{34} \\ \text{ВП}_{34} &= \Pi_3 + \Pi_4 + \Pi R_{34} \\ \text{ВП}_{25} &= \Pi_2 + \Pi_5 + \Pi R_{23} + \Pi R_{34} + \Pi R_{45} \\ \text{ВП}_{35} &= \Pi_3 + \Pi_5 + \Pi R_{34} + \Pi R_{45} \\ \text{ВП}_{45} &= \Pi_4 + \Pi_5 + \Pi R_{45} \end{aligned} \quad (4)$$

При этом величины  $\Pi R_{ij}$  ( $i, j=1-5$ ), входящие в (4), включают в себя две составляющие – потери распространения ПАВ от ВШП до ступеньки и потери ПАВ на прохождение этой ступеньки  $\Pi_{\text{ст}}$ . Первая из этих компонент находится снова из выражения (1) с учетом коэффициента  $\alpha_{\text{пл}}$ , найденного на первом этапе, коэффициента  $\alpha_{\text{плд}}$ , табулированного в [2], расстояния  $l$  от ВШП до ступеньки и величин  $\tau$  и  $(1-\tau)$  для толщин пленок на соответствующих участках, а вторая – определяется как разница между  $\Pi R_{ij}$  и первой компонентой.

Апробация методики проводилась на структуре рис. 1г с пленкой только в области ВШП и двумя ступеньками. Использовались подложки монокристаллического кремния двух ориентаций – (111), <110> и (001), <110>, пластины пьезоэлектрического кварца и текстурированные пленки ZnO с осью  $C_6$  перпендикулярно поверхности пленки. Исследовались два варианта прохождения ступеньки. В первом из них входным преобразователем возбуждалась волна Рэлея, которая, пройдя первую ступеньку, распространялась по кремнию в виде видоизмененной волны того же типа, поступала на вторую ступеньку и регистрировалась выходным преобразователем в виде первоначальной рэлеевской волны. Этот вариант мы обозначили как  $R1 \rightarrow R2 \rightarrow R1$ .

Во втором варианте входным преобразователем возбуждалась волна Сезава, которая после прохождения первой ступеньки трансформировалась в волну Рэлея на свободной поверхности кремния (т.к. волна Сезава на такой поверхности существовать не может). Рэлеевская волна достигала второй ступеньки, где она снова трансформировалась в волну Сезава и, наконец, регистрировалась выходным преобразователем. Этот вариант мы обозначили как  $S \rightarrow R \rightarrow S$ .

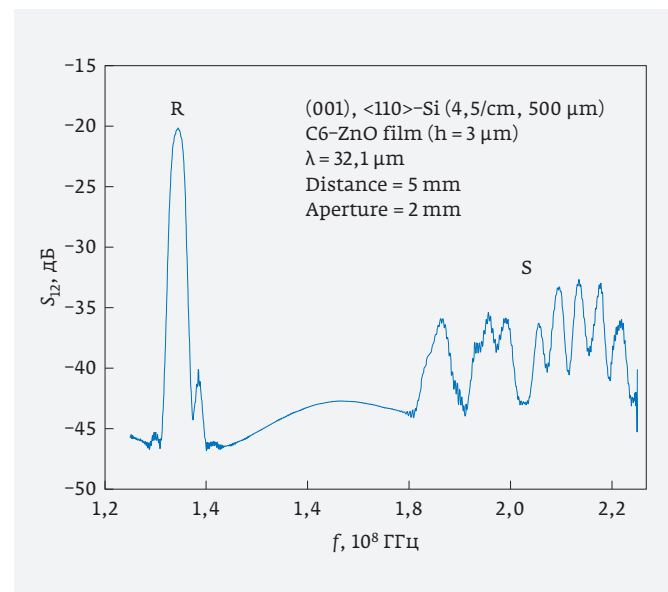
Для возбуждения нужного типа ПАВ производился выбор толщины пленки  $h$ , периода ВШП  $\lambda$  и рабочей частоты  $f$ . Скорости волн измерялись по центральной частоте  $f$  и периоду преобразователя  $\lambda: V^{\text{э}} = f \cdot \lambda$ . Потери распространения  $\Pi R$  измерялись в структуре со сплошной пленкой ZnO (рис. 1в). Потери прохождения ступеньки  $\Pi_{\text{ст}}$  определялись в той же структуре с пленкой ZnO, вытравленной в зазоре между преобразователями (рис. 1, г).

Расчет скорости  $V^T$ , коэффициента электромеханической связи  $K^2(h/\lambda)$  и упругих смещений волны  $U_1, U_2, U_3$  выполнялся численно с использованием хорошо апробированной программы [3] и материальных констант [4]. Детали расчетов описаны в [5, 6].

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные результаты представлены на рис. 2-4 и в табл. 1.

Рис. 2 демонстрирует типичную амплитудно-частотную характеристику  $S_{12}$  линии задержки на основе структуры ZnO/кремний. Первый сигнал на этой характеристике соответствует волне Рэлея (R), которая благодаря более низкой скорости распространения генерируется на более низкой частоте. Остальные сигналы – это моды волн Сезава (S) раз-



**Рис. 2.** Типичный вид амплитудно-частотной характеристики линии задержки, выполненной на структуре: пленка ZnO / подложка (001), <110>-кремния.  $h(\text{ZnO}) = 3$  мкм,  $\lambda = 32,1$  мкм, расстояние между преобразователями  $L = 5$  мм. R – волна Рэлея, S – моды волн Сезава разных порядков



ных порядков, которые имеют более высокие скорости и возбуждаются на более высоких частотах. Часть волн Сезава имеет «утекающий» характер, то есть они излучают часть энергии с поверхности пространства вглубь структуры.

Как видно из табл. 1, акустические потери на двух ступеньках  $\Pi_{CT}$  в отсутствии трансформации волн ( $R1 \rightarrow R2 \rightarrow R1$ ) и с их трансформацией ( $S \rightarrow R \rightarrow S$ ) в большинстве случаев сопоставимы друг с другом и примерно равны потерям ПР при распространении тех же волн вдоль пленок постоянной толщины (в скобках). При этом корреляции величин  $\Pi_{CT}$  и ПР с толщиной пленки  $h/\lambda$  не прослеживается.

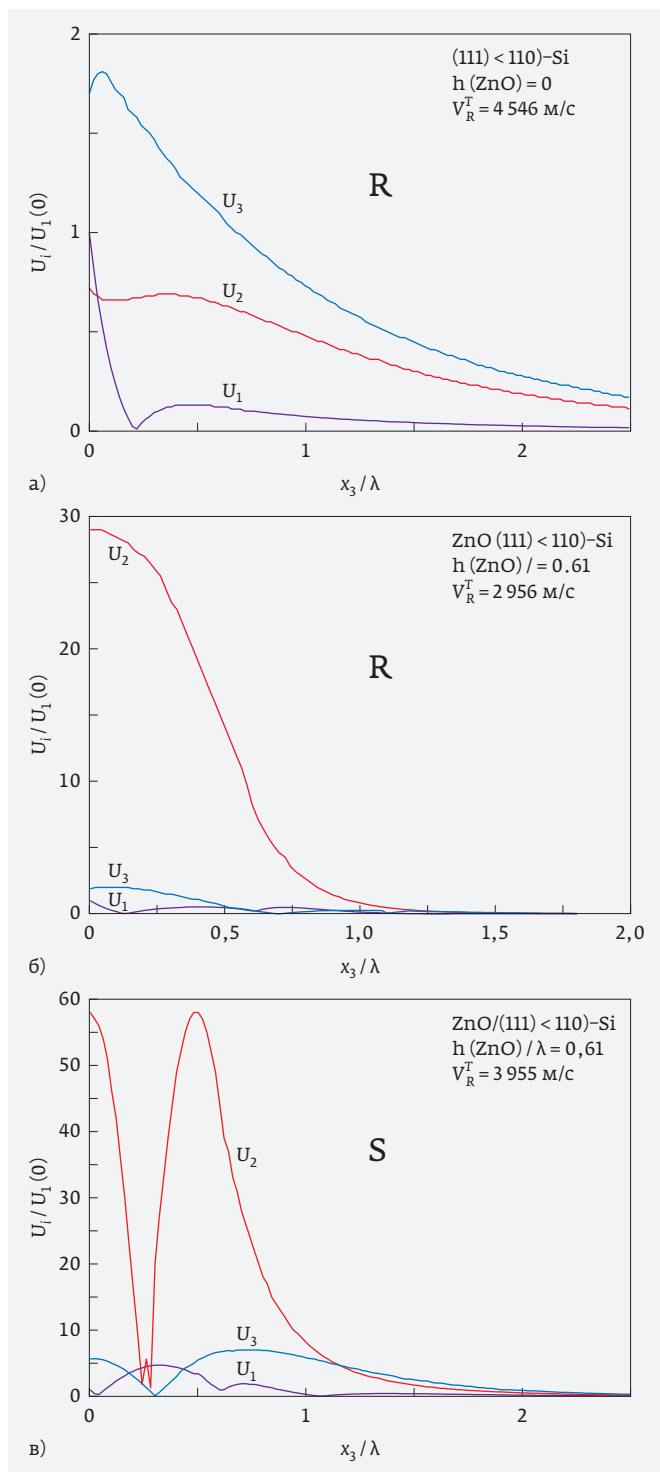
Для значения ПР это, по нашему мнению, связано с влиянием неизвестной нам величины «утечки» волн Сезава, которая может иметь существенное значение, особенно при малых толщинах пленки, когда величина «утечки» велика и эти волны, строго говоря, нельзя считать поверхностными. Действи-

тельно, значения ПР при  $h/\lambda = 0,0614$  и  $0,0935$ , когда волны Сезава являются «утекающими», намного больше, чем при  $h/\lambda = 0,168$ , когда те же волны являются чисто поверхностными (таблица, вариант  $S \rightarrow R \rightarrow S$ ).

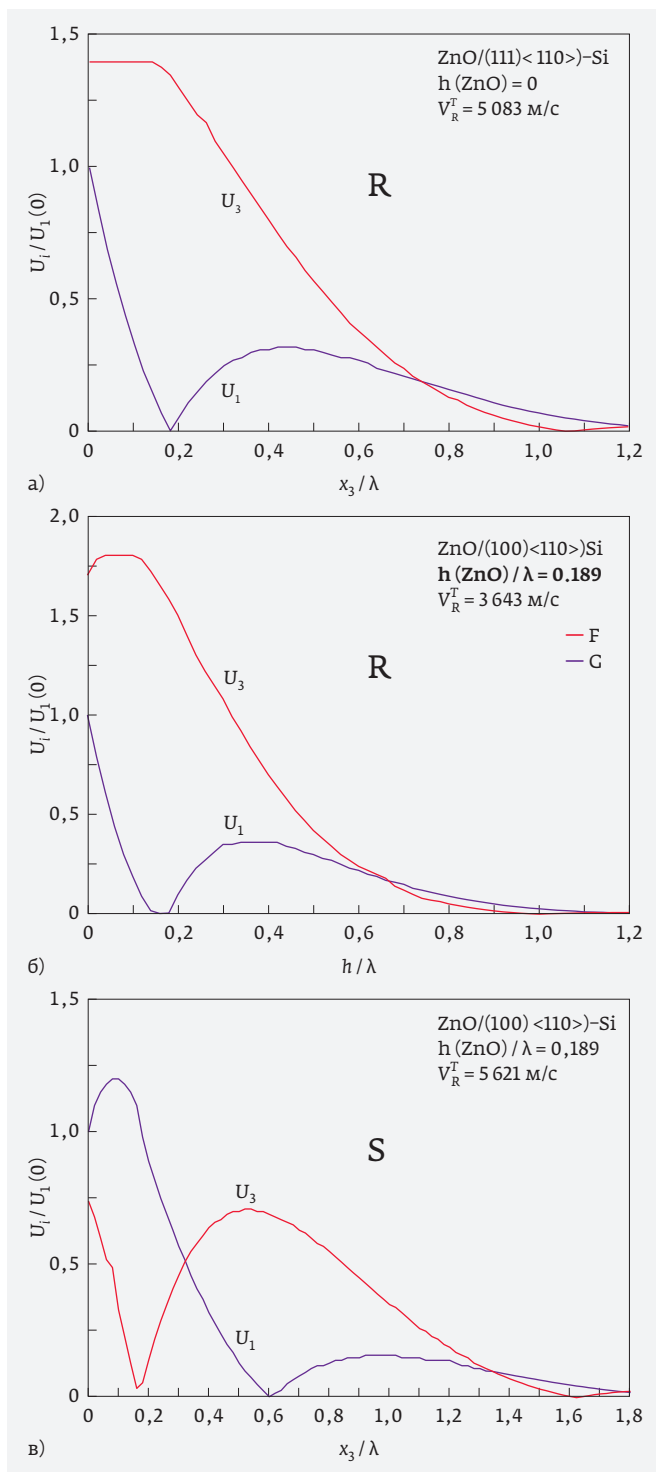
С другой стороны, отсутствие корреляции величины  $\Pi_{CT}$  с толщиной пленки  $h/\lambda$ , по нашему мнению, связано с пока неизвестной зависимостью эффективности рассеяния волн на ступеньке от разницы в двух независимых друг от друга параметров – скорости и поляризации волн до и после ступеньки. Рис. 3 и 4 в качестве примера демонстрируют это отличие для двух типов волн и двух толщин пленок, соответствующих табл. 1. Так, при  $h/\lambda = 0,189$  в отсутствии трансформации на ступеньке (вариант  $R1 \rightarrow R2 \rightarrow R1$ ) скорость волны Рэлея до ступеньки составляет 3643 м/с (рис. 4б), а после ступеньки – 5083 м/с (рис. 4а); доминирующее смещение обоих волн до (рис. 4б) и после (рис. 4а)

**Таблица 1.** Потери  $\Pi_{CT}$  прохождения волн Рэлея (R) и Сезава (S) двух ступенек ZnO (рис. 1г) и потери распространения ПР тех же волн в структуре со сплошной пленкой (рис. 1в) (в скобках)

Номер образца	$h/\lambda$	$\Pi_{CT} (R1 \pm R2 \pm R1)$ , дБ ПР, дБ	$\Pi_{CT} (S \pm R \pm S)$ , дБ ПР, дБ
1	<b>0,0614</b> (111), <110>	<b>3 ± 1 (2 ± 1)</b> $V_R^{\text{э}} = 4221$ м/с ( $V_R^T = 4131$ м/с, $K_R^2 = 0,2\%$ )	<b>10 ± 3 (7 ± 2)</b> $V_S^{\text{э}} = 7090$ м/с (волна «утечки»)
2	<b>0,0935</b> (111), <110>	<b>8 ± 2 (5 ± 2)</b> $V_R^{\text{э}} = 3980$ м/с ( $V_R^T = 3938$ м/с, $K_R^2 = 0,25\%$ )	<b>7 ± 3 (5 ± 2)</b> $V_S^{\text{э}} = 6324$ м/с (волна «утечки»)
3	<b>0,168</b> (111), <110>	<b>5 ± 2 (4 ± 2)</b> $V_R^{\text{э}} = 3724$ м/с ( $V_R^T = 3572$ м/с, $K_R^2 = 0,18\%$ )	<b>3 ± 1 (3 ± 1)</b> $V_S^{\text{э}} = 5714$ м/с ( $V_R^T = 5845$ м/с, $K_S^2 = 0,02\%$ )
4	<b>0,189</b> (100), <110>	<b>8 ± 2 (5 ± 2)</b> $V_R^{\text{э}} = 3980$ м/с ( $V_R^T = 3643$ м/с, $K_R^2 = 0,36\%$ )	<b>11 ± 3 (12 ± 2)</b> $V_S^{\text{э}} = 6020$ м/с ( $V_R^T = 5620$ м/с, $K_S^2 = 2,21\%$ )
5	<b>0,238</b> (100), <110>	ПАВ не проходит ( <b>3 ± 1</b> ) $V_R^{\text{э}} = 3770$ м/с ( $V_R^T = 3339$ м/с, $K_R^2 = 0,12\%$ )	<b>8 ± 3 (10 ± 3)</b> $V_S^{\text{э}} = 4900$ м/с ( $V_R^T = 4667$ м/с, $K_S^2 = 0,1\%$ )
6	<b>0,5</b> (111), <110>	<b>9 ± 3 (8,5 ± 2)</b> $V_R^{\text{э}} = 2780$ м/с ( $V_R^T = 2910,5$ м/с, $K^2 = 0,45\%$ )	<b>8,5 ± 3 (9 ± 2)</b> $V_S^{\text{э}} = 4364$ м/с ( $V_R^T = 4306$ м/с, $K^2 = 0,16\%$ )
7	<b>0,61</b> (111), <110>	ПАВ не проходит ( <b>7 ± 2</b> ) $V_R^{\text{э}} = 2740$ м/с ( $V_R^T = 2823$ м/с, $K_R^2 = 0,57\%$ )	<b>13 ± 4 (10 ± 3)</b> $V_S^{\text{э}} = 4080$ м/с ( $V_R^T = 3955$ м/с, $K_S^2 = 0,03\%$ )



**Рис. 3.** Профили смещений ПАВ в кремнии без пленки (а) и с пленкой ZnO (б, в). R – волна Рэлея. S – волна Сезава. Толщина пленки  $h(\text{ZnO})/\lambda = 0,61$ .  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $U_3$  – продольное, сдвигово-горизонтальное и сдвигово-вертикальное смещения соответственно. Ось  $X_3$  указывает направление вглубь структуры от поверхности пленки



**Рис. 4.** Профили смещений ПАВ в кремнии без пленки (а) и с пленкой ZnO (б, в). R – волна Рэлея. S – волна Сезава. Толщина пленки  $h(\text{ZnO})/\lambda = 0,189$ .  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $U_3$  – продольное, сдвигово-горизонтальное и сдвигово-вертикальное смещения соответственно. Ось  $X_3$  указывает направление вглубь структуры от поверхности пленки

ступеньки одинаково и равно  $U_3$ . В результате, величина потерь волны Рэлея на двух ступеньках составляет  $\Pi_{\text{ст}}=8$  дБ (см. табл. 1). В той же структуре, но при трансформации ПАВ на ступеньке (вариант  $S \rightarrow R \rightarrow S$ ) скорость волны Сезава до ступеньки равна 5621 м/с (рис. 4в), а после ступеньки, когда она трансформируется в рэлеевскую, – 5083 м/с (рис. 4а); доминирующие смещения волн до (Сезава) и после (Рэлея) ступеньки различны и равны соответственно  $U_1$  (рис. 4в) и  $U_3$  (рис. 4а). Поэтому в этом случае величина потерь волны Сезава на двух ступеньках больше, чем в первом случае, и составляет  $\Pi_{\text{ст}}=11$  дБ (см. табл. 1).

### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

### БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 18-07-00074-а.

Были также проведены предварительные измерения акустооптических свойств аналогичных структур на тонких слоях оксида кремния [7] и ниобата лития.

Результаты принципиально не отличаются от описанных.

### ЛИТЕРАТУРА

1. **Анисимкин В. И., Котелянский И. М., Мавленков П. Н.** Методика расчета коэффициента поглощения ПАВ в слоистых структурах // Акустический Журнал. 1988. Т. 34. № 2. С. 338–339.
2. Акустические кристаллы: справочник / Под ред. М. П. Шаскольской. – М.: Наука, 1982. 632 С.
3. **Adler E. L., Slaboszewics J. K., Farnell G. W., Jen C. K.** PC Software for SAW Propagation in Anisotropic Multi-Layers // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectric and Frequency Control. 1990. V. 37. № 4. P. 215–220.
4. **Slobodnik Jr. A. J., Conway E. D., Delmonico R. T.** Microwave Acoustic Handbook, AFCRL-TR-73-0597, 1973.
5. **Anisimkin V. I., Voronova N. V.** Acoustic Properties of the Film /Plate Layered Structure // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectric and Frequency Control. 2011. V. 58. № 3. P. 578–584.
6. **Verona E., Anisimkin V. I., Osipenko V. A., Voronova N. V.** Quasi Longitudinal Lamb Acoustic Modes Along ZnO/Si/ZnO structures // Ultrasonics. 2017. V. 76. № 4. P. 227–233.
7. **Красников Г. Я., Зайцев Н. А.** Система кремний – диоксид кремния субмикронных СБИС. – М.: ТЕХНОСФЕРА, 2003. 384 с.

# СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КМОП И СМЛ ЦИФРОВЫХ СХЕМ НА ОСНОВЕ КНИ КМОП 0,18-МКМ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ РАБОЧИХ ЧАСТОТ ДО 2 ГГц

► А. К. Костандов

АО «Дизайн Центр «СОЮЗ»

В статье представлены результаты проведенного сравнения идентичных КМОП и СМЛ (Current Mode Logic) цифровых схем. Для проведения сравнительного анализа были спроектированы 10-разрядные делители частоты на основе данных типов логик. Сравнились следующие характеристики схем: занимаемая площадь, ток потребления на различных частотах входного сигнала, максимальная рабочая частота, максимальная амплитуда помехи, генерируемая в результате переключения и передаваемая по шинам питания.

## COMPARISON OF CHARACTERISTICS OF CMOS AND CML DIGITAL CIRCUITS BASED ON SOI CMOS 0.18 MICRON TECHNOLOGY FOR OPERATING FREQUENCIES UP TO 2 GHz

A. K. Kostandov

JSC "Design Center" "SOYUZ"

This paper presents the results of the comparison of identical CMOS and CML (Current Mode Logic) digital circuits. For comparative analysis, 10-bit frequency dividers were designed based on these types of logic. The following circuit characteristics were compared: occupied area, current consumption at various input signal frequencies, maximum operating frequency, maximum interference amplitude generated as a result of switching and transmitted over the power buses.

С ростом сложности смешанных аналого-цифровых схем и уменьшением размеров элементов в современных технологиях изготовления СБИС резко увеличивается влияние цифровых блоков на аналоговые компоненты за счет паразитных связей через подложку [1-2]. Для обеспечения требуемых технических характеристик на этапе разработки появляется необходимость минимизации данного влияния. Как правило, для прецизионных аналоговых схем одни лишь технологические и топологические методы не могут обеспечить достаточно низкого уровня помех, связанных с работой цифровых блоков [3].

Двумя эффективными подходами к уменьшению генерации помех в цифровых цепях на этапе схемотехнического проектирования являются снижение перепада логических уровней и минимизация

переходных токов во время переключения. В схемах СМЛ объединены оба подхода, что делает их наиболее предпочтительными для применения в высокоточных аналого-цифровых микросхемах [4-8].

В качестве объектов эксперимента были выбраны 10-разрядные делители частоты на основе КМОП- и СМЛ-логики (рис. 1), спроектированные для технологии КНИ КМОП 0,18 мкм. Размеры транзисторов в логических элементах выбирались таким образом, чтобы схемы имели идентичную нагрузочную способность. Для получения большего количества переключений перед массивом триггеров было установлено по 10 инверторов, выполненных также на основе КМОП- и СМЛ-логики соответственно.

Топологии 10-разрядных делителей частоты представлены на рис. 2. Видно, что площадь топологии делителя на СМЛ-логике составляет 17658 мкм<sup>2</sup>, что

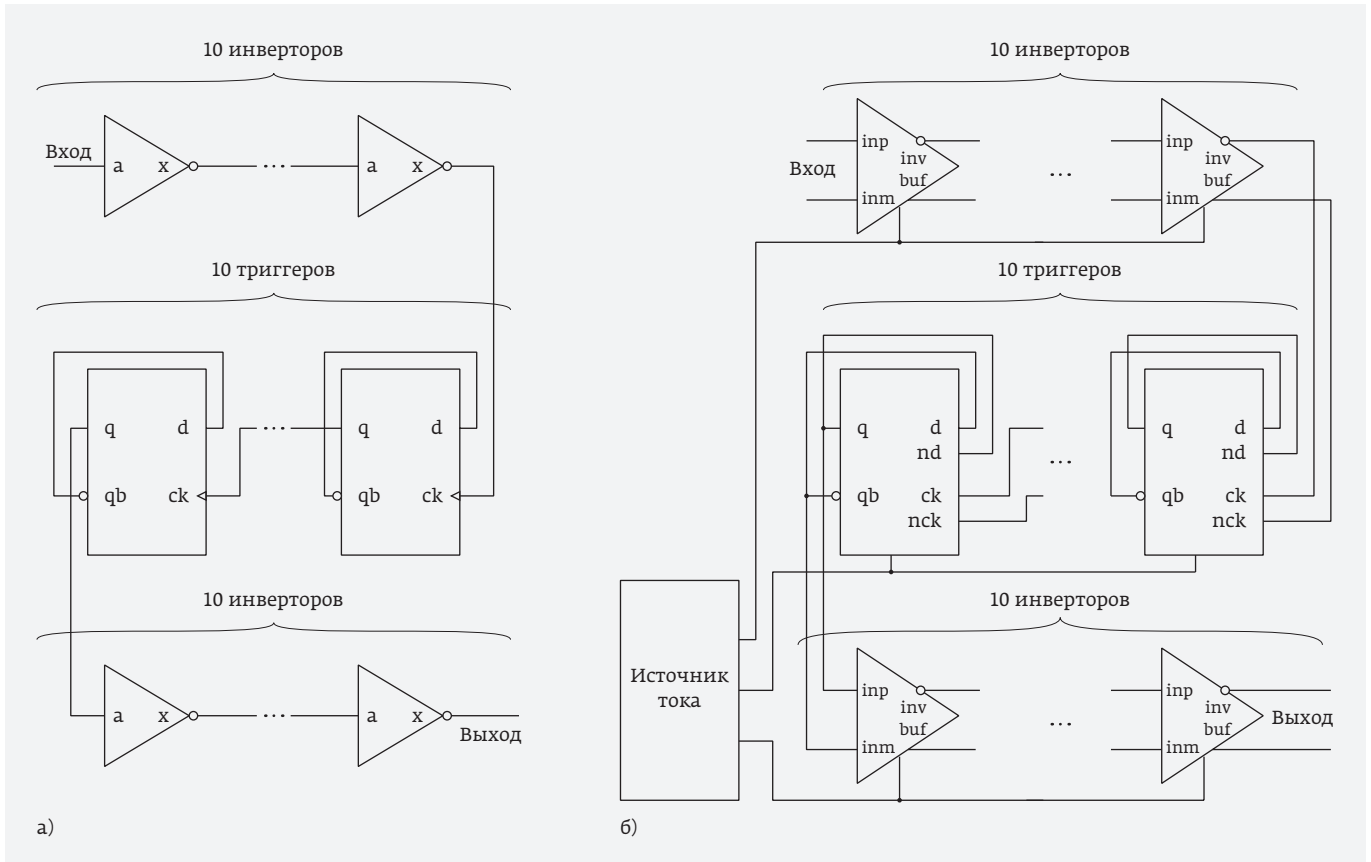


Рис. 1. Структурные схемы 10-разрядных делителей частоты на основе: а – КМОП-логики; б – СМЛ-логики

превышает площадь аналогичной схемы на КМОП-логике в 4,5 раз (3932 мкм<sup>2</sup>).

Так как МОП-транзисторы р-типа считаются более устойчивыми к радиационным воздействиям [9], СМЛ-ячейки были спроектированы на базе дифференциальной пары р-типа проводимости по аналогии с известными в литературе [10] схемами на базе дифференциальных пар n-типа. Электрические схемы инвертора и защелки на базе СМЛ представлены на рис. 3.

Размеры транзисторов СМЛ-инвертора и СМЛ-защелки представлены в табл. 1 и 2 соответственно.

Инвертор и триггер на основе КМОП были выполнены в соответствии с типовыми электрическими схемами [11]. Использовались транзисторы со следующими размерами:  $w=1,92$  мкм,  $l=0,18$  мкм для р-канальных транзисторов и  $w=0,96$  мкм,  $l=0,18$  мкм для

n-канальных транзисторов. На выходе инвертора для обеспечения идентичной нагрузочной способности использовались по два пальца каждого из транзисторов, а на выходе триггера – по четыре пальца.

Для делителя частоты на основе СМЛ-логики входной ток смещения выбирался таким образом, чтобы обеспечить перепад логических уровней 400 мВ. Результаты численного моделирования цифровых блоков на различных частотах, без учета и с учетом

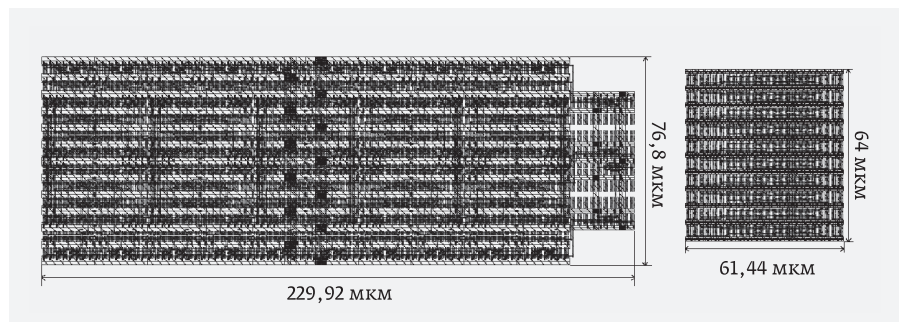


Рис. 2. Топологии 10-разрядных делителей частоты на базе: а – КМОП-логики; б – СМЛ-логики

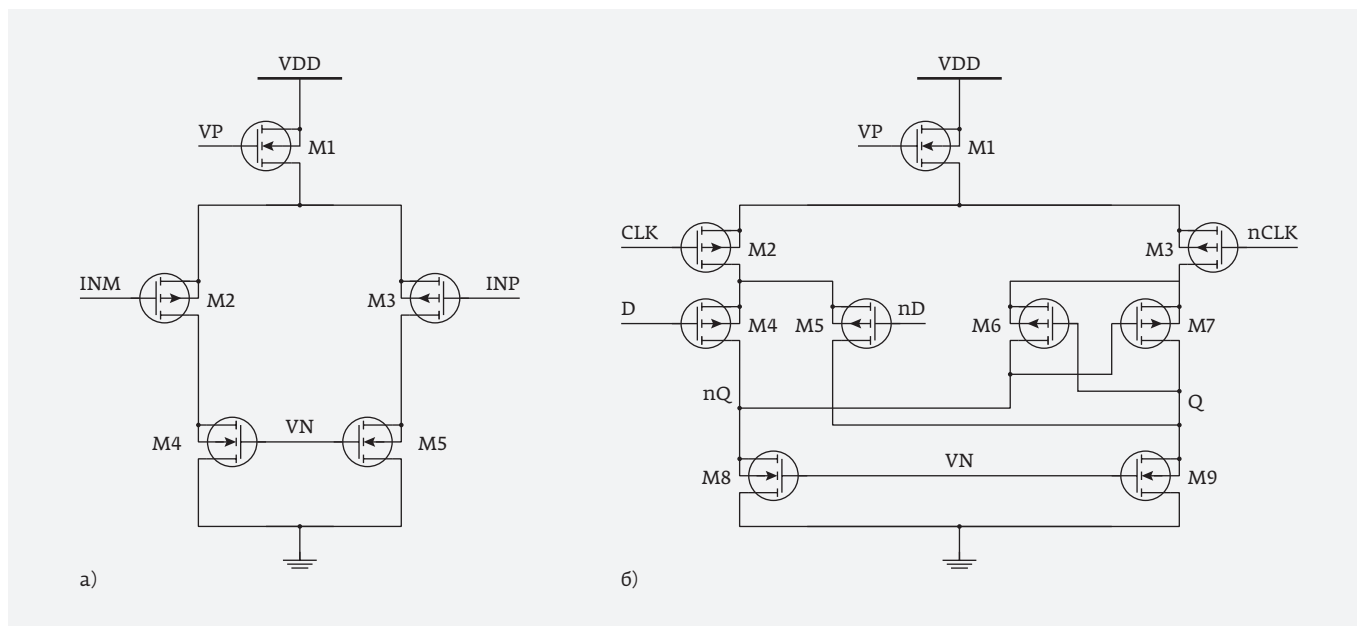


Рис. 3. Электрические схемы: а – CML-инвертора; б – CML-защелки

экстракции паразитных элементов, при фиксированном токе смещения для CML-схемы представлены в табл. 3 и 4 соответственно.

Как видно из рис. 4, потребление CML-схемы при заданном входном токе не зависит от частоты переключений. Обе схемы имеют одинаковую макси-

мальную рабочую частоту, однако для CML-схемы ее можно повысить путем изменения величины входного тока.

Для выявления максимальной рабочей частоты делителя частоты на CML-логике было проведено численное моделирование схемы на различных частотах, с учетом экстракции паразитных элементов, с изменением задаваемого тока. Фиксирова-

Таблица 1. Размеры транзисторов CML-инвертора

Название	Ширина (w), мкм	Длина (l), мкм	Количество пальцев*
M1	1,92	0,18	4
M2, M3	1,92	0,18	2
M4, M5	0,96	0,18	4

\* Подразумевается количество параллельно включенных идентичных структур.

Таблица 2. Размеры транзисторов CML-защелки

Название	Ширина (w), мкм	Длина (l), мкм	Количество пальцев
M1	1,92	0,18	4
M2, M3, M4, M5	1,92	0,18	4
M6, M7	0,96	0,18	4

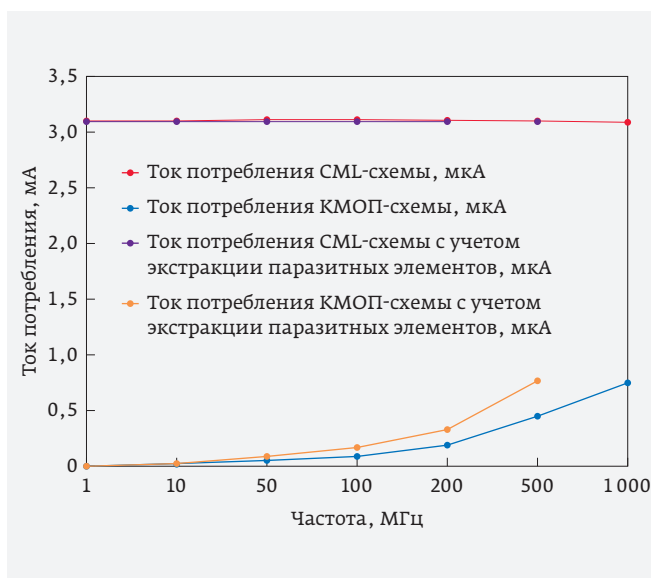


Рис. 4. График зависимости тока потребления схем от частоты входного сигнала, полученный в результате проведенного численного моделирования

**Таблица 3.** Результаты численного моделирования схем на CML- и КМОП-логике без учета экстракции паразитных элементов

Частота тактового сигнала, МГц	Ток потребления CML-схемы, мкА	Ток потребления КМОП-схемы, мкА
1	3100,0	0,906
10	3100,0	14,61
50	3099,6	48,48
100	3099,2	90,42
200	3098,2	180,8
500	3095,9	443
1000	3091,5	741
2000**	–	–

\*\* Свыше частоты 1 ГГц обе схемы прекратили правильное функционирование (проводилось моделирование при значении 2 ГГц).

**Таблица 4.** Результаты численного моделирования схем на CML- и КМОП-логике с учетом экстракции паразитных элементов

Частота тактового сигнала, МГц	Ток потребления CML-схемы, мкА	Ток потребления КМОП-схемы, мкА
1	3099,8	1,64
10	3099,6	16,39
50	3098,8	81,88
100	3097,9	163,68
200	3096,4	327,2
500	3093,9	760
1000***	–	–
2000	–	–

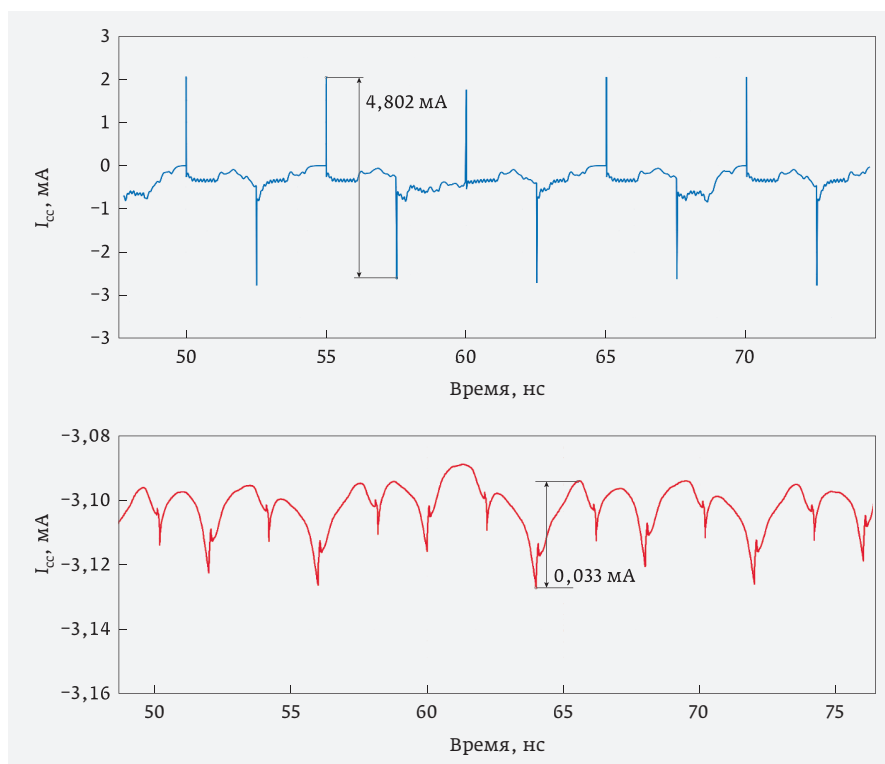
\*\*\* Свыше частоты 500 МГц обе схемы прекратили правильное функционирование при численном моделировании с учетом экстракции паразитных элементов (проводилось моделирование при значении 1 ГГц).

