

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

СЕРИЯ 3 МИКРОЭЛЕКТРОНИКА

Научно-технический журнал

Выпуск 4 (172) 2018

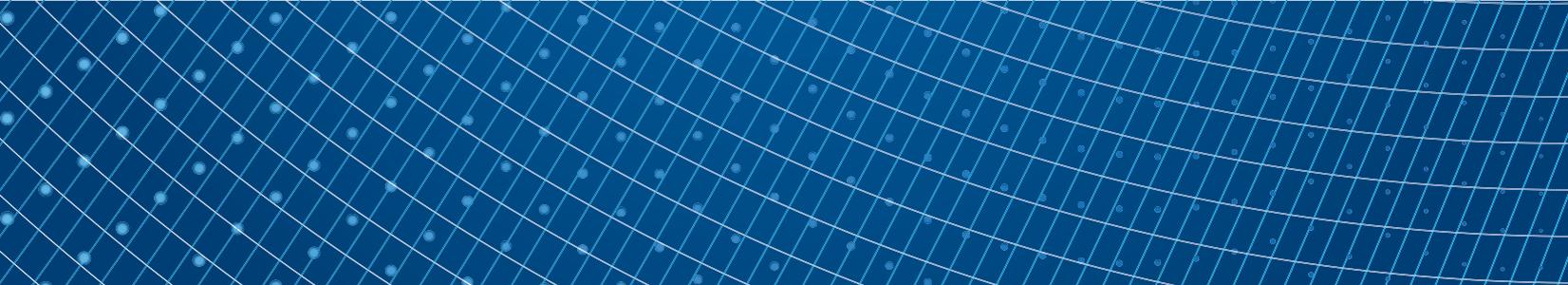
ELECTRONIC ENGINEERING

SERIES 3 MICROELECTRONICS

Scientific & Technical Journal

Issue 4 (172) 2018

Москва, 2018



«ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА.**Серия 3.****МИКРОЭЛЕКТРОНИКА»****Редакционный совет****Главный редактор****Красников Г. Я.**, д. т. н.,
академик РАН**Члены редакционного совета****Асеев А. Л.**, д. ф.-м. н.,
академик РАН**Бетелин В. Б.**, д. ф.-м. н.,
академик РАН**Бокарев В. П.**, к. х. н.,
ответственный секретарь**Бугаев А. С.**, д. ф.-м. н.,
академик РАН**Быков В. А.**, д. т. н.**Галиев Г. Б.**, д. ф.-м. н.**Горбачев А. А.** д. ф.-м. н.,

член-корреспондент РАН

Горнев Е. С., д. т. н.,

зам. главного редактора

Грибов Б. Г., д. х. н.,

член-корреспондент РАН

Зайцев Н. А., д. т. н.**Ким А. К.**, к. т. н.**Критенко М. И.**, к. т. н.**Немудров В. Г.**, д. т. н.**Петричкович Я. Я.**, д. т. н.**Сигов А. С.**, д. ф.-м. н.,

академик РАН

Стемпковский А. Л., д. т. н.,

академик РАН

Чаплыгин Ю. А., д. т. н.,

академик РАН

Шелепин Н. А., д. т. н.,

зам. главного редактора

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

УчредительАО «Научно-исследовательский
институт молекулярной
электроники»**Слово редактора** 4**Физические явления****В. В. Аристов**Основы неклассической теории рассеяния рентгеновского
излучения на свободных и слабосвязанных электронах 5–17**Разработка и конструирование****А. В. Кузовков, В. В. Иванов, Д. С. Шипицин**Метод автоматической расстановки кристаллов в поле
фотошаблона с учетом ограничений технологии 18–23**Е. О. Белоусов, Д. В. Кочетков, К. М. Моленкам, А. В. Эннс**Термостабильный генератор с подавлением температурных
эффектов первого и второго порядка 24–30**Д. А. Железников, М. А. Заплетина, В. М. Хватов**Решение задачи трассировки межсоединений для
реконфигурируемых систем на кристалле с различными типами
коммутационных элементов 31–36**Процессы и технология****А. С. Шалимов**Способ удаления случайной постоянной составляющей
из входного сигнала, оптимизированный по скорости
получения решения 37–41**Технологическое и измерительное оборудование****В. В. Минаев, А. В. Никитин**Закат концепции Threshold при измерениях микро размеров
в сканирующем электронном микроскопе 42–46**Свойства материалов****А. И. Морозов**