лось минимальное значение тока потребления, при котором схема функционировала верно. Результаты приведены в табл. 5.

Как видно из табл. 5 увеличивая входной ток, для CML-схемы возможно добиться рабочей частоты 1,5 ГГц, но при этом потребление схемы достигнет значения 12 мА.

Для сравнения уровня помех делителей частоты на базе CML- и КМОП-логики, передаваемых по шинам питания и подложке, было проведено численное моделирование по времени при частоте входного сигнала 200 МГц. Результаты моделирования представлены на рис. 5.

Как видно из рис. 5, частота возникновения помех равна частоте входного сигнала – частоте событий переключения. Максимальная амплитуда помехи по шине питания делителя частоты на КМОП составляет



**Рис. 5.** Результат численного моделирования – помехи на шине питания КМОП делителя частоты (сверху) и CML делителя частоты (снизу)

**Таблица 5.** Результаты численного моделирования схемы на CML-логике с учетом экстракции паразитных элементов

Частота тактового сигнала, МГц	Ток потребления CML-схемы, мкА	Перепад логических уровней, мВ
1	114	210
10	114	210
50	452	240
100	811	260
200	1448	285
500	2572	365
1000	7540	760
1500	12000	790

4,802 мА, в то время как для делителя на CML эта величина равна 0,033 мА.

Результаты проведенного сравнительного анализа приведены в табл. 6.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье приведены результаты сравнения двух цифровых схем, реализующих идентичную функцию, выполненных на базе CML- и КМОП-логики. Анализ полученных данных говорит о том, что КМОП-логика остается наиболее предпочтительной для компактных и энергоэффективных схем, в то время как CML-логика является более быстродействующей и подходит для применения в маломощных аналого-цифровых схемах.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор подтверждает, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Donnay S., Gielen G. (ed.).** Substrate noise coupling in mixed-signal ASICs. – Kluwer Academic Publishers, 2003. С. 23-45.
2. **Эннс В.И., Кобзев Ю.М.** Проектирование аналоговых КМОП-микросхем: Краткий справочник разработчика. – М.: Горячая линия-Телеком, 2005. 454 с.
3. **Badel S., Leblebici Y.** Design Automation for Differential MOS Current-Mode Logic Circuits. – Springer Publishing Company, Incorporated, 2012.

**Таблица 6.** Результат сравнения КМОП- и CML-логики

Логика	Быстродействие	Энергоэффективность	Площадь	Уровень помех во время переключения
КМОП	–	+	+	–
CML	+	–	–	+

4. **Tajalli A. et al.** Ultra-low power subthreshold current-mode logic utilising PMOS load device // Electronics Letters. 2007. Т. 43. № 17. С. 911-913.
5. **Mondal A.J., Majudmer A., Bhattacharyya B.K.** A Design Methodology for MOS Current Mode Logic VCO // 2017 IEEE International Symposium on Nanoelectronic and Information Systems (iNIS). – IEEE, 2017. С. 206-209.
6. **Bai Y. et al.** Architecting a MOS current mode logic (MCML) processor for fast, low noise and energy-efficient computing in the near-threshold regime // Computer Design (ICCD), 2015 33rd IEEE International Conference on. – IEEE, 2015. С. 527-534.
7. **Jyotsna K.A., Kumar P.S., Madhavi B.K.** Implementation of 8 Bit Microprocessor Using Current Mode Logic (CML) Approach // 2018 3rd International Conference for Convergence in Technology (I2CT). – IEEE, 2018. С. 1-6.
8. **Toprak Z., Leblebici Y.** Low-power current mode logic for improved DPA-resistance in embedded systems // Circuits and Systems, 2005. ISCAS2005. IEEE International Symposium on. – IEEE, 2005. С. 1059-1062.
9. **Castellani-Coulie K. et al.** Comparison of NMOS and PMOS transistor sensitivity to SEU in SRAMs by device simulation // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2003. Т. 50. № 6. С. 2239-2244.
10. **Musicer J. M., Rabaey J.** MOS current mode logic for low power, low noise CORDIC computation in mixed-signal environments // Proceedings of the 2000 international symposium on Low power electronics and design. – ACM, 2000. С. 102-107.
11. **Combes M., Dioury K., Greiner A.** A portable clock multiplier generator using digital CMOS standard cells // IEEE Journal of Solid-State Circuits. 1996. Т. 31. № 7. С. 958-965.



# ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ И РАЗРАБОТКА ОБОРУДОВАНИЯ ДЛЯ ГЛУБОКОГО ТРАВЛЕНИЯ КРЕМНИЯ НА ПЛАСТИНАХ ДИАМЕТРОМ ДО 200 ММ

► В. М. Долгополов<sup>1</sup>, В. В. Одинокоев<sup>1</sup>, П. А. Иракин<sup>1</sup>, В. М. Варакин<sup>1</sup>, А. В. Шубников<sup>1</sup>, Н. Г. Мицын<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ОАО «НИИТМ»; <sup>2</sup>АО «НИИМЭ»

При изготовлении трехмерных структур с применением технологии формирования глубоких отверстий в кремнии (through-silicon vias, TSV), а также при изготовлении микроэлектромеханических систем (МЭМС) широкое распространение получил процесс глубокого анизотропного травления кремния с применением попеременных процессов травления и пассивации (Bosch-процесс). Суть процесса заключается в чередовании стадий реактивно-ионного травления поверхности кремния (как правило, в  $SF_6$ ) и пассивации поверхности (как правило, с применением  $C_4F_8$ ) [1, 2]. При этом на стадии травления пассивирующий слой удаляется со дна канавок быстрее, чем со стенок, что в итоге позволяет получить анизотропность процесса травления. К преимуществам процесса можно отнести: проведение процесса при комнатных температурах, высокую селективность к фоторезисту (около 80:1 и более), получение структур с аспектным отношением до 30:1 [3], скорость травления до 20 мкм/мин, а также контролируемый профиль травления [4]. Основным недостатком процесса является шероховатость стенок (scallops) в связи с цикличностью процесса.

В настоящее время технология формирования глубоких отверстий в кремнии (through-silicon vias, TSV) представляет большой интерес для отечественной микроэлектроники. Основным преимуществом технологии TSV является улучшение характеристик изделий при уменьшении занимаемой площади. Так, фирмы Samsung Electronics [5] (Южная Корея) и Micron Technology [6] (США) разработали чипы памяти с применением технологии TSV, пропускная способность которых была увеличена вплоть до 320 ГБ/с. При этом данные чипы требуют примерно на 70% меньше энергии, чем существующие на данный момент чипы DDR3 [7]. Однако необходимое промышленное оборудование может быть представлено только импортными образцами ведущих разработчиков (LAM, SPTS) и имеет большую стоимость.

Целью данной работы была разработка реактора для глубокого травления кремния на пластинах диаметром до 200 мм, аналогичного по своим характеристикам импортному, и разработка технологии глубокого травления кремния для ее применения в изготовлении трехмерных TSV-структур.

## RESEARCH AND DEVELOPMENT OF EQUIPMENT AND TECHNOLOGY FOR DEEP SILICON ETCHING ON PLATES WITH DIAMETER OF UP TO 200 MM

V. M. Dolgoplov<sup>1</sup>, V. V. Odinokov<sup>1</sup>, P. A. Irakin<sup>1</sup>, V. M. Varakin<sup>1</sup>,  
A. V. Shubnikov<sup>1</sup>, N. G. Mitsyn<sup>2</sup>

<sup>1</sup>NIITM; <sup>2</sup>MERI SC

Process of deep anisotropic silicon etching with alternating steps of etching and passivation («Bosch» process) is widely used for forming three-dimensional structures with through-silicon-vias (TSV), as well as in the manufacturing of micro electromechanical systems (MEMS). The essence of the process lies in alternating steps of reactive-ion etching of silicon (usually  $\text{SF}_6$ ) and passivation of the surface (typically by using  $\text{C}_4\text{F}_8$ ) [1, 2]. Herewith the step of etching the passivation layer removing from the bottom of the grooves are faster than from the walls, with the result that allows to obtain anisotropic etching process. Advantages of the process include: carrying out the process at room temperatures, high photoresist selectivity (about 80:1 and more), the preparation of structures with an aspect ratio of 30:1 [3], the etch rate up to 20  $\mu\text{m}/\text{min}$  and controlled etching profile [4]. The main drawback of the process is the roughness of the walls (scallops) in connection with the cyclical process.

Currently, technology of deep holes etching is of great interest to the domestic microelectronics. The main advantage of TSV technology is improving the characteristics of devices while reducing occupied area. Samsung Electronics [5] (South Korea) and Micron Technology [6] (USA) have developed memory chips using the TSV technology which has a max bandwidth up to 320 GB/sec. This data chips use approximately 70% less power than currently existing DDR3 chips [7]. However, the necessary industrial equipment for 200 mm wafers can be represented only imported models leading developers (LAM, SPTS) and has a greater cost.

The aim of this work was to develop a reactor for deep silicon etching on plates with diameter of up to 200 mm, similar in their characteristics with import and development of technology deep silicon etching for its use in the manufacture of three-dimensional TSV assembly.

### ЭКСПЕРИМЕНТ

Отработка реактора и технологии для глубокого травления кремния проводилась на базе конструктива установки ПЛАЗМА ТМ 200-02К, разработанной в ОАО «НИИ точного машиностроения». Внешний вид установки представлен на рис. 1.

Схема реактора приведена на рис. 2. Разряд зажигается в реакционной камере (диаметром 400 мм) ИСР-источником с помощью ВЧ-генератора (частота 13,56 МГц, мощность до 3 кВт) через согласующее устройство. Для задания необходимого отрицательного смещения на охлаждаемый электрод-подложкодержатель от отдельного ВЧ-генератора (частота 13,56 МГц, мощность до 300 Вт) через согласующее устройство подавалось смещение. Высоковакуумная система откачки на базе турбомолекулярного



Рис. 1. Установка глубокого анизотропного травления ПЛАЗМА ТМ 200-02К

и форвакуумного насосов обеспечивала предельный остаточный вакуум  $1 \cdot 10^{-3}$  Па.

Параметры подбирались для получения процесса, необходимого для изделий, которые в дальнейшем предполагается производить в ОАО «НИИМЭ и Микрон» на пластинах 200 мм, а также для изделий, которые предполагается производить во ФГУП «ЦНИИХМ» на пластинах диаметром 100 мм.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Первоначально эксперименты проводились на пластинах диаметром 200 мм. На пластинах предварительно были сформированы маски из оксида кремния толщиной 0,6 мкм и фоторезиста толщиной 2,2 мкм. На фоторезисте присутствуют отверстия диаметрами 2, 3, 5 и 10 мкм. При получении приемлемого показателя неоднородности травления по пластине, наряду с пластинами диаметром 200 мм были проведены эксперименты на пластинах диаметром 100 мм. Фотографии поверхностей пластин 200 и 100 мм под микроскопом приведены на рис. 3.

Для проверки процесса глубокого травления кремния подобран режим со следующими параметрами (см. табл. 1).

Результаты процесса приведены на рис. 4.

Основные характеристики процесса травления:

- средняя скорость травления кремния:  $\approx 2,36$  мкм/мин;
- равномерность травления, измеренная в стандартных пяти точках:  $\approx 1,77\%$ ;
- средняя селективность к маске:  $\approx 25:1$ ;
- подтрав под маску:  $\approx 286-556$  нм;
- угол наклона профиля:  $\approx 90 \pm 0,5^\circ$ ;
- величина scallor менее 100 нм.

Результаты процесса приведены на рис. 5.

Основные характеристики процесса травления:

- средняя скорость травления кремния:  $\approx 5$  мкм/мин;
- равномерность травления, измеренная в стандартных пяти точках:  $\approx 1,5\%$ ;
- средняя селективность к маске:  $\approx 25:1$ ;
- подтрав под маску:  $\approx 529$  нм;
- угол наклона профиля:  $\approx 90 \pm 0,5^\circ$ ;
- величина scallor менее 132 нм.

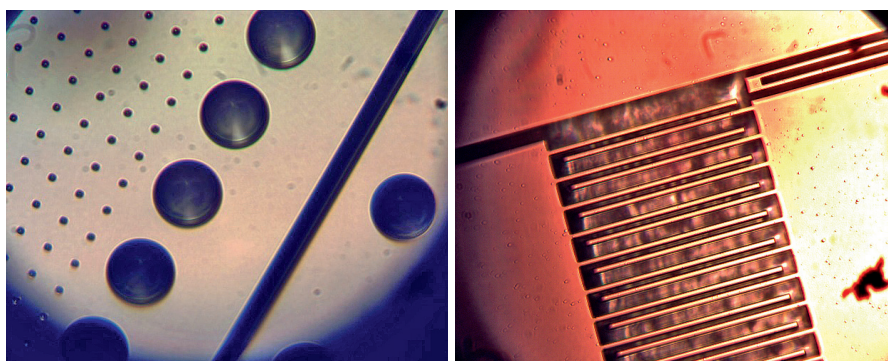


Рис. 3. Снимки на микроскопе МИИ-4 пластин 200 мм (слева) и 100 мм (справа)

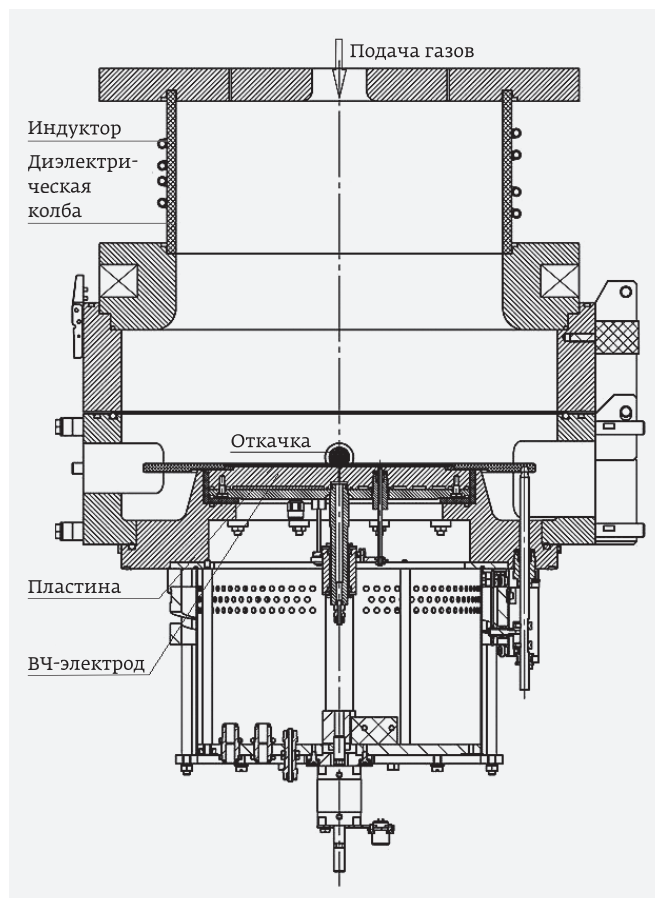


Рис. 2. Схема реактора установки ПЛАЗМА ТМ 200-02К

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ТРАВЛЕНИЯ

Сужение профиля травления, заметное на рис. 4а, связано с избытком полимера на стадии пассивации, об этом же говорит и образование миниатюрных борозд ближе ко дну канавки. Уменьшение

Таблица 1. Параметры технологического режима

Стадия	Травление 1	Травление 2	Пассивация
Расход Ag, л/ч	2	2	2
Расход SF <sub>6</sub> , л/ч	120	120	0
Расход C <sub>4</sub> F <sub>8</sub> , л/ч	0	0	80
Давление, Па	4	4	3
Мощность источника плазмы, Вт	1 000/36	1 000/44	1 200/29
Мощность подложкодержателя, Вт	90/51	40/33	8/8
Смещение, В	147	70	14
Положение конденсатора источника плазмы грубо, В	1,8	1,8	1,8
Положение конденсатора источника плазмы точно, В	0,7	0,7	0,7
Положение конденсатора подложкодержателя, %	52,6	52,6	52,6
Положение конденсатора подложкодержателя, %	47,2	47,2	47,2
Время, с	1,5	1,5	2–6
Количество циклов	100–250	100–250	100–250
Расход гелия под пластиной, л/ч	0,36	0,36	0,36