Магниторезистивная память с записью электрическим полем 47–54

Математическое моделирование**С. В. Гаврилов, Д. А. Железников, Р. Ж. Чочаев, В. И. Эннс**Адаптация метода моделирования отжига для размещения
элементов в базе реконфигурируемых систем на кристалле 55–61**Е. И. Волкова, Д. В. Гусейнов, С. А. Попков, А. В. Сафонов**Расчет добротности МЭМС-резонатора с учетом вязкого
демпфирования при топологической оптимизации его конструкции .. 62–67**В. В. Иванов, К. А. Медведев, О. А. Тельминов**Программный комплекс MaskFlow для автоматизации процесса
подготовки управляющей информации для изготовления
фотошаблонов 68–77**Квантовые компьютеры****А. В. Белинский, А. К. Жуковский**О двух вариантах интерпретации свойств замкнутых
запутанных систем 78–91Журнал включен в перечень изданий, рекомендованных 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, Sc. D.,
Full Member of the RAS

**The Members
of Editorial Council**

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

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

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

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

Bykov V. A., Sc. D.

Galiev G. B., Sc. D.

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

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

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

Zaitsev N. A., Sc. D.

Kim A. K., Ph.D.

Kritenko M. I., Ph.D.

Nemudrov V. G., Sc. D.

Petrichkovich Ya. Ya., Sc. D.

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

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

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

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

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

Background Of Neoclassical Theory Of X-Ray Scattering By Free And
Weakly Bound Electrons At Rest 5–17

Development and Designing

A. V. Kuzovkov, V. V. Ivanov, D. S. Shipitsin

Automated Reticle Floorplanning Method With Technology
Restrictions Considerations..... 18–23

E. O. Belousov, D. V. Kochetkov, K. M. Molenkamp, A. V. Enns

First And Second Order Temperature Compensated Clock Oscillator 24–30

D. A. Zheleznikov, M. A. Zapletina, V. M. Khvatov

Solution Of Interconnect Routing Problem For Reconfigurable
Systems-On-Chip With Different Types Of Switching Elements..... 31–36

Processes and Technology

A. S. Shalimov

Method Of Elimination Of The Constant Random Component From
The Input Signal, Optimizedby The Speed Of Solution 37–41

Processing and Measuring Equipment

V. V. Minaev, A. V. Nikitin

The Sunset Of The “Threshold” Concept While Measuring Micro
Dimensions With The Scanning Electron Microscope 42–46

Properties of Materials

A. I. Morozov

Magnetoresistive Memory With Electric Field Recording 47–54

Mathematical Simulation

S. V. Gavrilov, D. A. Zheleznikov, R. Z. Chochaev, V. I. Enns

The Modification Of Simulated Annealing-Based Placement
Algorithm For Reconfigurable Systems-On-Chip 55–61

C. I. Volkova, D. V. Guseinov, S. A. Popkov, A. V. Safonov

Calculation Of MEMS-resonator Q-factor Taking Into Account
Viscous Damping In The Topological Optimization Of Its Design 62–67

V. V. Ivanov, K. A. Medvedev, O. A. Telminov

A Software Package MaskFlow For Automating The Process Of
Control Information Preparation For Photomasks Manufacturing..... 68–77

Quantum Computers

A. V. Belinsky, A. K. Zhukovskiy

About Two Variants Of The Interpretation Of The Properties Of
Closed Entangled Systems..... 78–91



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, 172-й, выпуск научно-технического издания «Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника», в котором мы постарались собрать самые разнообразные и интересные материалы.

С каждым новым выпуском количество статей растет во многом благодаря вам, нашим читателям, направляющим в редакцию материалы, представляющие научный и практический интерес. Также неуклонно увеличивается количество подписчиков. Стали содержательнее наши рубрики, и это естественно, наш журнал живет, развивается, набирает силу. И надеемся, с каждым номером будет возрастать и ваш интерес к нему.

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

В разделе «Физические явления» представлена одна из последних работ известного российского ученого, члена-корреспондента РАН Виталия Васильевича Аристова, в которой представлена «неоклассическая» теория рассеяния жесткого рентгеновского излучения.