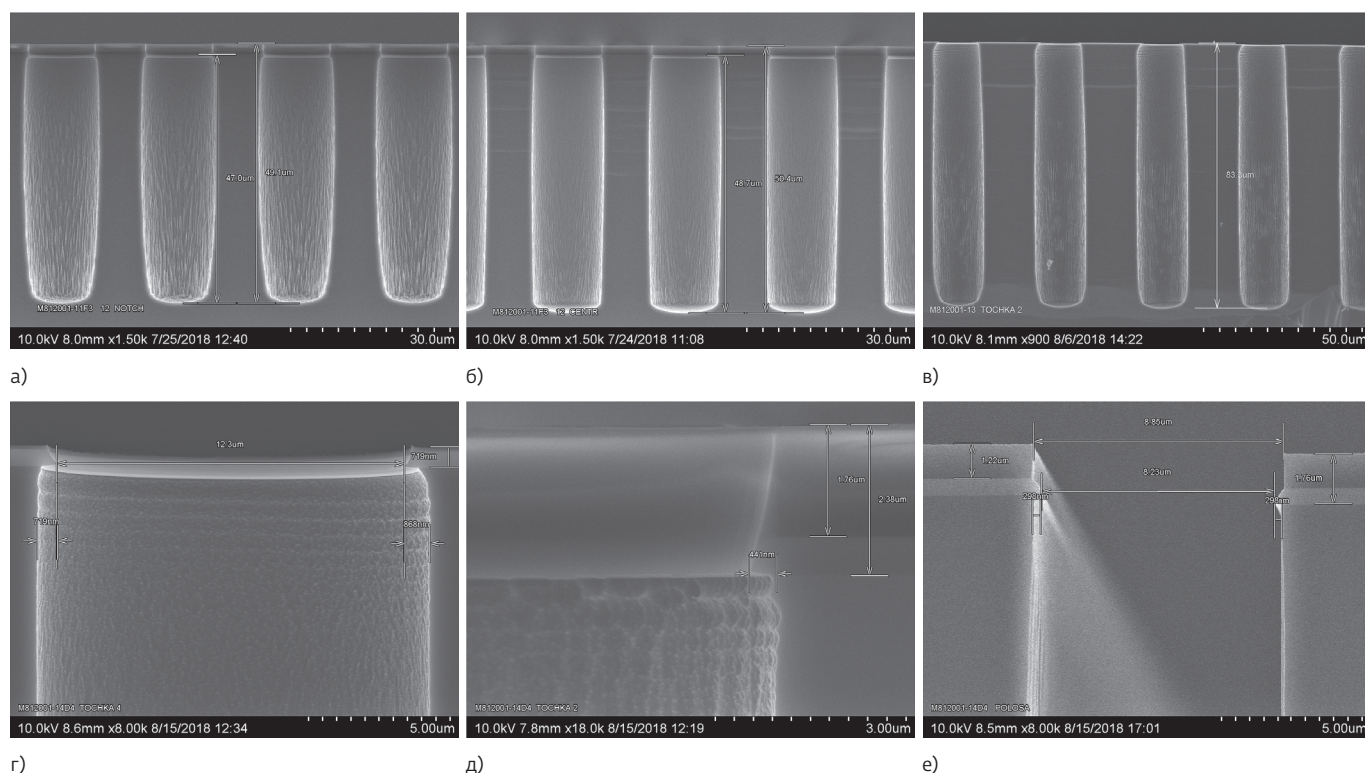


Рис. 4. РЭМ-снимки после операции травления пластин диаметром 200 мм

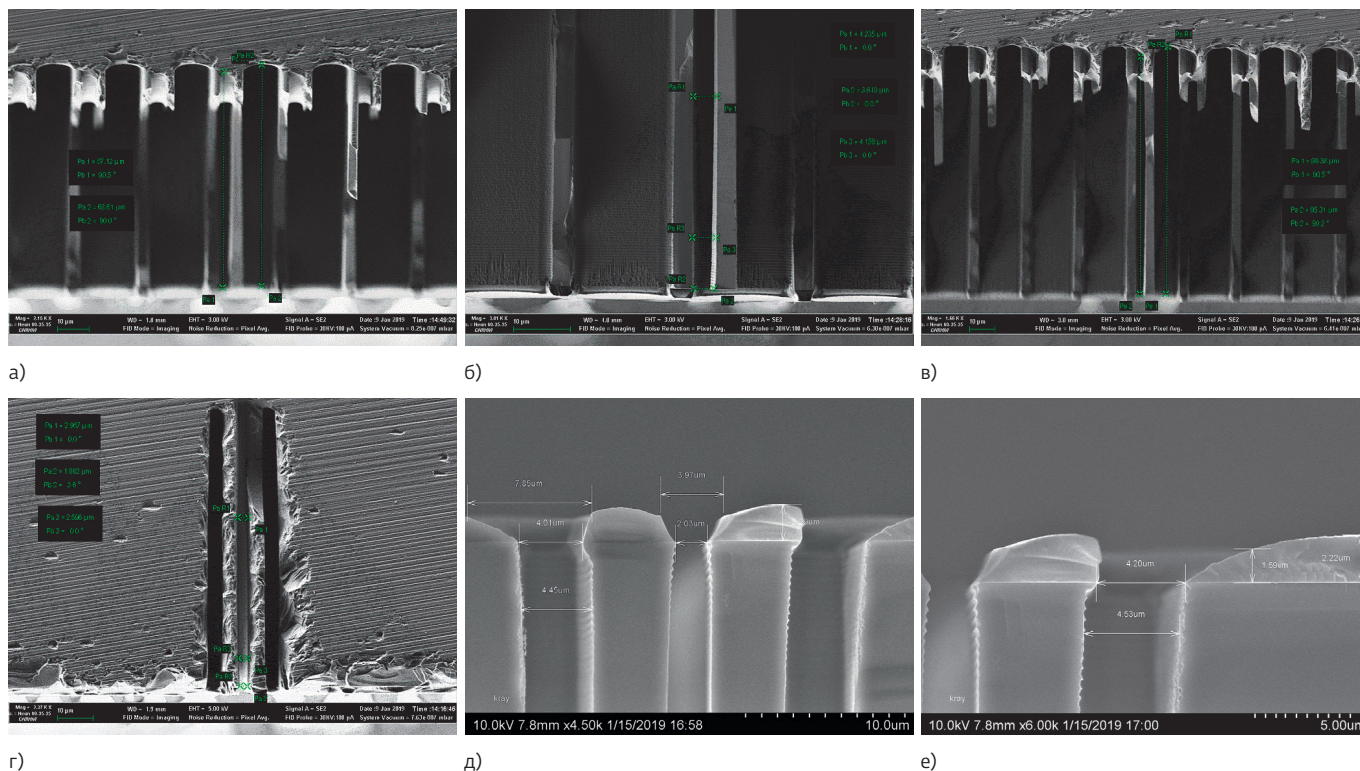


Рис. 5. РЭМ-снимки после операции травления пластин диаметром 100 мм

полимера позволило выправить профиль травления и избавиться от борозд, однако некая бочкообразность в профиле травления осталась, что видно на рис. 4б. Для исправления профиля травления было решено разбить стадию травления на два этапа. На первом этапе происходило скоростное удаление полимера со дна отверстия, на втором этапе производилось травление кремния. Это позволило значительно уменьшить бочкообразность и выправить профиль, что видно на рис. 4в, где глубина травления в 2 раза больше и профиль травления имеет вертикальное направление.

При полученных скоростях травления (~2 мкм/мин) величина подтравки под маску (рис. 4д, е) незначительна и не превышает 556 нм. Уменьшения подтравки под маску в случае необходимости можно добиться при уменьшении скорости травления.

При травлении щелей (рис. 5) подтрав под маску не превышает 529 нм, несмотря на более высокую скорость травления, что может объясняться различной топологией структур, при этом величина шероховатостей стенок (scallop) увеличивается с повышением скорости травления.

Представленные режимы травления, возможно, не являются оптимальными для данных образцов,

поскольку в ходе исследования использовались не все технологические возможности установки – представленные результаты носят информационный характер с целью демонстрации возможностей оборудования.

## ВЫВОДЫ

Разработан реактор и установка ПЛАЗМА ТМ200-02К для формирования углублений в кремнии с применением Bosch-процесса на кремниевых пластинах диаметром до 200 мм.

Получены значения неоднородности процесса травления в пределах 2–3%, глубокие отверстия и щели с большим аспектным соотношением (более 15) и низкой шероховатостью стенок при скорости травления кремния до 5 мкм/мин, что позволяет применять установку для промышленного производства.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гущин О. П., Валеев А. С., Чамов А. А., Мицын Н. Г., Долгополов В. М., Одино-

- ков В. В., Немировский В. Э., Иракин П. А.** Исследование и разработка оборудования и технологии глубокого травления кремния, Микроэлектроника-2015. Интегральные схемы и микроэлектронные модули: проектирование, производство и применение, 2016 г. С. 561–564.
2. **Амиров И. И., Морозов О. В., Кальнов В. А., Лукичев В. Ф., Орликовский А. А.** Ключевые процессы технологии микросистемной техники: плазмохимические процессы глубокого анизотропного травления кремния // Нанотехнологии и наноматериалы. 2012 г. № 4(66). С. 8–13.
  3. **Амиров И. И., Изюмов М. О., Морозов О. В.** Анизотропное травление глубоких канавок в кремнии во фторсодержащей плазме. Сборник трудов 4 Международного симпозиума по теоретической и прикладной плазмохимии. Т.2. Иваново. 2005. С. 653–656.
  4. Oxford Plasma Technology, «Deep Si Etching at room temperature: the «Bosch» process» ([http://www.oxfordplasma.de/process/sibo\\_1.htm](http://www.oxfordplasma.de/process/sibo_1.htm)).
  5. Oxford Plasma Technology, High Rate Bosch Process by ICP Accelerator ([http://www.oxfordplasma.de/process/sibo\\_acc.htm](http://www.oxfordplasma.de/process/sibo_acc.htm)).
  6. Samsung begins to produce 64GB DDR4 modules based on TSV chips (<http://www.kitguru.net/components/memory/anton-shilov/samsung-begins-to-produce-64gb-ddr4-memory-modules-based-on-tsv-chips/>).
  7. Micron's 320GB/sec Hybrid Memory Cube comes to market in 2013, threatens to finally kill DDR SDRAM (<http://www.extremetech.com/computing/152465-microns-320gbsec-hybrid-memory-cube-comes-to-market-in-2013-threatens-to-finally-kill-ddr-sdram>).

# ВЛИЯНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК НА КРИСТАЛЛИЗАЦИЮ И СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНОГО ГИДРОКСИАПАТИТА КАЛЬЦИЯ

► Н. А. Захаров<sup>1</sup>, В. П. Бокарев<sup>2</sup>, Е. С. Горнев<sup>2</sup>, А. П. Нечипоренко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИОНХ РАН; <sup>2</sup>АО «НИИМЭ»

Применение углеродных нанотрубок (УН) находит все более широкое применение в промышленной технологии. Однако их влияние на организм человека до сих пор недостаточно изучено. В данной работе проведена оценка влияния многостенных углеродных нанотрубок (УНТ) на образование нанокристаллического (НК) гидроксиапатита кальция  $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$  – (ГА) в ходе синтеза композиционных материалов (КМ) ГА/УНТ (0,1; 1 и 5 масс. % УНТ), моделирующего взаимодействие УНТ с фосфатами кальция костной ткани в ходе биоминерализации. Определено влияние УНТ на кристаллографические, морфологические характеристики и растворимость НК ГА в составе КМ ГА/УНТ.

## THE EFFECT OF CARBON NANOTUBES ON CRYSTALLIZATION AND PROPERTIES OF NANOSIZED CALCIUM HYDROXYAPATITE

N. A. Zakharov<sup>1</sup>, V. P. Bokarev<sup>2</sup>, E. S. Gornev<sup>2</sup>, A. P. Nechiporenko<sup>2</sup>

<sup>1</sup>IGIC RAS; <sup>2</sup>MERI SC

The application of carbon nanotubes (CN) is increasingly used in industrial technology. However, their impact on the human body is still insufficiently studied. In this work, we assessed the influence of multi-walled carbon nanotubes (CNTs) on the formation of nanocrystalline (NC) of calcium hydroxyapatite  $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$  – (HA) during the synthesis of composite materials (KM) HA/CNT (0.1; 1 and 5 of the masses.% CNT), modeling the interaction of CNTs with the phosphate of bone calcium in the course of biomineralization. The influence of CNTs on the crystallographic, morphological characteristics, and the solubility of HA in NK, composed of KM HA/CNT.

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время все более разнообразное применение находят материалы на основе гидроксиапатита. Получение устойчивых пленок из гидроксиапатита на металлических и металлокерамических носителях методом высокочастотного магнетронного распыления [1] открывает возможности создания новых катализаторов и датчиков на основе этого материала.

Так гидроксиапатит стронция является катализатором конверсии метана и дегидрирования спиртов [2, 3]. Кроме того, керамические материалы на основе гидроксиапатита являются перспектив-

ными материалами для создания корпусов микроэлектронных устройств с возможностью имплантации таких устройств в тело человека, так как данный материал не отторгается организмом и не обладает токсическими и аллергенными свойствами [4]. Но если для производства катализаторов необходимо лишь разработать технологию нанесения этого материала на устойчивые к высоким температурам и химическим средам носители, то для создания датчиков и корпусов микроэлектронных устройств необходимо улучшение прочностных характеристик самого материала. Для этого используют добавки наноматериалов, обладающих высокими прочност-

ными и адгезионными характеристиками по отношению к гидроксипатиту. На данный момент к наиболее перспективным материалам, повышающим прочностные характеристики керамики, относятся углеродные одно- и многостенные нанотрубки, добавка которых в керамические материалы значительно увеличивает их прочностные характеристики [5, 6]. Однако до настоящего времени влияние таких наноматериалов на человеческий организм исследовано крайне плохо и данные о негативных последствиях противоречивы.

Целью данной работы являлось изучение влияния многостенных углеродных нанотрубок (УНТ) на образование нанокристаллического (НК) гидроксипатита кальция  $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$  – (ГА) в ходе синтеза композиционных материалов (КМ) ГА/УНТ (0,1; 1 и 5 масс.% УНТ), моделирующего взаимодействие УНТ с фосфатами кальция костной ткани в ходе биоминерализации и влияние УНТ на человеческий организм.

Биологические апатиты нативных тканей млекопитающих являются основными составляющими (~60%) костной и зубной тканей и представляют собой наноразмерные (~5–50 нм) кристаллы игловидного габитуса с катионными и анионными замещениями в кристаллической структуре гидроксипатита кальция  $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$  – (ГА). Стехиометрический нанокристаллический ГА – (НК ГА) представляет собой кристаллохимический аналог неорганической компоненты минерализованных тканей млекопитающих и служит модельным объектом для изучения влияния различных факторов на физико-химические и медико-биологические характеристики неорганической компоненты костной и зубной тканей.

Негативное воздействие ультрадисперсных частиц, загрязняющих окружающую среду (угольная и кварцевая пыль, сварочные пары, асбест и искусственные волокна), на организм человека достаточно интенсивно исследуется в последнее время [7]. Химическая реактивность и биологическая активность наноматериалов часто в значительной степени превышает аналогичные характеристики крупноразмерных материалов [8]. В настоящее время использование композитных материалов в технологии получения новых материалов и при разработке микро- и наноустройств значительно расширяется [9]. При этом растущее использование добавок углеродных нанотрубок в керамику для различных приборов и устройств (включая бытовые) ставит задачу оценки влияния УНТ на организм человека, определение их степени токсичности.

Целью работы явилось моделирование взаимодействия УНТ с НК ГА в условиях биомиметического образования неорганических композиционных материалов (КМ) ГА/УНТ, содержащих небольшие количества (0,1; 1; 5 вес.%) УНТ, на кристаллографические и морфологические характеристики НК ГА и растворимость НК ГА в составе КМ ГА/УНТ для оценки возможных токсических характеристик УНТ при взаимодействии с нативными тканями.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

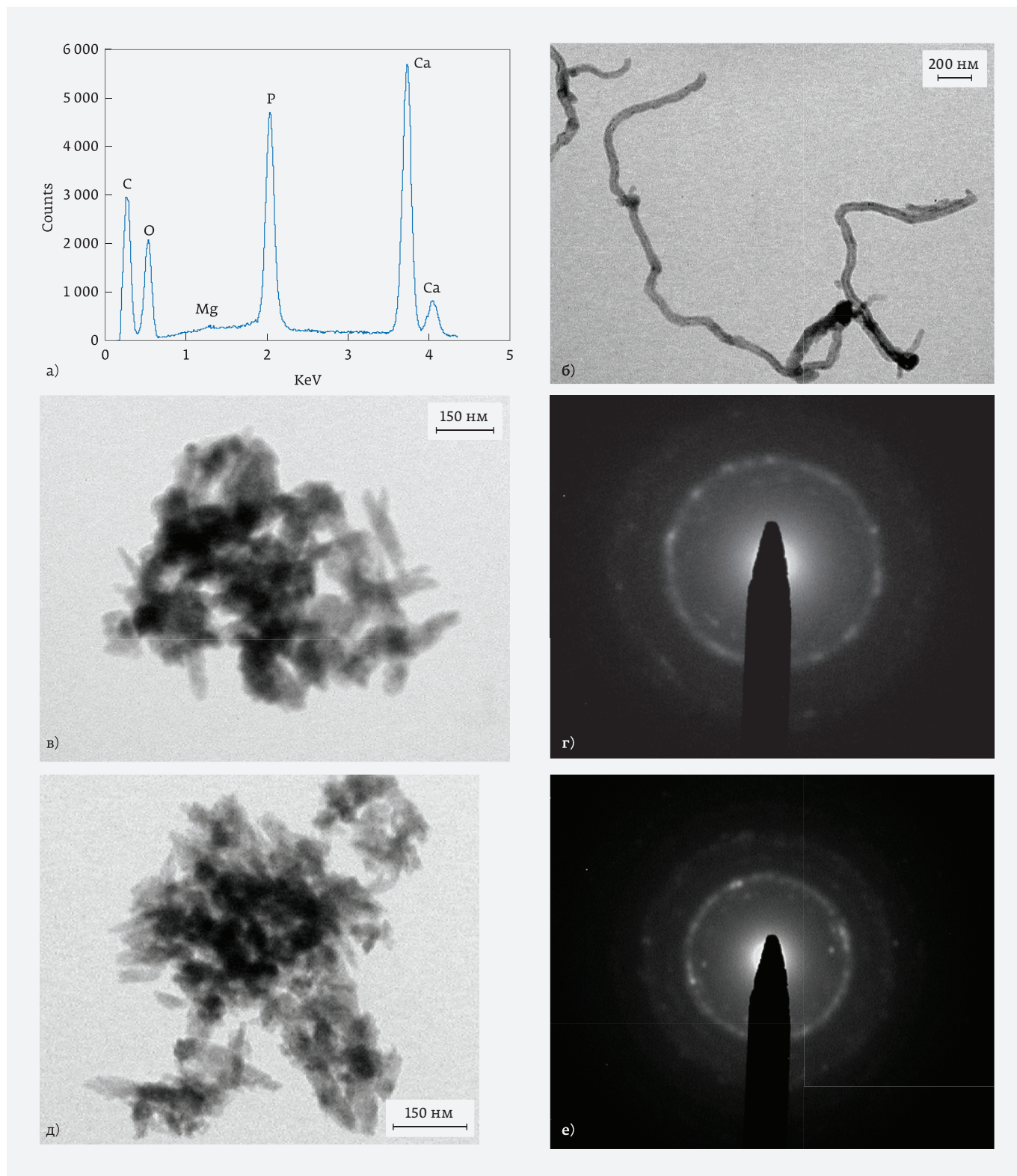
Для исследований были использованы многостенные УНТ «Таунит» производства ООО «Тамбовский инновационно-технологический центр машиностроения» с наружным диаметром 20–70 нм, внутренним диаметром 5–10 нм и длиной 5–10 мкм. НК ГА получали в биомиметических условиях (37 °С) в системе  $\text{Ca}(\text{OH})_2\text{-H}_3\text{PO}_4\text{-H}_2\text{O}$  по методике [10], моделирующей процесс биоминерализации. Композиты ГА/УНТ с содержанием УНТ 0,1; 1; 5 масс.% получали по аналогичной методике в системе  $\text{Ca}(\text{OH})_2\text{-H}_3\text{PO}_4\text{-УНТ-H}_2\text{O}$ .