В разделе «Разработка и конструирование» представлены три статьи, в которых рассмотрены: новый метод расстановки кристаллов для минимизации числа пластин, затрачиваемых на производство; предложена схема и принцип действия интегрального КНИ термостабильного генератора с подавлением линейных и квадратичных температурных эффектов, а также в данном разделе предложена адаптация алгоритма PathFinder для решения задачи трассировки межсоединений в маршруте проектирования цифровых схем в базе реконфигурируемых систем на кристалле с различными типами коммутационных элементов.

В разделе «Процессы и технология» предложен способ построения цифрового фильтра для обнаружения и предсказания сигналов в условиях априорной неопределенности, например при выделении полезного сигнала МЭМС-датчика.

В разделе «Технологическое и измерительное оборудование» рассмотрены особенности работы усилительных каскадов современных SEM.

В разделе «Свойство материалов» рассмотрены проблемы создания магниторезистивной памяти с записью электрическим полем (MERAM), осно-



ванной на зарядовом, обменном или упругом взаимодействии между электрочувствительным слоем и ферромагнитным слоем.

Раздел «Математическое моделирование» представлен тремя статьями, в которых рассматривается алгоритм на основе метода моделирования отжига для оптимизации результатов начального размещения в маршруте проектирования схем в заданном базисе РСнК; решается задача термоупругого и газодинамического демпфирования на примере резонатора МЭМС-датчика и представлен программный комплекс для автоматизации процесса подготовки управляющей информации для изготовления фотошаблонов.

В заключительном разделе «Квантовые компьютеры» проанализированы особенности ограничения степеней свободы случайных процессов, протекающих в квантовых замкнутых системах вследствие закона сохранения импульса и возможностей описания их, исходя из ортодоксальной интерпретации квантовой теории и концепции «волны-пилота» Дэвида Бома.

От имени редакции и от себя лично хочу выразить свою признательность и уважение всем нашим авторам, рецензентам и издателям за плодотворное сотрудничество в этом году. Надеюсь, что и 2019 год станет не менее удачным и продуктивным, годом новаторских идей, новых возможностей и достижений. Искренне желаю Вам благополучия, стабильности, неиссякаемой энергии и дальнейших творческих успехов.

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



Г. Я. Красников

ОСНОВЫ НЕОКЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВОБОДНЫХ И СЛАБОСВЯЗАННЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

► **В. В. Аристов**
ИПТМ РАН

В настоящей работе проведен анализ экспериментов по рассеянию рентгеновского излучения. Сделан вывод об ошибочности теории Комптона, приведшей к парадоксам в физике рассеяния рентгеновского излучения. На основе этого анализа сформулированы основные положения новой «неоклассической» теории рассеяния.

BACKGROUND OF NEOCLASSICAL THEORY OF X-RAY SCATTERING BY FREE AND WEAKLY BOUND ELECTRONS AT REST

V. V. Aristov
IMT RAS

Generalized analysis of experiments of x-ray radiation scattering is presented. It is concluded, that theory of Compton effect is incorrect, and has led to some paradoxes in physics of x-ray radiation scattering. Based on this analysis, main position of new neo-classical theory of x-ray scattering is formulated.

ВВЕДЕНИЕ

Принципы неоклассической или полуклассической теории рассеяния электромагнитного излучения были сформулированы еще Шредингером и применялись Лэмбом, Джейнсом и др. для анализа различных эффектов, считающихся квантовыми [1–5]. В основе неоклассической теории лежит утверждение о том, что все особенности рассеяния излучения связаны со структурой вещества, но не с квантованием электромагнитного поля. Эти исследования, хотя и признаются полезными, поясняющими физический смысл некоторых явлений, не привели до настоящего времени к созданию реалистической теории, альтернативной существующей квантовой электродинамике. В своих предположениях авторы полуклассической теории не пошли далее гипотезы Шредингера о смысле волновой функции движущихся электронов, электронов в атоме и отрицания существования квантов электромагнитного излучения. Необходимо сделать следующий шаг – признать, что свободный покоящийся электрон также описывается определенным реальным пространственным распределением электронной плотности. Такое предположение, сделанное еще в начале прошлого века,

неоднократно обсуждалось и находило подтверждение в экспериментах по рассеянию жесткого рентгеновского излучения [6, 7]. После того как была сформулирована квантовая теория эффекта Комптона, исследования, ставившие целью определение реальных размеров и формы электрона, были прекращены*. На необходимость ревизии представлений о взаимодействии рентгеновского излучения с веществом и создание неоклассической теории рассеяния электромагнитного излучения указывалось в работах [9, 10]. В настоящей работе анализируются эксперименты, послужившие основой для создания современной теории рассеяния рентгеновского излучения. Обращается внимание на «просмотр» основных экспериментальных результатов и фундаментальные «неясности» в их интерпретации, которые привели к неправильным выводам относительно механизмов

* Заключение о том, что диаметр электрона значительно меньше классического делается на основании косвенных измерений [8]. Также, как и размер томсоновского классического радиуса, размер электрона по Демельту является числом, отражающим определенное свойство частицы

рассеяния жесткого рентгеновского излучения. Сформулированы положения, которые должны составить основу новой теории рассеяния рентгеновского излучения свободными и связанными электронами.

О ФИЗИЧЕСКОМ СМЫСЛЕ КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В 1911 году, подводя итог многолетним исследованиям, Баркла показал [11], что при рассеянии на атомах легких элементов все электроны рассеивают некогерентно друг с другом в соответствии с теорией Томсона. Казалось, что эти исследования подтверждают и подтверждаются планетарной моделью атома Резерфорда, выдвинутой им в том же году. Действительно, быстрое движение электронов по орбите, диаметр которой сравним с длиной волны рентгеновского излучения, должно приводить к некогерентному рассеянию, которое может сопровождаться доплеровским изменением частоты. О возможном увеличении длины волны, сопровождающим рассеяние излучения, сообщалось еще Баркла (эффект softening), но в начале 20-х годов Греем и Комптоном было независимо показано, что этот эффект имеет фундаментальный характер. Оказалось, что некогерентное рассеяние является немонахроматическим [12]. Центр некогерентной линии при этом смещен от первоначальной длины волны λ на величину

$$\Delta\lambda(\varphi) = \Lambda_e 2\sin^2(\varphi/2), \quad \Delta\nu(\varphi) = \nu\Delta\lambda(\varphi)/(\lambda + \Delta\lambda(\varphi)). \quad (1)$$

где φ – угол рассеяния, $\Lambda_e = h/mc$. Объясняя механизм формирования спектра рассеяния, Комптон (и одновременно Дебай) предложил известную сегодня квантовую теорию, оставив в ней от теории Томсона значение сечения рассеяния [13]. В этой теории предполагалось, что рентгеновский фотон рассеивается точечным электроном. Ширину спектральной линии некогерентного рассеяния стали связывать с доплеровским смещением при рассеянии на движущихся атомарных электронах [14]. Теория Комптона оказалась привлекательной для многих физиков, увлеченных в «турбулентные» 20-е годы созданием новой физики, так что эффект Комптона стал заметной вехой в ее развитии. Идеи, содержащиеся в объяснении этого эффекта, способствовали формированию квантовой электродинамики. Сдвиг спектра рассеяния излучения (1) до сих пор рассматривается как наиболее убедительное доказательство существования фотона. Ширина и форма спектральной линии служат аргументом в пользу вероятностной интер-

претации волновой функции Шредингера и движения в атомах точечных электронов.

Параллельно с исследованиями, в которых предполагалось, что все электроны рассеивают практически некогерентно и с изменением длины волны падающего излучения, с 1912 года развивалась теория дифракции рентгеновского излучения на кристаллах, в которой рассеяние всеми электронами всех атомов рассматривалось как когерентное. Условием когерентного рассеяния, как известно, является условие Вульфа-Брэгга:

$$2d \sin\theta_B = \lambda. \quad (2)$$

Здесь $\theta_B = \varphi/2$, d – межплоскостное расстояние в кристалле. Пионерские исследования рассеяния рентгеновского излучения, как когерентного, так и некогерентного, были отмечены четырьмя Нобелевскими премиями. Эти открытия оказали громадное воздействие на всё последующее развитие науки и техники двадцатого века, но не привели к созданию единой теории рассеяния рентгеновского излучения. За перспективами, открывшимися в результате обнаружения дифракции рентгеновских лучей, не был замечен другой фундаментальный результат, полученный Лауэ и его сотрудниками: обычно некогерентно «люминесцирующие» под воздействием электромагнитной волны электроны, неожиданно, в узком интервале углов, близком к брэгговским, становятся когерентными излучателями направленного монохроматического излучения. Очевидно, что этот эффект возникает при создании резонансных условий формирования в кристаллической среде стоячей электромагнитной волны. В результате просмотра этого факта теории когерентного и некогерентного рассеяния развивались независимо, опираясь на предположения о различных механизмах взаимодействия излучения с веществом. Современная теория когерентного рассеяния, основы которой были созданы Эвальдом в 1924 году, является классической теорией трехмерной дифракции. В ней не обсуждаются особенности, которые могут возникнуть при рассеянии электроном электромагнитной волны, длина которой меньше размера атома и сравнима с квантовой длиной $\Lambda_e = h/mc$. В этой теории считается очевидным, что электроны в атоме занимают некоторый объем, определяемый функцией $|\psi|^2$, где ψ – волновая функция Шредингера, каждый элемент заряда в атоме рассеивает падающее излучение без изменения длины волны и когерентно. При этом сечение рассеяния пропорционально классическому томсоновскому. По существу, теория рассеяния при углах