Рентгенофазовый анализ (РФА), определение кристаллографических характеристик и размеров кристаллов проводили с использованием автоматизированного дифрактометра ДРОН4 ( $\text{CuK}\alpha$  – излучение, графитовый монохроматор, управляющая программа EXPRESS). Модифицированный полнопрофильный анализ, оценку размеров блоков Коши (Dhkl) и величин микродеформаций кристаллической решетки проводили с использованием программ PHAN и PHAN%. Термические характеристики ГА (термогравиметрический анализ (ТГА), дифференциальная сканирующая калориметрия (ДСК)) проводили на воздухе с использованием приборов Universal V4.4A TA Instruments и DSC Q100 V9.8 Build, соответственно, в диапазоне температур 20–800 °С. Особенности морфологии и химический состав образцов определяли с использованием сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) CamScanS4 с приставкой микроанализатора Linc Analytical. Микроструктуру образцов изучали методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) с использованием электронного микроскопа JEOL JEM 1210.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты химического спектрального анализа свидетельствуют об однородности продуктов синтеза (рис. 1а). Незначительные включения Mg обусловлены, по-видимому, примесями, вносимыми УНТ. По данным химического и термического





**Рис. 1.** а – результаты химического спектрального анализа однородных образцов композитов ГА/УНТ, содержащих 0,1 масс.% УНТ. б, в, д – данные просвечивающей электронной микроскопии для УНТ и образцов композитов ГА/УНТ с содержанием УНТ 0,1 вес.% (в) и 1 масс.% (д). г, е – типичные картины дифракции электронов образцов композитов ГА/УНТ с содержанием УНТ 0,1% (г) и 1 масс.% (е)

**Таблица 1.** Кристаллографические и морфологические характеристики нанокристаллического стехиометрического ГА: НК ГА (0% УНТ) и КМ ГА/ УНТ (0,1; 1; 5% УНТ)

Номер образца	Содержание УНТ в продуктах синтеза, масс. %	Параметры элементарной ячейки, Å		Размер блоков Коши кристаллов ГА, нм*		Брутто – формула продуктов синтеза (по данным химического и термического анализов)
		<i>a</i>	<i>c</i>	C	⊥ C	
1	0	9,421	6,888	39	22	Ca <sub>10</sub> (PO <sub>4</sub> ) <sub>6</sub> (OH) <sub>2</sub> ·4H <sub>2</sub> O
2	0,1	9,414	6,876	37	19	Ca <sub>10</sub> (PO <sub>4</sub> ) <sub>6</sub> (OH) <sub>2</sub> ·0,08С·8H <sub>2</sub> O
3	1	9,414	6,886	35	17	Ca <sub>10</sub> (PO <sub>4</sub> ) <sub>6</sub> (OH) <sub>2</sub> ·0,8С·6H <sub>2</sub> O
4	5	9,419	6,885	27	15	Ca <sub>10</sub> (PO <sub>4</sub> ) <sub>6</sub> (OH) <sub>2</sub> ·4С·6H <sub>2</sub> O

\* Размер кристаллов ГА в стехиометрическом НК ГА (1) и КМ ГА/УНТ (2–5) параллельно (|| C) и перпендикулярно (⊥ C) кристаллографической оси «с» ГА.

(термоанализатор NETZSCH Simultaneous Thermal Analyser STA 409) анализов полученные продукты синтеза содержали адсорбированную воду, а содержание углерода в композитах ГА/УНТ незначительным образом отличалось от его содержания в исходных продуктах синтеза (табл. 1).

Результаты рентгеновского анализа порошкообразных продуктов синтеза свидетельствуют об образовании в ходе синтеза однофазного стехиометрического НК ГА гексагональной сингонии, пр. гр. P6<sub>3</sub>/m (0% УНТ) либо композитов ГА/УНТ, содержащих стехиометрический НК ГА и УНТ (0,1; 1; 5 масс.%) (табл. 1). НК ГА удлинены вдоль оси «с» и имеют размеры и кристаллографические характеристики, близкие к таковым для НК апатитов нативной кости [1]. Параметры элементарной ячейки синтезированного ГА близки по значениям к табличным данным (JCPDS, № 9-432). С ростом содержания УНТ в композитах происходит уменьшение размеров кристаллов как вдоль оси «с», так и перпендикулярно оси «с» (рис. 2).

Уменьшение размеров НК ГА композитов ГА/УНТ сопровождается ощутимым (~17%) увеличением растворимости (определение растворимости в дистиллированной воде методом измерения концентрации ионов Ca<sup>2+</sup> в растворе комплексонометрическим титрованием раствором ЭДТА) (рис. 3).

## ВЫВОДЫ

Полученные результаты позволяют сделать следующие основные выводы.

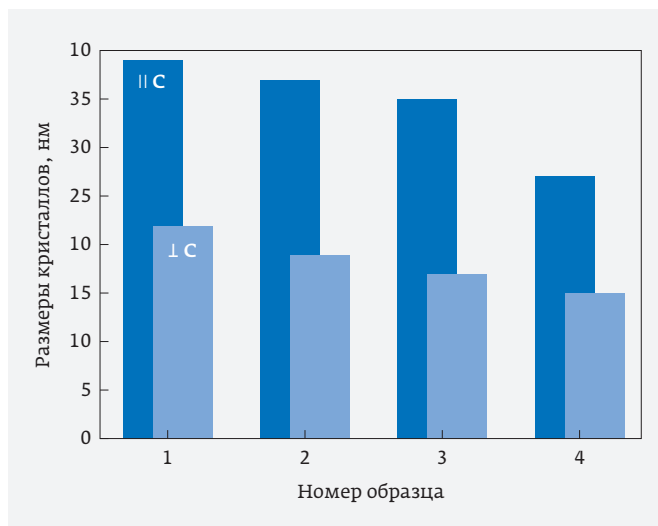
1. В ходе синтеза по описанной методике в биомиметических условиях образуется НК ГА стехиометрического состава, сходный по составу, кристалло-

графическим и морфологическим характеристикам с нативным апатитом костной и зубной тканей. НК ГА имеют игловидный габитус, характерный нативному апатиту (биоапатиту), вытянуты вдоль оси «с» и имеют длину и ширину в пределах 40 и 20 нм, соответственно. По данным ИК спектроскопии происходила карбонизация НК ГА ионами CO<sub>3</sub><sup>2-</sup>, присутствующими в окружающей атмосфере при синтезе, с образованием биоапатита (аналога апатита костной ткани) и замещениями CO<sub>3</sub><sup>2-</sup>-группами положений OH<sup>-</sup>-групп (тип А-замещения) и фосфатных PO<sub>4</sub><sup>3-</sup>-групп (В-замещение) ГА.

Уменьшение размеров НК ГА композитов ГА/УНТ сопровождается ощутимым (~17%) увеличением растворимости (определение растворимости в дистиллированной воде методом измерения концентрации ионов Ca<sup>2+</sup> в растворе комплексонометрическим титрованием раствором ЭДТА) (рис. 3).

2. При образовании однородных по составу композитов ГА/УНТ УНТ играли роль контаминанта (незначительное содержание УНТ в композитах ГА/УНТ (0,1; 1 и 5 вес.%)), моделируя взаимодействие УНТ с нативным апатитом в ходе биоминерализации при остеогенезе. Процесс получения таких композитов с определенной степенью приближения можно рассматривать как моделирование взаимодействия небольших концентраций УНТ с нативным апатитом в ходе формирования костной ткани. Это позволяет оценить влияние УНТ на процессы метаболизма в ходе образования костной ткани.

3. Незначительное содержание УНТ (0,1 вес.%) в композитах ГА/УНТ практически не сказывается на размерах и форме кристаллов НК ГА (табл. 1). Формирующимся на поверхности УНТ агломератам

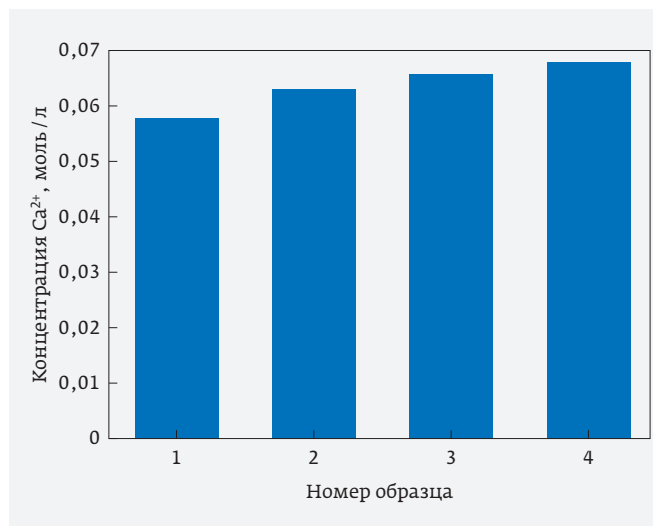


**Рис. 2.** Геометрические характеристики стехиометрического НК ГА продуктов синтеза параллельно (|| C) и перпендикулярно (⊥ C) оси «с» кристаллов ГА (по данным табл. 1): – стехиометрического НК ГА (1); – композитов ГА/УНТ с содержанием УНТ 0,1 масс. % (2), 1 масс. % (3); 5 масс. % (4)

НК ГА (рис. 1с) характерна преимущественная ориентация кристаллов (рис. 1d). С ростом концентрации УНТ в композитах происходит существенное уменьшение (~40%) размеров НК ГА по сравнению с индивидуальным ГА, полученным в аналогичных условиях (табл. 1, рис. 2). Появление «муаровой бахромы» в картине дифракции электронов (рис. 1f) свидетельствует о разориентации НК ГА в агломератах при росте концентрации УНТ в композитах ГА/УНТ (рис. 1e). При этом влияние роста содержания УНТ практически не сказывается на параметрах элементарной ячейки НК ГА композитов (табл. 1).

4. Увеличение содержания УНТ в композитах ГА/УНТ сопровождается и ростом растворимости НК ГА композитов ГА/УНТ (рис. 3). С учетом сопоставимости геометрических размеров УНТ и молекул коллагена (основы матрикса костной ткани) возможное вхождение УНТ в состав костной ткани способно, таким образом, изменить биологические характеристики последней, приводя, в конечном итоге, к нарушению процессов метаболизма.

5. В соответствии с полученными результатами термического анализа, композиты ГА/УНТ не подвергаются разложению при нагревании до высоких температур (~1300 К). Это свидетельствует о возможности получения керамических материалов на основе композитов ГА/УНТ спеканием, используя



**Рис. 3.** Растворимость (по ионам Ca<sup>2+</sup>) стехиометрического НК ГА (1) и композитов ГА/УНТ с содержанием УНТ 0,1 масс. % (2), 1 масс. % (3), 5 масс. % (4)

УНТ в качестве армирующего материала керамики на основе ГА.

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод о возможном взаимодействии УНТ с НК ГА костной и зубной тканей. К такому взаимодействию способны УНТ без дополнительной функционализации [11] их поверхности. Взаимодействие УНТ с НК ГА характеризуется связыванием НК ГА поверхностью УНТ, образованием агломератов НК ГА на поверхности УНТ, уменьшением размеров НК ГА и ростом их растворимости. Перечисленные особенности взаимодействия УНТ с НК ГА костной ткани могут проявиться в токсическом воздействии УНТ как при непреднамеренном, так и в случае целенаправленного введения имплантатов на основе ГА с УНТ в нативные костные ткани.

Авторы благодарны за предоставленные образцы УНТ генеральному директору ООО «ТИТЦМ», заведующему кафедрой, профессору ТГТУ, заместителю генерального директора по науке ООО «НаноТехЦентр» А. Г. Ткачеву.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Starikov V. V.** Properties of Hydroxyapatite Coatings on Metal Oxide // Journal of nano- and electronic physics. 2016. V. 8. No 2. P. 02050-1-02050-6.

2. **Sugiama S., Nitta E., Abe K.** Effect of the introduction of tetrahlormethane into the feedstream for methane with oxygen and mitrous oxide on thermally stable strontium hydroxyapatite // *Catalysis letter*. 1998. V. 55. Iss. 3-4. PP. 198-196.
3. **Sugiama S., Migamoto T., Hayashi H., Moffat JB.** Effect of non-stoichiometry of calcium and strontium hydroxyapatite on etane in the presence of of tetrahlormethane // *Journal of molecular catalysis A-Chemical*. 1998. V. 135. Iss. 2. PP. 199-208.
4. **Dorozhkin S. V.** Calcium Orthophosphate-Based Bioceramics // *Materials*. 2013. V. 42. P. 3840-3942.
5. **Головин Ю.И., Фарбер Б.Я., Коренков В.В., Тюрин А.И., Шклинов А.В. и др.** Механические свойства модифицированных углеродными нанотрубками нанокерамик из бадделита // *Вестник ТГУ*. 2012. Т. 17. Вып. 5. С. 1380-1383.
6. **Жариков Е.В., Зараменских К.С., Попова Н.А., Файков П.П., Исхакова Л.Д., Герке М.Н., Кутровская С.В., Ногтев Д.С.** Композиционный материал на основе корунда, армированного углеродными нанотрубками // *Стекло и керамика*. 2011. № 3. С. 12-16.
7. **Labib S., Williams A., Yauk C.L., at all.** Nano-risk Science: application of toxicogenomics in an adverse outcome pathway framework for risk assessment of multi-walled carbon nanotubes // *Particle and Fibre Toxicology*. 2016. V. 13. № 15. P. 1-17.
8. **Ge C., Li Y., Yin J.-J., at all.** The contributions of metal impurities and tube structure to the toxicity of carbon nanotube materials // *NPG Asia Materials*. 2012. V. 4. P. 1-10.
9. **Красников Г.Я., Шелепин Н.А.** Состояние и перспективы развития технологий и элементной базы СБИС с энергонезависимой памятью // В кн.: Проектирование систем на кристалле: тенденции развития и проблемы / Тезисы докладов Международной научно-технической конференции. - М.: МИЭТ, 2010. С. 55.
10. **Захаров Н.А., Сенцов М.Ю.** Взаимодействие гидроксипатита кальция и метилцеллюлозы при их совместном осаждении // *Сорбционные и хроматографические процессы*. 2011. Т. 11. № 2. С. 177-184.
11. **Zare K., Gupta V.K., Moradi O., at all.** A comparative study on the basis of adsorption capacity between CNTs and activated carbon as adsorbents for removal of noxious synthetic dyes: a review // *J. Nanostruct. Chem*. 2015. V. 5. P. 227-236.

# НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ МАТРИЧНЫХ СТРУКТУР В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ

► В. В. Бардушкин<sup>1</sup>, В. Б. Яковлев<sup>1, 2</sup>, А. А. Кочетыгов<sup>1</sup>, Н. И. Петров<sup>3</sup>

<sup>1</sup>НИУ «МИЭТ»; <sup>2</sup>ИНМЭ РАН; <sup>3</sup>РХТУ им. Д. И. Менделеева

Построена модель прогнозирования влияния локальных напряжений, обусловленных изменениями объемов элементов неоднородности двухкомпонентных матричных композитов, на средние по материалу напряжения. При построении модели предполагается, что включения в композитах имеют форму эллипсоидов вращения и ориентированы своими главными полуосями в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Получено расчетное соотношение для определения средних напряжений в рассматриваемых матричных структурах. Выведенное соотношение учитывает ориентацию включений в матрице, термоупругие характеристики и концентрацию компонентов композитов, а также отличие в величине изменения температуры для включений и матрицы. Для модельных композитов на основе полимерного связующего ЭД-20 с включениями из меди проведены численные расчеты по определению средних напряжений в направлениях трех осей системы координат. Исследованы зависимости средних по материалу напряжений от формы, ориентации и концентрации включений, а также от вариаций величины изменения температуры в различных компонентах композитов.

## STRESSED STATE OF MATRIX STRUCTURES IN THE CONDITIONS OF EXPOSURE TO THERMODYNAMIC FACTORS

V.V.Bardushkin<sup>1</sup>, V.B.Yakovlev<sup>1, 2</sup>, A.A.Kochetygov<sup>1</sup>, N.I.Petrov<sup>3</sup>

<sup>1</sup>MIET, <sup>2</sup>INME RAS, <sup>3</sup>D. Mendeleev University, MUCTR

A model for predicting the effect of local stresses due to changes in the volume of the elements of the inhomogeneity of two-component matrix composites on the average stress material is constructed. When building the model, it is assumed that the inclusions in the composites have the form of ellipsoids of rotation and are oriented with their main semi-axes in three mutually perpendicular directions. The calculated ratio for determining the average stresses in the considered matrix structures is obtained. The derived relation considers the orientation of inclusions in the matrix, the thermoelastic characteristics and the concentration of the components of the composites, as well as the difference in the magnitude of the temperature change for the inclusions and the matrix. For model composites based on the ED-20 polymer binder with copper inclusions, numerical calculations were performed to determine the average stresses in the directions of the three axes of the coordinate system. The dependences of the material averages of the stresses on the shape, orientation, and concentration of the inclusions, as well as on the variations in the magnitude of the temperature change in the various components of the composites, are investigated.

## ВВЕДЕНИЕ

Важной задачей, возникающей при проектировании матричных композитов, является прогнозирование влияния локальных (внутренних) напряжений, обусловленных изменениями объемов его элементов неоднородности, на средние (по материалу) напряжения. Актуальность этой задачи для микро- и нанoeлектроники обусловлена проблемами, возникающими при многоуровневой металлизации интегральных схем, когда при пропуске тока происходит разрушение диэлектрической матрицы. Такое разрушение может быть вызвано различием термических коэффициентов линейного расширения (ТКЛР) металлических волокон и диэлектрика, резким нагревом волокон в матрице, температура которой в начальный период времени увеличивается не столь значительно, а также особенностями структуры композита, связанными с объемной концентрацией включений [1].

Задача оценки влияния внутренних изменений, происходящих в компонентах композитов при увеличении температуры, на средние напряжения для матричных структур различных типов рассматривалась в работах [2-6]. Однако основным недостатком подхода, использованного в [2-6], являлось то, что в этих моделях не учитывалась неравномерность нагревания отдельных компонентов композитов. В настоящей работе в рамках структурной модели двухкомпонентного матричного композита с ориентированными неизометричными включениями, рассмотренной в [6], получена усовершенствованная

формула для расчета средних (по материалу) напряжений, с помощью которой возможен учет неравномерности нагревания включений и матрицы.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ

Рассмотрим двухкомпонентный матричный композит с включениями эллипсоидальной формы, ориентированными в пространстве неоднородного материала вдоль осей  $x$ ,  $y$  и  $z$  системы координат (рис. 1). В работе исследуются случаи армирования, когда эллипсоидальные включения ориентированы главными полуосями в направлениях осей  $x$ ,  $y$  и  $z$  прямоугольной системы координат, только в направлениях  $x$  и  $y$ , а также только в направлении  $x$ . Изучается изменение средних по материалу напряжений при варьировании формы и концентрации неизометричных включений, а также от вариаций величины изменения (скачка) температуры в различных компонентах композитов.