$\varphi \approx 2\theta_B$ была постулирована как когерентная, а развитие теории рассеяния во всем остальном диапазоне углов свелось к уточнению механизма квантового, механического по физическому смыслу, взаимодействия частиц излучения с точечными электронами. В связи с этим, в последующих двух разделах будем рассматривать рассеяние при углах $\varphi \neq 2\theta_B$ и покажем, что экспериментальные результаты не только не подтверждают, но и противоречат выводам современной теории рассеяния.

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ ОШИБКА ТЕОРИИ КОМПТОНА РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СВОБОДНЫМ ЭЛЕКТРОНОМ

В основе предложенной Комптоном квантовой теории лежит утверждение о том, что наблюдаемое угловое изменение частоты (длины волны) рассеянного свободным электроном излучения связано с тем, что рентгеновский квант – фотон, сталкивается с точечной частицей – электроном. Результатом такого взаимодействия является перераспределение энергии и импульса между частицами, описываемое законами сохранения энергии, импульса и релятивистскими преобразованиями в случае, если электрон перед столкновением имел определенный импульс. Представление о рассеянии электромагнитного поля электроном, обладающим лишь электромагнитной массой, механическим столкновением, вызывающим перераспределение энергий между фотоном и электроном, явилось грубой ad hoc гипотезой, принятие которой привело к противоречиям с результатами других экспериментальных исследований и физических явлений. Механизм комптоновского рассеяния противоречит факту существования силы радиационного торможения Лоренца F_L , которая равна и направлена в противоположную сторону силе давления F_p , которое оказывает на электрон рассеиваемая им электромагнитная волна [15]. Происхождение этой силы обсуждалось различными авторами в течение длительного времени. В 1936 году Дирак, рассматривая задачу о радиационной реакции электрона, показал, что правильное значение силы F_L можно получить, если считать, что на большом расстоянии от электрона существуют две сферические волны, соответствующие как запаздывающему, так и опережающему решению волнового уравнения (in-out волны) [16]. Уиллер и Фейнман в 1945 году признавали, что хотя физическая причина радиационных полей Дирака не очень ясна, как и вообще не ясна физическая причина силы Лоренца F_L , но ее существование не вызывает сомнений [17]. Таким обра-

зом, если неподвижный электрон в результате перераспределения им электромагнитной волны должен оставаться неподвижным, то теория рассеяния, согласно которой электрон приобретает кинетическую энергию, неверна. Известно, что в классической теории, подразумевающей, что электромагнитная волна рассеивается точечным электроном, отсутствуют физические причины, как существования эффекта Комптона, так и сил радиационного торможения. Замена электромагнитной волны частицей позволила Комптону объяснить эффект изменения длины волны рассеиваемого излучения, но за счет «устранения» этой силы. В цитируемой выше статье Дирак, предложивший теорию, позволяющую вычислять силу радиационного торможения, «устраняемую» в теории Комптона, писал: «Нашей целью является не столько создание модели электрона, сколько системы уравнений, которые могут быть использованы для вычисления результатов, получаемых из эксперимента. Эта математическая схема должна быть самосогласованна и находиться в согласии с принципами относительности и законами сохранения энергии и импульса. При условии, что эти требования выполнены, нельзя рассматривать возражения против теории на том основании, что она не базируется на модели, соответствующей известным физическим идеям».

Можно считать, что нам сегодня известны две математические схемы. Первая – Комптона, которая позволяет рассчитывать угловое изменение частоты при рассеянии фотонов на точечном электроном, но отрицает существование силы радиационного торможения. Вторая – Дирака, которая позволяет вычислять силу Лоренца при рассеянии электромагнитной волны на точечном электроном, но эффект Комптона в ней отсутствует. Выбор между теориями может быть сделан только на основе эксперимента, а он был сделан в пользу теории Комптона, несмотря на сомнения, высказанные по ее поводу Зоммерфельдом, Дарвиним, Бором и другими в период 1923–24 годов.

Веским аргументом в пользу предложенного Комптоном механизма рассеяния было якобы экспериментальное обнаружение низкоэнергетических фотоэлектронов, сопровождающих рассеяние рентгеновского излучения, которое предсказывалось его теорией. На самом деле экспериментально была обнаружена эмиссия электронов атомами, но не движение свободных электронов под действием электромагнитного поля [18]. Следовательно, гипотеза Комптона была принята на основе неправильной интерпретации экспериментальных результатов и должна рассматриваться лишь как предложение воспользоваться математическим аппаратом классической механики для вычислений результатов экспериментов

по рассеянию электромагнитных волн электронами, которое является сомнительным, поскольку включает в себя не объяснение отсутствия силы радиационного торможения, а утверждение о том, что сила радиационного торможения в квантовом мире отсутствует.

Такую фундаментальную ошибку в интерпретации экспериментальных результатов никто до сих пор не замечал. Наоборот, как уже указывалось выше, после непродолжительных дискуссий было принято еще несколько ad hoc допущений и создана математическая теория, более или менее приспособленная для трактовки имеющихся экспериментальных результатов по некогерентному рассеянию, но содержащая ряд парадоксов. Отказ от реального понимания физического смысла взаимодействия электронов с электромагнитным полем завел в тупик, по крайней мере, теорию рассеяния рентгеновского излучения. Одним из наиболее очевидных ее парадоксов является то, каким образом определяется полное сечение рассеяния.

ПАРАДОКС ДВОЙНОГО РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Спектр рассеяния рентгеновских лучей связанными электронами при углах $\varphi/2 \neq \theta_B$ и углах, определяемых условием:

$$E_i < 2 \frac{h^2 v^2}{mc^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \quad (3)$$

где $E_e = mc^2$, E_i – энергия связи электрона в атоме всегда состоит из двух частей, называемых «когерентное» или рэлеевское рассеяние, содержащее излучение с длинами волн, соответствующими первоначальным ($\lambda' = \lambda$), и «некогерентное» или комптоновское, состоящее из более длинноволнового излучения. При описании рэлеевского рассеяния, считающегося когерентным даже при углах рассеяния φ вдали от брэгговских, используется как само собой разумеющееся, безо всяких оговорок, постулированное для объяснения дифракции рентгеновского излучения на кристаллах когерентное рассеяние электромагнитных волн всеми электронами всех атомов. При этом считается, что интенсивность рэлеевского рассеяния рассчитывается в предположении о том, что электродинамическая интерпретация волновой функции Шредингера $|\psi(r)|^2$ является функцией реального распределения электронной плотности в атоме (неклассическая теория), что и подтверждается экспериментами по брэгговскому рассеянию. Теория некогерентного рассеяния является квантовой и использует кардинально отличающиеся от неклассического предположения о свойствах электрона и рентгенов-

ских лучей, но используется при расчетах спектров рассеяния в области, определяемой условием (3) параллельно с теорией когерентного рассеяния.

В результате эклектического совмещения двух различных механизмов рассеяния, наблюдающихся одновременно, возникла парадоксальная с точки зрения классической физики ситуация, которая, тем не менее, при сделанных в теории Комптона допущениях вполне укладывается в представления квантовой электродинамики. В чем суть парадокса? Согласно теории некогерентного рассеяния при выполнении условия (3) точечный электрон при столкновении с фотоном вылетает из атома, сохраняя тот импульс, которым он обладал, будучи в связанном состоянии в момент столкновения. Этот момент времени предполагается коротким и равным $\Delta t \sim 1/v$ ($\Delta t \leq 3 \cdot 10^{-19}$ с при $\lambda \leq 1$ Å). При столкновении фотон передает движущемуся точечному и уже свободному электрону часть своего первоначального импульса и энергии в соответствии с законами сохранения. В результате этого процесса возникают комптоновские вторичные некогерентные фотоны, длина волны которых определяется как величиной $\Delta\lambda(\varphi)$, так и доплеровским смещением, обусловленным рассеянием излучения на движущемся электроне. Условие (3) выполняется для К-электронов достаточно легких элементов при $\lambda \leq 1$ Å в широком диапазоне углов φ , так что в этом диапазоне значений λ и φ можно считать, что все электроны в легких атомах рассеивают рентгеновские фотоны по квантовому механизму – некогерентно, то есть атом может полностью ионизоваться. В то же время наблюдается рэлеевское рассеяние,