В основе решения поставленной задачи лежит условие единственности и обратимости оператора концентрации напряжений  $K^\sigma(\mathbf{r})$  [2-6]. Оператор  $K^\sigma(\mathbf{r})$  является тензором четвертого ранга, связывающим локальные напряжения  $\sigma_{ij}(\mathbf{r})$  в каждом элементе неоднородности материала с внешними (средними) напряжениями  $\langle \sigma_{kl}(\mathbf{r}) \rangle$ , приложенными к композиту

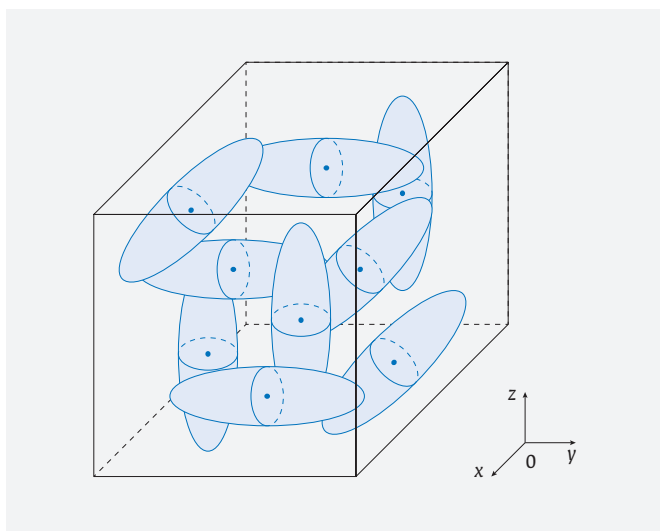
$$\sigma_{ij}(\mathbf{r}) = K_{ijkl}^\sigma(\mathbf{r}) \langle \sigma_{kl}(\mathbf{r}) \rangle, \quad i, j, k, l = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор произвольной точки среды, угловые скобки означают усреднение по объему. Отметим, что для рассматриваемого в работе матричного композита с изотропными компонентами операция усреднения для некоторой случайной величины  $a(\mathbf{r})$  сводится к суммированию (индекс «в» соответствует включениям, индекс «м» – матрице):

$$\langle a(\mathbf{r}) \rangle = \sum_{s=1}^3 (v_B)_s (a_B)_s + v_M a_M, \quad (2)$$

где значение индекса  $s=1$  соответствует включениям, ориентированным главной полуосью в направлении  $x$ ;  $s=2$  – в направлении  $y$ ;  $s=3$  – в направлении  $z$ . При этом  $\sum_{s=1}^3 (v_B)_s = v_B$ ,  $v_B + v_M = 1$ .

Для приближений, учитывающих взаимодействие включений, оператор  $K^\sigma(\mathbf{r})$  можно получить, решая систему стохастических дифференциальных



**Рис. 1.** Структура матричного композита с эллипсоидальными включениями, ориентированными в направлениях осей  $x$ ,  $y$  и  $z$

уравнений равновесия. Используя метод функций Грина, с помощью обобщенного сингулярного приближения теории случайных полей [7] и специально вводимого однородного тела сравнения, выражение для оператора концентрации напряжений имеет вид (индексы опущены) [2-6]:

$$K^\sigma(\mathbf{r}) = c(\mathbf{r})(I - g(\mathbf{r})c''(\mathbf{r}))^{-1} \langle c(\mathbf{r})(I - g(\mathbf{r})c''(\mathbf{r}))^{-1} \rangle^{-1},$$

где  $c(\mathbf{r})$  – тензор модулей упругости;  $c''(\mathbf{r})$  – разность между модулями упругости неоднородной среды и однородного тела сравнения;  $I$  – единичный тензор;  $g(\mathbf{r})$  – интеграл от сингулярной составляющей второй производной тензора Грина уравнений равновесия [7]. В качестве параметров тела сравнения в работе используются упругие модули матрицы [8].

Пусть фактором, приводящим к изменению напряженного состояния композита, является температурное расширение включений и матрицы. В этом случае локальные значения напряжений имеют вид

$$\sigma_{ij}(\mathbf{r}) = c_{ijkl}(\mathbf{r})\alpha_{kl}(\mathbf{r})\Delta T(\mathbf{r}),$$

где  $\alpha_{kl}(\mathbf{r})$  – компоненты тензора температурного расширения,  $\Delta T(\mathbf{r})$  – изменение температуры ( $\Delta T(\mathbf{r}) = \Delta T_M$  для матрицы,  $\Delta T(\mathbf{r}) = (\Delta T_B)_s$  для включений  $s$ -го типа). Для композита с изотропными компонентами

$$\alpha_{kl}(\mathbf{r}) = \alpha(\mathbf{r})\delta_{kl},$$

где  $\alpha(\mathbf{r})$  – температурный коэффициент расширения ( $\alpha(\mathbf{r}) = \alpha_M$  для матрицы,  $\alpha(\mathbf{r}) = (\alpha_B)_s$  для включений  $s$ -го типа),  $\delta_{kl}$  – символ Кронекера.

Тогда, исходя из определения (1) оператора концентрации напряжений с учетом его невырожденности, для отдельных бесконечно малых объемов матрицы и включения  $s$ -го типа вклады их локальных напряженных состояний в среднее напряженное состояние всего композита составят соответственно:

$$\langle \sigma_M \rangle = (K_M^\sigma)^{-1} \sigma_M = (K_M^\sigma)^{-1} c_M \alpha_M \Delta T_M \delta_{kl},$$

$$\langle \sigma_B \rangle_s = (K_B^\sigma)^{-1} (\sigma_B)_s = (K_B^\sigma)^{-1} (c_B)_s (\alpha_B)_s (\Delta T_B)_s \delta_{kl}.$$

Отсюда, учитывая (2), среднее (по материалу) напряжение, вызванное термическим расширением двухкомпонентного композита с изотропными компонентами, будет определяться следующим соотношением:

$$\langle \sigma \rangle = \sum_{s=1}^3 (v_B)_s \langle \sigma_B \rangle_s + v_M \langle \sigma_M \rangle.$$

Таким образом, получается усовершенствованная формула для расчета средних напряжений, с помощью которой возможен учет неравномерности нагревания включений и матрицы

$$\langle \sigma \rangle = \left( \sum_{s=1}^3 (v_B)_s (K_B^\sigma)^{-1} (c_B)_s (\alpha_B)_s (\Delta T_B)_s + v_M (K_M^\sigma)^{-1} c_M \alpha_M \Delta T_M \right) \delta_{kl}. \quad (3)$$

## ПРОВЕДЕНИЕ МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЕТОВ

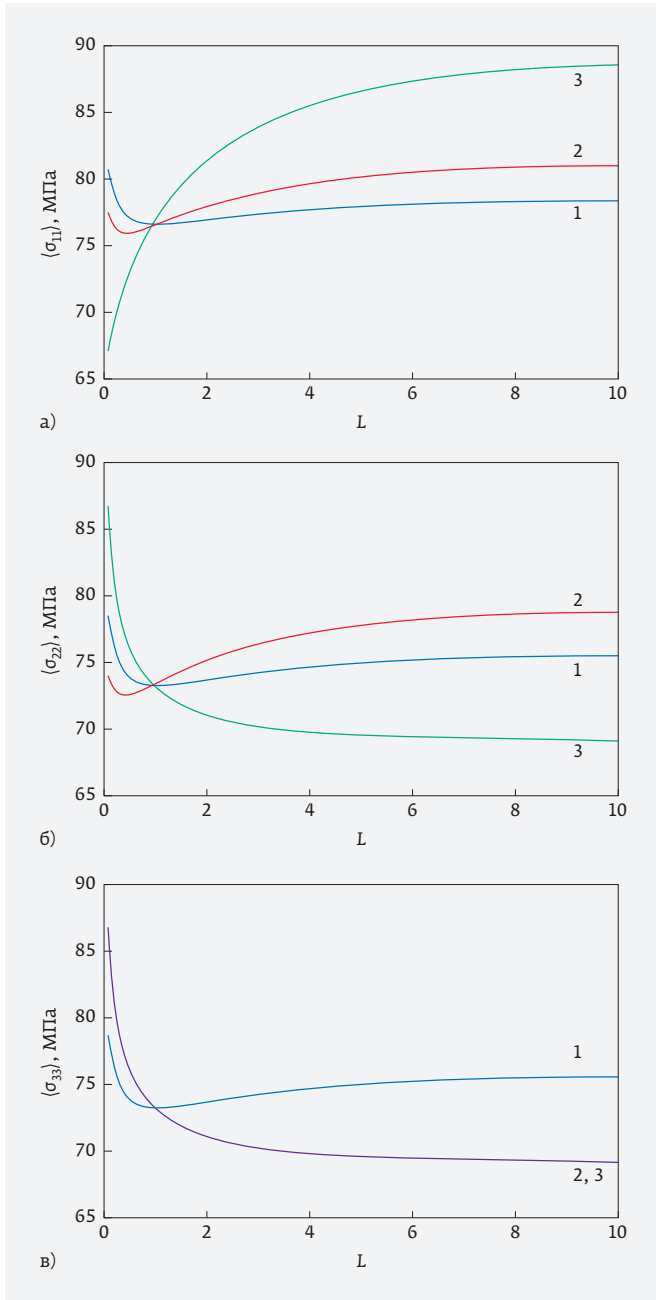
Далее в работе по соотношению (3) были проведены модельные вычисления по определению средних напряжений в композитах с неизометричными включениями из меди (модуль Юнга 125 ГПа, коэффициент Пуассона 0,28, ТКЛР  $1,75 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ) [9]. В качестве матрицы было выбрано эпоксидное связующее ЭД-20 (модуль Юнга 3,8 ГПа, коэффициент Пуассона 0,39, ТКЛР  $4 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ) [10].

Для проведения расчетов при операциях над тензорами использовалась их матричная форма записи [7].

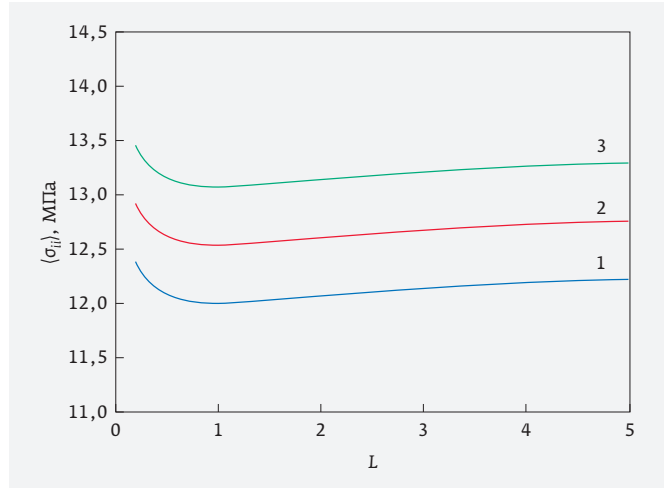
Вначале в работе по соотношению (3) было проведено моделирование зависимостей ненулевых компонент тензора  $\langle \sigma \rangle$  от изменения длины главной полуоси эллипсоидальных включений при их фиксированном объемном содержании. На рис. 2 представлены результаты численных расчетов. Полагалось, что неизометричные включения имеют одинаковую эллипсоидальную форму ( $l_1, l_2$  и  $l_3$  – главные полуоси этих эллипсоидов) и ориентированы в пространстве композита в направлениях осей  $x, y$  и  $z$  лабораторной системы координат. Причем  $l_1 = L, l_2 = l_3 = 1$  для включений, ориентированных в направлении оси  $x$ ;  $l_2 = L, l_1 = l_3 = 1$  для включений, ориентированных в направлении оси  $y$ ;  $l_3 = L, l_1 = l_2 = 1$  для включений, ориентированных в направлении оси  $z$ . Объемное содержание включений  $v_B$  полагалось равным 0,3.

Исследования показали, что в точке  $L=1$  значения компонент  $\langle \sigma_{11} \rangle, \langle \sigma_{22} \rangle$  и  $\langle \sigma_{33} \rangle$  тензора  $\langle \sigma \rangle$  равны, что обусловлено изотропией физико-механических свойств нетекстурированных композитных материалов. Кроме того, независимо от длины  $L$ :

- для материалов, армированных включениями в направлениях  $x, y$  и  $z$ , значения компонент  $\langle \sigma_{11} \rangle, \langle \sigma_{22} \rangle$  и  $\langle \sigma_{33} \rangle$  совпадают;
- для материалов, армированных включениями в направлениях  $x$  и  $y$ , значения компонент  $\langle \sigma_{11} \rangle$  и  $\langle \sigma_{22} \rangle$  совпадают;
- для материалов, армированных включениями в направлениях  $x$  и  $y$  и армированных только



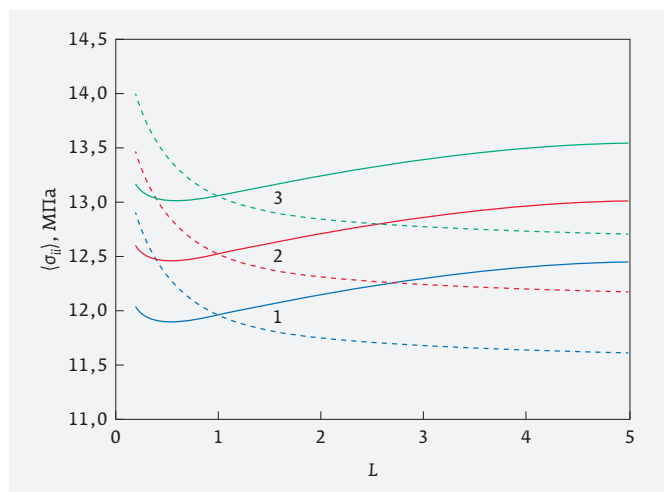
**Рис. 2.** Зависимости значений ненулевых компонент  $\langle \sigma \rangle$  от длины  $L$  главной полуоси эллипсоидальных включений, ориентированных вдоль осей: 1 –  $x, y, z$ ; 2 –  $x, y$ ; 3 –  $x$ . Изменение температуры в элементах неоднородности композитов полагалось равным:  $\Delta T_m = 5$  К,  $(\Delta T_b)_1 = (\Delta T_b)_2 = (\Delta T_b)_3 = 40$  К. Кроме того, полагалось, что при армировании вдоль  $x, y$  и  $z$  объемные содержания включений меди, ориентированных в направлении каждой из осей, равны 0,1, при армировании вдоль  $x$  и  $y$  концентрация включений меди, ориентированных в направлении каждой из осей, равна 0,15



**Рис. 3.** Зависимости значений компонент  $\langle \sigma_{11} \rangle = \langle \sigma_{22} \rangle = \langle \sigma_{33} \rangle$  от длины  $L$  главной полуоси эллипсоидальных включений и изменения  $(\Delta T_b)_s$  ( $s=1, 2, 3$ ) при армировании материала вдоль осей  $x, y$  и  $z$

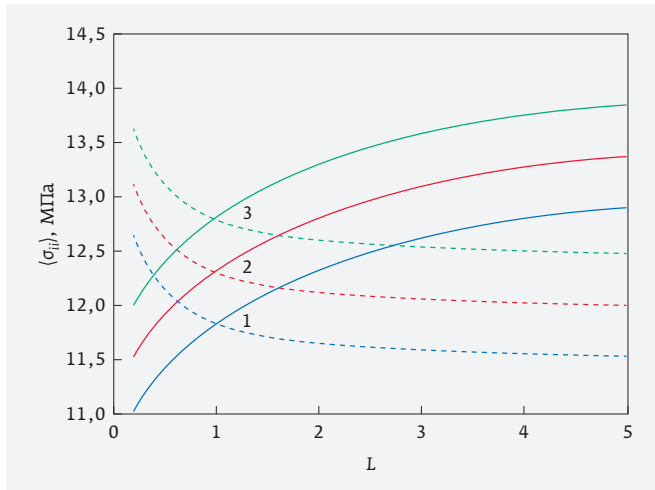
направлении  $x$ , значения компонент  $\langle \sigma_{33} \rangle$  практически одинаковы.