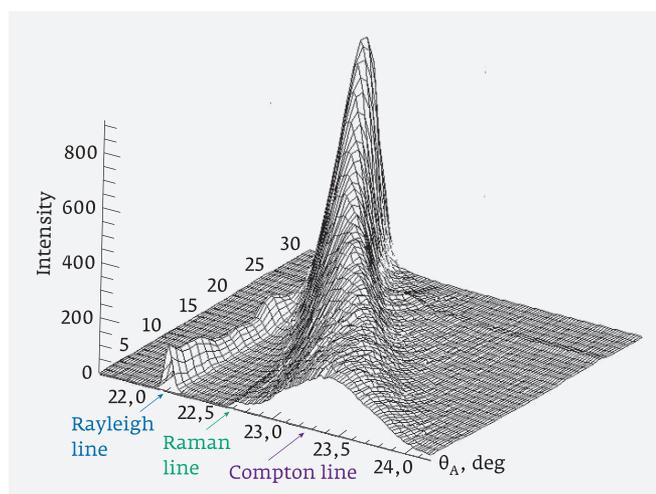


Рис. 1. Спектр рассеяния на монокристалле углерода (алмаз) синхротронного излучения $\lambda = 0,88$ Å, измеренный на Bessy-2 (С. Н. Якунин, 2010 г.)

которое, как упоминалось выше, считается обязательным когерентному рассеянию электромагнитного излучения на распределении электронной плотности, обусловленной все теми же электронами. Суммарная интенсивность рассеяния при $\lambda \ll \Lambda_e$ определяется [19]:

$$R = R_{ch} + R_{in} = \frac{I_{ch} + I_{in}}{I_{cl}} \approx \left| \sum_{i=1}^Z f_i \right|^2 + \left(Z - \sum_{i=1}^Z |f_i|^2 \right), \quad (4)$$

где I_{ch} , I_{in} , I_{cl} – рэлеевское, комптоновское и томсоновское интенсивности рассеяния, f_i – фактор рассеяния для связанного электрона, $\sum f_i = F_a$ атомный фактор рассеяния. С точки зрения квантовой электродинамики, такое положение, когда одновременно все электроны атома способны рассеивать как когерентно, так и некогерентно, не считается парадоксом. Предполагается, что атом при практически мгновенной потере точечного электрона сохраняет свое состояние [14, 19]. Это состояние продолжает описываться функцией $|\psi(r)|^2 dV$ распределения вероятности нахождения электрона в объеме dV и определяет амплитуду рэлеевского рассеяния атомом электромагнитного излучения. Эквивалентное $\psi(r)$ распределение $\chi(p)$ для положения электрона в импульсном пространстве отражается при этом в комптоновском спектре рассеяния. Согласно приведенным рассуждениям рассеяние происходит дважды: отдельно фотона на точечном электроне и электромагнитной волны на распределении электронной плотности. Парадоксальность такой точки зрения, возникшей в 20-е годы прошлого века, серьезно не обсуждалась, и сохранилась до настоящего времени. Выше отмечалось, что при брэгговском рассеянии в направлении $\varphi = 2\theta_B$ отражается всё падающее на кристалл излучение (до 100%). Оба направления становятся на экстинкционной глубине кристалла равноправными, и некогерентное рассеяние даже при выполнении условия (3) не наблюдается. Несмотря на это, в основных табличных данных в качестве сечения рэлеевского рассеяния, наблюдающегося одновременно с комптоновским, приводятся данные по брэгговскому рассеянию [20], а величина комптоновского сечения рассеяния указывается так, что суммарный коэффициент рассеяния становится существенно больше томсоновского, экспериментально установленного еще сто лет назад для легких элементов.