На рис. 3–5 представлены результаты моделирования зависимостей значений компонент  $\langle \sigma_{ii} \rangle$  ( $i=1, 2, 3$ ) тензора  $\langle \sigma \rangle$  от изменения длины  $L$  главной полуоси эллипсоидальных включений и увеличения  $(\Delta T_b)_s$  ( $s=1, 2, 3$ ) при неизменном значении  $\Delta T_m$  и фиксированном объемном содержании включений  $v_b = 0,3$ . Как и ранее полагалось, что при арми-



**Рис. 4.** Зависимости значений компонент  $\langle \sigma_{11} \rangle = \langle \sigma_{22} \rangle$  (сплошные линии),  $\langle \sigma_{33} \rangle$  (пунктирные линии) от длины  $L$  главной полуоси эллипсоидальных включений и изменения  $(\Delta T_b)_s$  ( $s=1, 2, 3$ ) при армировании материала вдоль осей  $x$  и  $y$



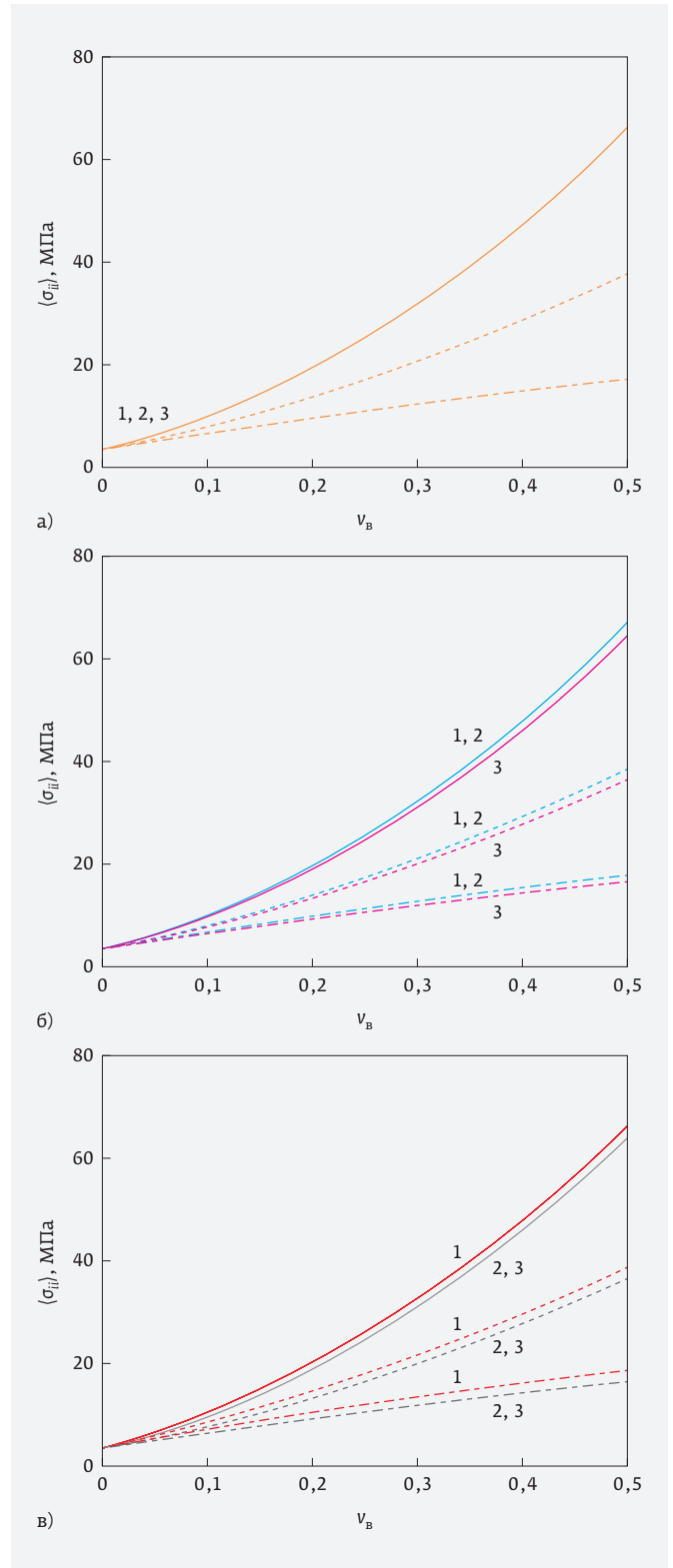


**Рис. 5.** Зависимости значений компонент  $\langle \sigma_{11} \rangle$  (сплошные линии),  $\langle \sigma_{22} \rangle = \langle \sigma_{33} \rangle$  (пунктирные линии) от длины  $L$  главной полуоси эллипсоидальных включений и изменения  $(\Delta T_B)_s$  ( $s=1, 2, 3$ ) при армировании материала вдоль оси  $x$

ровании вдоль  $x$ ,  $y$  и  $z$  концентрации включений, ориентированных в направлении каждой из осей, равны 0,1, а при армировании вдоль  $x$  и  $y$  – 0,15. Расчеты проводились при  $\Delta T_M = 5$  К и  $(\Delta T_B)_1 = (\Delta T_B)_2 = (\Delta T_B)_3$ , принимающих значения 5 К (кривая 1), 6 К (кривая 2) и 7 К (кривая 3).

Исследования показали, что увеличение  $(\Delta T_B)_s$  ( $s=1, 2, 3$ ) при фиксированном  $\Delta T_M$  приводит к довольно значительному росту значений средних по материалу напряжений (рис. 2-5). При  $L > 5$  происходит стабилизация значений компонент  $\langle \sigma_{ii} \rangle$  ( $i=1, 2, 3$ ) тензора  $\langle \sigma \rangle$ , а на промежутке  $0,3 < L < 3$  графики зависимостей  $\langle \sigma_{ii} \rangle$  от  $L$  существенно нелинейны.

Далее в работе было проведено моделирование влияния концентрации  $v_B$  на средние по неоднородному материалу напряжения с учетом формы неизометричных включений и изменения  $(\Delta T_B)_s$  ( $s=1, 2, 3$ ) при фиксированном значении  $\Delta T_M$ . На рис. 6 представлены результаты исследований только для наиболее важного случая армирования волокнами (в расчетах для главных полуосей эллипсоидальных включений принималось, что  $L=10$ ). Также полагалось, что  $\Delta T_M = 5$  К, а  $(\Delta T_B)_1 = (\Delta T_B)_2 = (\Delta T_B)_3$  и принимают значения 5 К (штрихпунктирные линии), 20 К (пунктирные линии) и 40 К (сплошные линии). При этом кривые 1 на рис. 6 соответствуют изменениям значений компоненты  $\langle \sigma_{11} \rangle$ , кривые 2 – компоненты  $\langle \sigma_{22} \rangle$ , кривые 3 – компоненты  $\langle \sigma_{33} \rangle$ .



**Рис. 6.** Зависимости значений ненулевых компонент  $\langle \sigma_{ii} \rangle$  ( $i=1, 2, 3$ ) от концентрации  $v_B$  неизометричных включений ( $L=10$ ) и изменения  $(\Delta T_B)_s$  ( $s=1, 2, 3$ ) при армировании материала вдоль осей:  $x$ ,  $y$ ,  $z$  (а);  $x$ ,  $y$  (б);  $x$  (в)

Результаты моделирования показали, что на среднее по материалу напряжения существенное влияние оказывает не только фактор отличия в величине изменения (скачка) температуры для включений и матрицы, но и концентрация  $v_v$  неизометричных включений. Увеличение  $v_v$  приводит к значительному росту значений компонент тензора  $\langle \sigma \rangle$ . Причем характер изменения  $\langle \sigma_{ii} \rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) существенно нелинеен. Поэтому данное обстоятельство необходимо учитывать при многоуровневой металлизации интегральных схем.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе построена усовершенствованная модель для расчета средних напряжений, обусловленных воздействием термодинамических факторов, в матричном композите с ориентированными неизометричными включениями. Разработанная модель позволяет учитывать ориентацию включений в матрице, термоупругие характеристики и концентрацию элементов неоднородности композита, а также такой фактор как отличие в величине изменения (скачка) температуры для включений и матрицы. Опираясь на построенную модель, в дальнейшем возможна разработка теоретического подхода к прогнозированию предельных состояний композитов произвольной структуры, состава и концентрации компонентов, возникающих в результате термодинамических воздействий.

## ПОДДЕРЖКА

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-08-01374-а).

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Нанотехнологии в электронике – 3.1 / Под ред. чл.-корр. РАН Ю. А. Чаплыгина. – М.: ТЕХНОСФЕРА, 2016. 480 с.
2. Колесников В. И., Бардушкин В. В., Сычев А. П., Яковлев В. Б. Напряженное состояние композитных материалов в условиях воздействия термодинамических факторов // Вестник Южного научного центра РАН. 2005. Т. 1. № 4. С. 9–13.
3. Колесников В. И., Бардушкин В. В., Сычев А. П., Яковлев В. Б. Влияние микроструктуры и термоупругих характеристик компонентов на средние напряжения в волокнистых композитных материалах // Материалы, технологии, инструменты. 2009. Т. 14. № 2. С. 12–15.
4. Шилиева Ю. И., Бардушкин В. В., Силибин М. В., Гаврилов С. А., Яковлев В. Б., Пятилова О. В. Влияние структуры и термоупругих свойств компонентов на средние напряжения в анодном оксиде алюминия с порами, заполненными металлическими нитевидными нанокристаллами // Неорганические материалы. 2013. Т. 49. № 7. С. 723–728. DOI: 10.7868/S0002337X13060134. (Переводная версия: Shilyaeva Yu. I., Bardushkin V. V., Silibin M. V., Gavrilov S. A., Yakovlev V. B., and Pyatilova O. V. Effect of the structure and thermoelastic properties of components on the average stress in anodic aluminum oxide having pores filled with metallic nanowires // Inorganic Materials. 2013. Vol. 49. No. 7. P. 676–680. DOI: 10.1134/S0020168513060137.)
5. Красников Г. Я., Бардушкин В. В., Карташов Д. А., Шилиева Ю. И., Яковлев В. Б. Влияние структуры и термоупругих характеристик компонентов на средние напряжения в анодном оксиде алюминия с нитевидными порами, заполненными поливинилиденфторидом // Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника. 2017. № 2 (166). С. 45–50.
6. Колесников В. И., Бардушкин В. В., Сорokin А. И., Сычев А. П., Яковлев В. Б. Влияние термоупругих характеристик компонентов, формы и ориентации неизометричных включений на средние напряжения в матричных структурах // Физическая мезомеханика. 2016. Т. 19. № 5. С. 43–47. (Переводная версия: Kolesnikov V. I., Bardushkin V. V., Sorokin A. I., Sychev A. P., and Yakovlev V. B. Effect of Thermoelastic Characteristics of Components, Shape of Non-Isometric Inclusions, and Their Orientation on Average Stresses in Matrix Structures // Physical Mesomechanics. 2016. Vol. 19. No. 5. P. 43–47. DOI: 10.1134/S1029959916030104.)
7. Шермергор Т. Д. Теория упругости микронеоднородных сред. – М.: Наука, 1977. 399 с.
8. Хорошун Л. П., Маслов Б. П., Лещенко П. В. Прогнозирование эффективных свойств пьезоактивных композитных материалов. – Киев: Наукова думка, 1989. 207 с.
9. Физические величины: Справочник. / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
10. Лапицкий В. А., Крицук А. А. Физико-механические свойства эпоксидных полимеров и стеклопластиков. – Киев: Наукова думка, 1986. 92 с.

### НЕОКЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА КОМПТОНА И НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ ИЗМЕНЕНИЯ ЕГО ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Многочисленные попытки изменения квантовой интерпретации эффекта Комптона до сих пор оказывались неудачными. В настоящей работе показано, что общепринятая фотонная концепция объяснения этого эффекта ошибочна. Обсуждается новая теория, основанная на представлении о рассеянии электромагнитного излучения на электронных волнах де Бройля. Анализируются последствия изменения интерпретации эффекта Комптона на предсказания особенностей динамики релятивистских электронов при их взаимодействии с электромагнитным излучением.

**Ключевые слова:** эффект Комптона, фотонная концепция, электронные волны де Бройля, релятивистские электроны, электромагнитное излучение

#### Сведения об авторе:

Аристов Виталий Васильевич, доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент Российской академии наук, Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук, 142432, Московская область, Ногинский район, Черноголовка, Институтская ул., д. 6, e-mail: aristov@iptm.ru.

### ПРИМЕНЕНИЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИЗГИБНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ БАЛОЧНОГО ТИПА В ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫХ ДАТЧИКАХ ВИБРАЦИИ

В статье рассматривается принцип и устройство пьезоэлектрического изгибного преобразователя балочного типа. Показаны преимущества данного типа конструкции по сравнению с остальными при выборе чувствительного элемента для интеллектуального датчика вибрации. Показана возможность использования преобразователя для самокалибровки датчика. Приведены варианты структурных схем интеллектуального датчика вибрации и проведена оценка схемотехнической сложности аналоговой части для кондиционирования сигнала с данного преобразователя.

**Ключевые слова:** вибрация, датчик, пьезоэлектрический, analog front-end, чувствительный элемент

#### Сведения об авторах:

Доля Владимир Константинович, кандидат технических наук, Научное конструкторско-технологическое бюро «Пьезоприбор» Инженерно-технологической академии Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Южный федеральный университет», 344090, г. Ростов-на-Дону, ул. Мильчакова, д. 10, к. 401; e-mail: dvk@sfnu.ru;

Синютин Евгений Сергеевич, Научно-технический центр «Техноцентр» Инженерно-технологической академии Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Южный федеральный университет», 347900, Россия, г. Таганрог, ул. Петровская, д. 81; e-mail: dark\_elf4@mail.ru;

Лебедев Сергей Валентинович, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», 124498, Зеленоград, ул. Шокина, д. 1, Акционерное общество «Зеленоградский

### THE NEOCLASSICAL THEORY OF COMPTON EFFECT AND SOME CONSEQUENCES OF ITS INTERPRETATION CHANGING

Numerous attempts to change quantum interpretation of Compton effect till now was unsuccessful. In the present work it is shown that the standard photon concept for an explanation of this effect is incorrect. The new theory based on representation about scattering of electromagnetic radiation on de Broglie electron waves is discussed. Consequences of Compton effect interpretation changing are analyzed in connection with relativistic electron interaction with electromagnetic radiation.

**Keywords:** Compton effect, the concept of the photon, de Broglie electron waves, relativistic electrons, electromagnetic radiation

#### Data of authors:

Aristov Vitaliy Vasilievich, Doctor of physical and mathematical Sciences, Corresponding Member of Russian Academy of Sciences, Institute of Microelectronics Technology, Russian Academy of Sciences, 6, Institutskaya, Chernogolovka, Noginsk district, Moscow, 142432, e-mail: aristov@iptm.ru.

### APPLICATION OF PIEZOELECTRIC BENDING TRANSDUCER OF BEAM TYPE IN INTELLIGENT VIBRATION SENSORS

The article deals with the principle and device of piezoelectric bending transducer of beam type. The advantages of this type of construction in comparison with the others are shown when selecting a sensing element for an intelligent vibration sensor. The possibility of using the transducer for self-calibration of the sensor is shown. The variants of the structural schemes of the intelligent vibration sensor and the evaluation of the circuit complexity of the analog part for conditioning the signal from this Converter.

**Keywords:** vibration, sensor, piezoelectric, analog front-end, sensing element

#### Data of authors:

Dolya Vladimir Konstantinovich, candidate of engineering Sciences, scientific design and technological department "Pьezopribor" of the South Federal University, 401, 10, st. Milchakova, Rostov-on-Don, 344090, e-mail: dvk@sfnu.ru;

Sinyutin Evgeniy Sergeevich, Scientific and Technical Center "Technocenter", Southern Federal 81, Petrovskaya str., Taganrog, Russia, 347900, e-mail: dark\_elf4@mail.ru;

Lebedev Sergei Valentinovich, "National Research University "Moscow Institute of Electronic Technology", Shokin, building 1, Zelenograd, 124498; Zelenograd Nanotechnology Center, 6 house, Solnechnaya, Zelenograd, 124527, e-mail: lebedev\_sv51@mail.ru.

нанотехнологический центр», 124527, Зеленоград, Солнечная, д. 6,  
e-mail: lebedev\_sv51@mail.ru.

### ГЕНЕРАТОР, УПРАВЛЯЕМЫЙ НАПРЯЖЕНИЕМ, С ТОКОВОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ ВЛИЯНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА И РАБОЧЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Предложен вариант схемотехнической реализации генератора, управляемого напряжением, с применением техники токовой параметрической стабилизации крутизны вольт-частотной характеристики в зависимости от разброса параметров элементов и рабочей температуры.

**Ключевые слова:** ГУН, токовое зеркало, кольцевой генератор

#### Сведения об авторе:

Доможаков Денис Александрович, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, Москва, Каширское ш., д. 31, e-mail: dadomozhakov@mephi.ru.

### БИБЛИОТЕКИ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ СБИС ТИПА «СИСТЕМА-НА-КРИСТАЛЛЕ»

Рассматриваются вопросы создания радиационно-стойких библиотек цифровых и площадочных элементов для проектирования СБИС типа «система-на-кристалле» (СНК) по базовым отечественным КМОП-технологиям объемного кремния уровня 180 и 90 нм. На основе анализа и оптимизации совокупности правил радиационно-стойкого проектирования и методик оптимизации основных электрических и геометрических параметров СБИС разработаны библиотеки элементов для проектирования СБИС СНК. Библиотеки аттестованы на тестовых кристаллах и в составе СБИС, уровни стойкости к внешним воздействующим факторам соответствуют требованиям, предъявляемым к бортовой электронной компонентной базе (ЭКБ) авиакосмического назначения.

**Ключевые слова:** радиационно-стойкое проектирование, библиотека элементов, цифровые схемы, система-на-кристалле, радиационная стойкость

#### Сведения об авторе:

Кобыляцкий Андрей Вадимович, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, Москва, Каширское ш., д. 31, e-mail: andreymb@elvees.com.

### МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПОТЕРЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ С ПЛЕНКАМИ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ

Разработана методика измерения потерь распространения поверхностных акустических волн в структурах с пленками переменной толщины. Проведена апробация этой методики на структурах со слоями ZnO ступенчатого профиля и подложками монокристаллического кремния, когда слой полностью удален в зазоре между входным и выходным преобразователями. Исследованы два варианта прохождения таких ступенек: в первом – прохождение ступеньки не сопровождается изменением типа акустической волны, во втором – волна меняется с Sezawa на Rayleigh и обратно. Измерения показали, что акустические потери в обоих случаях сопоставимы друг с другом и примерно равны потерям, которые испытывают те же волны при распространении в структурах с пленками постоянной толщины на всем пути между преобразователями.

### VOLTAGE CONTROLLED OSCILLATOR WITH CURRENT PT COMPENSATION

In this paper, a process stabilization scheme for VCO frequency slope is proposed. The process-dependent current source supplies the oscillator with compensating current.

**Keywords:** VCO, current mirror, ring oscillator

#### Data of author:

Domozhakov Denis Aleksandrovich, National Research Nuclear University MEPhI, 31, Kashirskoe sh. Moscow, 115409, Russian Federation, e-mail: dadomozhakov@mephi.ru.

### RHBD LIBRARIES FOR NANOMETER SYSTEM-ON-CHIP DESIGN

The issues of radiation-hardened standard cell and IO libraries design for the development of the system-on-chip (SoC) using bulk silicon of 180 nm and 90 nm are considered. The set of radiation-hardened-by-design methods and techniques for optimizing basic electrical and geometric parameters of VLSI are designed. Libraries are certified on test chips and as part of VLSI, the levels of radiation hardness comply with the requirements imposed on the onboard electronics for aerospace purposes.

**Keywords:** Radiation-Hardening-By-Design, standard cell library, digital circuits, system-on-chip, radiation hardness

#### Data of author

Kobylyatskiy Andrey Vadimovich, National Research Nuclear University MEPhI, 31, Kashirskoe sh. Moscow, 115409, Russian Federation, e-mail: andreymb@elvees.com.

### THE METHOD FOR MEASURING SURFACE ACOUSTIC WAVE LOSS IN LAYERED STRUCTURES WITH VARIABLE FILM PROFILE

Experimental method for measuring surface acoustic wave loss in layered structures with variable film profile is developed. The method is approved using the step-like ZnO films deposited on silicon substrate, when the films are totally removed from the gap between input and output transducers. Two variants of the propagation through the steps are examined: in the first one the wave transmits the steps without type transformation; in the second – the Sezawa-type wave transforms to the Rayleigh-type counterpart and back at the steps. The losses of the waves in both cases are measured to be comparable with each other and with those for the same waves propagating in common structures when films have permanent thickness along the propagation path.

**Keywords:** surface acoustic wave, propagation loss, substrate, film profile, film step

**Ключевые слова:** поверхностная акустическая волна, потери распространения, подложка, профиль, ступенька

**Сведения об авторах:**

Анисимкин Владимир Иванович, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, к. 7, ИПЭ им. В. А. Котельникова РАН, e-mail: anis@cplire.ru;

Воронова Нелли Владимировна, Акционерное общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1, e-mail: nvoronova@niime.ru;

Осипенко Виктор Александрович, Акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Элпа», 124460, Москва, Зеленоград, Панфиловский просп., д. 10, e-mail: npklelpa@mail.ru;

Воронова Наталья Владимировна, кандидат физико-математических наук, Акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Элпа», 124460, Москва, Зеленоград, Панфиловский просп., д. 10, e-mail: vonavl@mail.ru.

**СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КМОП И CML ЦИФРОВЫХ СХЕМ НА ОСНОВЕ КНИ КМОП 0,18-МКМ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ РАБОЧИХ ЧАСТОТ ДО 2 ГГц**

В статье представлены результаты проведенного сравнения идентичных КМОП и CML (Current Mode Logic) цифровых схем. Для проведения сравнительного анализа были спроектированы 10-разрядные делители частоты на основе данных типов логик. Сравнивались следующие характеристики схем: занимаемая площадь, ток потребления на различных частотах входного сигнала, максимальная рабочая частота, максимальная амплитуда помехи, генерируемая в результате переключения и передаваемая по шинам питания.

**Ключевые слова:** CML, схемы смешанного сигнала, маломощные схемы, делители частоты

**Сведения об авторах:**

Костандов Арман Константинович, Акционерное общество «Дизайн Центр «СОЮЗ», 124482, г. Москва, г. Зеленоград, корпус 100; e-mail: armankostandov@gmail.com

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ И РАЗРАБОТКА ОБОРУДОВАНИЯ ДЛЯ ГЛУБОКОГО ТРАВЛЕНИЯ КРЕМНИЯ НА ПЛАСТИНАХ ДИАМЕТРОМ ДО 200 ММ**

При изготовлении трехмерных структур с применением технологии формирования глубоких отверстий в кремнии (through-silicon vias, TSV), а также при изготовлении микроэлектромеханических систем (МЭМС) широкое распространение получил процесс глубокого анизотропного травления кремния с применением попеременных процессов травления и пассивации (Bosch-процесс). Суть процесса заключается в чередовании стадий реактивно-ионного травления поверхности кремния (как правило, в SF<sub>6</sub>) и пассивации поверхности (как правило, с применением C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>) [1, 2]. При этом на стадии травления пассивирующий слой удаляется со дна канавок быстрее, чем со стенок, что в итоге позволяет получить анизотропность процесса травления. К преимуществам процесса можно отнести: проведение процесса при комнатных температурах, высокую селективность к фоторезисту (около 80 : 1 и более), получение структур с аспектным

**Data of authors:**

Anisimkin Vladimir Ivanovich, doctor of physical and mathematical Sciences, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy Of Sciences, Mokhovaya 11–7, Moscow, 125009, Russia, e-mail: anis@cplire.ru;

Voronova Nelli Vladimirovna, "Molecular Electronics Research Institute", Stock Company, d. 12 / 1, 1st Zapadnyy proezd,, Zelenograd, Moscow, Russia, 124460, e-mail: nvoronova@niime.ru;

Osipenko Victor Alexandrovich, "Scientific research Institute "ELPA", Stock Company, 10, 8c5, Panfilovskiy prospekt, Zelenograd, Moscow, 124460, Russia, e-mail: npklelpa@mail.ru;

Voronova Natalia Vladimirovna, candidate of physical and mathematical Sciences, "Scientific research Institute "ELPA", Stock Company, 10, 8c5, Panfilovskiy prospekt, Zelenograd, Moscow, 124460, Russia, e-mail: vonavl@mail.ru.

**COMPARISON OF CHARACTERISTICS OF CMOS AND CML DIGITAL CIRCUITS BASED ON SOI CMOS 0.18 MICRON TECHNOLOGY FOR OPERATING FREQUENCIES UP TO 2 GHz**

This paper presents the results of the comparison of identical CMOS and CML (Current Mode Logic) digital circuits. For comparative analysis, 10-bit frequency dividers were designed based on these types of logic. The following circuit characteristics were compared: occupied area, current consumption at various input signal frequencies, maximum operating frequency, maximum interference amplitude generated as a result of switching and transmitted over the power buses.

**Keywords:** CML, mixed-signal circuits, low-noise circuits, frequency dividers

**Data of authors:**

Kostandov Arman Konstantinovich, Joint-stock company "Design Center "SOYUZ", 124482, Moscow, Zelenograd, building 100, e-mail: armankostandov@gmail.com

**RESEARCH AND DEVELOPMENT OF EQUIPMENT AND TECHNOLOGY FOR DEEP SILICON ETCHING ON PLATES WITH DIAMETER OF UP TO 200 MM**

Process of deep anisotropic silicon etching with alternating steps of etching and passivation ("Bosch" process) is widely used for forming three-dimensional structures with through-silicon-vias (TSV), as well as in the manufacturing of micro electromechanical systems (MEMS). The essence of the process lies in alternating steps of reactive-ion etching of silicon (usually SF<sub>6</sub>) and passivation of the surface (typically by using C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>) [1, 2]. Herewith the step of etching the passivation layer removing from the bottom of the grooves are faster than from the walls, with the result that allows to obtain anisotropic etching process. Advantages of the process include: carrying out the process at room temperatures, high photoresist selectivity (about 80 : 1 and more), the preparation of structures with an aspect ratio of 30 : 1 [3], the etch rate up to 20 μm / min and controlled etching profile [4]. The

отношением до 30 : 1 [3], скорость травления до 20 мкм / мин, а также контролируемый профиль травления [4]. Основным недостатком процесса является шероховатость стенок (scallops) в связи с цикличностью процесса.

В настоящее время технология формирования глубоких отверстий в кремнии (through-silicon vias, TSV) представляет большой интерес для отечественной микроэлектроники. Основным преимуществом технологии TSV является улучшение характеристик изделий при уменьшении занимаемой площади. Так, фирмы Samsung Electronics [5] (Южная Корея) и Micron Technology [6] (США) разработали чипы памяти с применением технологии TSV, пропускная способность которых была увеличена вплоть до 320 ГБ / с. При этом данные чипы требуют примерно на 70% меньше энергии, чем существующие на данный момент чипы DDR3. Однако необходимое промышленное оборудование может быть представлено только импортными образцами ведущих разработчиков (LAM, SPTS) и имеет большую стоимость.

Целью данной работы была разработка реактора для глубокого травления кремния на пластинах диаметром до 200 мм, аналогичного по своим характеристикам импортному, и разработка технологии глубокого травления кремния для ее применения в изготовлении трехмерных TSV-структур.

**Ключевые слова:** глубокое травление кремния, Bosch-процесс, трехмерная сборка, 3D-сборка, гладкие щели

#### Сведения об авторах:

*Долгополов Владимир Миронович, кандидат технических наук,*

*Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт точного машиностроения», 124460, РФ, г. Москва, г. Зеленоград, Панфиловский проспект, д. 10, e-mail: step455@mail.ru;*

*Одинокоев Вадим Васильевич, доктор технических наук, профессор, Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт точного машиностроения», 124460, РФ, г. Москва, г. Зеленоград, Панфиловский проспект, д. 10, e-mail: vodinokov@niitm.ru;*

*Иракин Павел Александрович, Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт точного машиностроения», 124460, РФ, г. Москва, г. Зеленоград, Панфиловский проспект, д. 10, e-mail: irakinp@gmail.com;*

*Варакин Виктор Михайлович, Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт точного машиностроения», 124460, РФ, г. Москва, г. Зеленоград, Панфиловский проспект, д. 10, e-mail: VarakinVM@yandex.ru;*

*Шубников Александр Валерьевич, Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт точного машиностроения», 124460, РФ, г. Москва, г. Зеленоград, Панфиловский проспект, д. 10, e-mail: shybnikov@list.ru*

*Мицын Никита Геннадьевич, Акционерное общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, Россия, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12 / 1, e-mail: nmitsyn@mikron.ru.*

main drawback of the process is the roughness of the walls (scallops) in connection with the cyclical process.

Currently, technology of deep holes etching is of great interest to the domestic microelectronics. The main advantage of TSV technology is improving the characteristics of devices while reducing occupied area. Samsung Electronics [5] (South Korea) and Micron Technology [6] (USA) have developed memory chips using the TSV technology which has a max bandwidth up to 320 GB / sec. This data chips use approximately 70% less power than currently existing DDR3 chips. However, the necessary industrial equipment for 200 mm wafers can be represented only imported models leading developers (LAM, SPTS) and has a greater cost.

The aim of this work was to develop a reactor for deep silicon etching on plates with diameter of up to 200 mm, similar in their characteristics with import and development of technology deep silicon etching for its use in the manufacture of three-dimensional TSV assembly.

**Keywords:** deep silicon etching, "Bosch" process, three dimensional assembly, 3D-assembly, smooth sidewalls trenches

#### Data of authors:

*Dolgopoloov Vladimir Mironovich, candidate of technical Sciences, Research institute of precision machine manufacturing, 10, Panfilovsky prospekt, Zelenograd, Moscow, Russia, 124460, e-mail: step455@mail.ru;*

*Odinokov Vadim Vasilievich, doctor of technical Sciences, professor, Research institute of precision machine manufacturing; 10, Panfilovsky prospekt, Zelenograd, Moscow, Russia, 124460, e-mail: vodinokov@niitm.ru;*

*Irakin Pavel Aleksandrovich, Research institute of precision machine manufacturing, 10, Panfilovsky prospekt, Zelenograd, Moscow, Russia, 124460, e-mail: irakinp@gmail.com;*

*Varakin Viktor Mikhailovich, Research institute of precision machine manufacturing; 10, Panfilovsky prospekt, Zelenograd, Moscow, Russia, 124460, e-mail: VarakinVM@yandex.ru;*

*Shubnikov Alexander Valerievich, Research institute of precision machine manufacturing; 10, Panfilovsky prospekt, Zelenograd, Moscow, Russia, 124460, e-mail: shybnikov@list.ru;*

*Mitsyn Nikita Gennadievich, "Molecular Electronics Research Institute", Stock Company, 12 / 1, 1st Zapadny proezd, Zelenograd, Moscow, Russia, 124460, e-mail: nmitsyn@mikron.ru.*

### ВЛИЯНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК НА КРИСТАЛЛИЗАЦИЮ И СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНОГО ГИДРОКСИАПАТИТА КАЛЬЦИЯ

Применение углеродных нанотрубок находит все более широкое применение в промышленной технологии. Однако их влияние на организм человека до сих пор недостаточно изучено. В данной работе проведена оценка влияния многостенных углеродных нанотрубок (УНТ) на образование нанокристаллического (НК) гидроксиапатита кальция  $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$  (ГА) в ходе синтеза композиционных материалов (КМ) ГА / УНТ (0,1; 1 и 5 масс.% УНТ), моделирующего взаимодействие УНТ с фосфатами кальция костной ткани в ходе биоминерализации. Определено влияние УНТ на кристаллографические, морфологические характеристики и растворимость НК ГА в составе КМ ГА / УНТ.

**Ключевые слова:** углеродные нанотрубки, гидроксиапатит, композиционные материалы, синтез, свойства

#### Сведения об авторах:

Захаров Николай Алексеевич, доктор физико-математических наук, Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, 117907, РФ, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, д. 31, e-mail: zakharov@igic.ras.ru;

Бокарев Валерий Павлович, кандидат химических наук, АО «НИИМЭ», 124460, Россия, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12 / 1, e-mail: vbokarev@niime.ru;

Горнев Евгений Сергеевич, доктор технических наук, профессор, Акционерное общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, Россия, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12 / 1, e-mail: egornev@niime.ru;

Нечипоренко Александр Петрович, кандидат технических наук; Акционерное общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, Россия, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12 / 1, e-mail: anechiporenko@niime.ru.

### НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ МАТРИЧНЫХ СТРУКТУР В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ

Построена модель прогнозирования влияния локальных напряжений, обусловленных изменениями объемов элементов неоднородности двухкомпонентных матричных композитов, на средние по материалу напряжения. При построении модели полагается, что включения в композитах имеют форму эллипсоидов вращения и ориентированы своими главными полуосями в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Получено расчетное соотношение для определения средних напряжений в рассматриваемых матричных структурах. Выведенное соотношение учитывает ориентацию включений в матрице, термоупругие характеристики и концентрацию компонентов композитов, а также отличие в величине изменения температуры для включений и матрицы. Для модельных композитов на основе полимерного связующего ЭД-20 с включениями из меди проведены численные расчеты по определению средних напряжений в направлениях трех осей системы координат. Исследованы зависимости средних по материалу напряжений от формы, ориентации и концентрации включений, а также от вариаций величины изменения температуры в различных компонентах композитов.

**Ключевые слова:** матричный композит, термоупругие характеристики, средние напряжения, моделирование

### THE EFFECT OF CARBON NANOTUBES ON CRYSTALLIZATION AND PROPERTIES OF NANOSIZED CALCIUM HYDROXYAPATITE

The application of carbon nanotubes is increasingly used in industrial technology. However, their impact on the human body is still insufficiently studied. In this work, we assessed the influence of multi-walled carbon nanotubes (CNTs) on the formation of nanocrystalline (NC) of calcium hydroxyapatite  $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$  (HA) during the synthesis of composite materials (KM) HA / CNT (0.1; 1 and 5 of the masses.% CNT), modeling the interaction of CNTs with the phosphate of bone calcium in the course of biomineralization. The influence of CNTs on the crystallographic, morphological characteristics, and the solubility of HA in NK, composed of KM HA / CNT.

**Keywords:** carbon nanotubes, hydroxyapatite, composite materials, synthesis, properties

#### Data of authors

Zakharov Nikolay Alekseevich, doctor of Physics and Mathematics, Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry, Russian Academy Of Sciences, professor, 31, Leninskii pr., Moscow, Russian Federation, 117907, e-mail: zakharov@igic.ras.ru;

Bokarev Valery Pavlovich, candidate of Chemical Sciences, "Molecular Electronics Research Institute", Stock Company, 12 / 1, 1st Zapadny proezd, Zelenograd, Moscow, Russian Federation, 124460, e-mail: vbokarev@niime.ru;

Gornev Eugene Sergeevich, doctor of Engineering Sciences, professor, "Molecular Electronics Research Institute", Stock Company, 12 / 1, 1st Zapadny proezd, Zelenograd, Moscow, Russian Federation, 124460, e-mail: egornev@niime.ru;

Nechiporenko Alexander Petrovich, candidate of Engineering Sciences, "Molecular Electronics Research Institute", Stock Company, 12 / 1, 1st Zapadny proezd, Zelenograd, Moscow, Russian Federation, 124460, e-mail: anechiporenko@niime.ru.

### STRESSED STATE OF MATRIX STRUCTURES IN THE CONDITIONS OF EXPOSURE TO THERMODYNAMIC FACTORS

A model for predicting the effect of local stresses due to changes in the volume of the elements of the inhomogeneity of two-component matrix composites on the average stress material is constructed. When building the model, it is assumed that the inclusions in the composites have the form of ellipsoids of rotation and are oriented with their main semi-axes in three mutually perpendicular directions. The calculated ratio for determining the average stresses in the considered matrix structures is obtained. The derived relation considers the orientation of inclusions in the matrix, the thermoelastic characteristics and the concentration of the components of the composites, as well as the difference in the magnitude of the temperature change for the inclusions and the matrix. For model composites based on the ED-20 polymer binder with copper inclusions, numerical calculations were performed to determine the average stresses in the directions of the three axes of the coordinate system. The dependences of the material averages of the stresses on the shape, orientation, and concentration of the inclusions, as well as on the variations in the magnitude of the temperature change in the various components of the composites, are investigated.

**Keywords:** matrix composite, thermoelastic properties, average stress, modeling

**Сведения об авторах:**

Бардушкин Владимир Валентинович, доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедр «Высшая математика № 2» и «Системная среда качества» МИЭТ, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, д. 1, e-mail: bardushkin@mail.ru;

Яковлев Виктор Борисович, профессор Российской академии наук, доктор физико-математических наук, профессор кафедры «Высшая математика № 2» МИЭТ, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, д. 1, e-mail: yakovlev@miee.ru;

Кочетыгов Андрей Александрович, Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, д. 1, МИЭТ, e-mail: aakcht@gmail.com;

Петров Николай Иванович, кандидат физико-математических наук, Российский химико-технологический университет имени Д. И. Менделеева, 125047, Москва, Миусская площадь, д. 9, e-mail: nik\_petrov@mail.ru

**Data of authors:**

Bardushkin Vladimir Valentinovich, Doctor of Physico-Mathematical Sciences, docent, Professor departments of "Higher mathematics No. 2" and "System environment" quality MIET, "National Research University of Electronic Technology", Bld. 1, Shokin Square, Zelenograd, Moscow, Russia, 124498, e-mail: bardushkin@mail.ru;

Yakovlev Viktor Borisovich, Professor of Russian Academy of Sciences, Doctor of Physico-Mathematical Sciences, Professor of "Higher mathematics No. 2" MIET, "National Research University of Electronic Technology", Bld. 1, Shokin Square, Zelenograd, Moscow, Russia, 124498, e-mail: yakovlev@miee.ru;

Kochetygov Andrey Aleksandrovich, "National Research University of Electronic Technology", Bld. 1, Shokin Square, Zelenograd, Moscow, Russia, 124498, e-mail: aakcht@gmail.com;

Petrov Nikolay Ivanovich, candidate of physical and mathematical Sciences, D. I. Mendeleev Russian University of chemical technology, 9, Miusskaya square, Moscow, 125047, e-mail: nik\_petrov@mail.ru

**ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА. Серия 3.  
МИКРОЭЛЕКТРОНИКА ©**

Перерегистрирован в Федеральной службе по надзору в сфере связи и массовых коммуникаций 14 августа 2013 г., ПИ №ФС77-55092.

Журнал издается 4 раза в год с 1965 года.  
Подписано в печать 29.03.2019.

Отпечатано в типографии «Печатных Дел Мастер».  
Номер заказа 191674.  
✉ 109518, г. Москва, 1-й Грайвороновский проезд, д. 4

Тираж 500 экз. Цена договорная.

© При перепечатке ссылка на журнал «ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА. Серия 3. МИКРОЭЛЕКТРОНИКА» обязательна. Мнение редакции не всегда совпадает с точкой зрения авторов статей. Рукописи рецензируются, но не возвращаются. Срок рассмотрения рукописей – 5 недель.

**ИЗДАТЕЛЬ**

АО «РИЦ «ТЕХНОСФЕРА»  
☎ +7 495 234-01-10 📠 +7 495 956-33-46

✉ journal@electronics.ru

Подготовлено АО «РИЦ «ТЕХНОСФЕРА»

**КОРРЕКТОР:** А. Лужкова

**КОМПЬЮТЕРНАЯ ВЕРСТКА:** А. Небольсин