На рис. 1 приведен спектр рассеяния синхротронного излучения ($E=14$ кэВ, $\lambda=0,88$ Å) на монокристалле углерода (алмаз) в интервале углов φ от 10° до 160° . Регистрировались спектры рассеяния с интервалом $\Delta\varphi=5^\circ$ (тридцатому номеру спектра на графике соответствует угол 10°). По оси θ_B отложен угол спек-

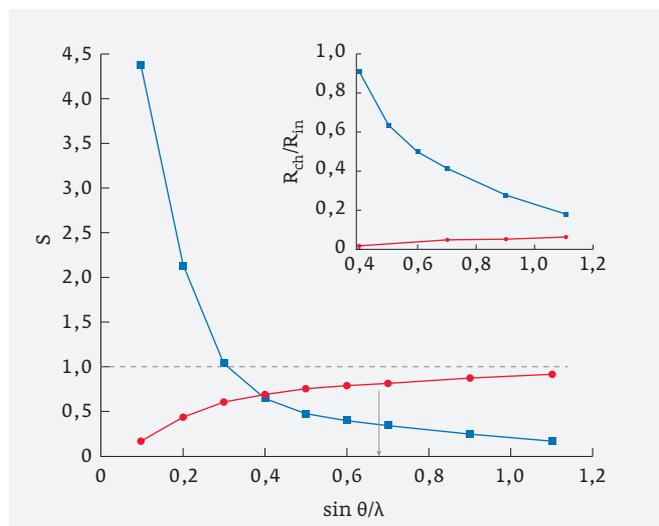


Рис. 2. Табличные графики зависимости S_{ch} (квадраты), S_{in} (кружки). Пунктирная линия значения томсоновского рассеяния. Стрелкой отмечено значение параметра $\sin(\theta)/\lambda$, соответствующее условию (3). На вставке приведено отношение интегральной интенсивности когерентного рассеяния к некогерентному, верхняя кривая соответствует теоретической зависимости, нижняя – экспериментальные результаты

трометра рассеянного образцом излучения. В левой части спектра видно, как изменяется с изменением угла φ интенсивность рэлеевского рассеяния. Обратим внимание на то, что эта зависимость не является монотонной, величина I_{ch} несколько возрастает с увеличением φ , но остается во всем интервале углов не более 7% от интегральной интенсивности комптоновского рассеяния.

На рис. 2 приведен табличный график зависимостей когерентного и некогерентного рассеяния $S=R/Z$ от параметра $\sin(\varphi/2)/\lambda$, $\varphi/2=\theta$ для углерода $Z=6$ [20]. Ниже мы вернемся к анализу спектра на рис. 1. В данном разделе мы указываем на то, что соотношения интенсивностей между R_{ch} и R_{in} на экспериментальном спектре во всем интервале значений $\sin(\varphi/2)/\lambda$ значительно (в несколько раз) отличаются от табличных (см. вставку на рис. 2). Наблюдаемый спектр рассеяния при реалистическом представлении о том, что излучать вторичные волны должны не состояния атома, а находящиеся в нем реальные электроны, можно объяснить, лишь отказавшись от представления о точечности электрона, и о том, что электроны покидают атом перерассеивая излучение при любых значениях как λ , так и φ (за исключением обычного фотоэффекта). В этом случае нужно считать, что при рассеянии плоской электромагнитной волны в даль-

ней зоне Фурье формируется образ рассеивателя – электрона, по которому можно восстановить его структуру. Классический подход к спектрам рассеяния электромагнитного излучения (назовем его неоклассическим в применении к субатомным размерам) предполагает, что рентгеновское излучение, как и считал в свое время Лауэ, не состоит из квантов, а все особенности спектров рассеяния связаны с особенностями строения, структурой электронов и атомов. Такая точка зрения ведет к отказу от постулатов об особых механизмах взаимодействия квантов материи с излучением и открывает возможность для постановки экспериментальных исследований реальной структуры электронов и электронной структуры атомов.

Вернемся к поставленной в предыдущем разделе задаче объяснения физических причин – как эффекта Комптона, так и силы радиационного торможения. Покажем, что она может быть решена с привлечением идеи де Бройля, выдвинутой так же в 1923 году о том, что движение любого электрона связано с некоторой системой плоских волн. Де Бройль рассматривал поступательное движение электрона, возникающее под воздействием электрического поля. При рассеянии электромагнитной волны электрон под действием электрического поля совершает колебательные движения, которые также нужно связать с некоторой электронной волной.

ВОЛНА ДЕ БРОЙЛЯ ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА НЕПОДВИЖНОМ СВОБОДНОМ ЭЛЕКТРОНЕ

На необходимость объяснять эффект Комптона рассеянием электромагнитных волн на реальных волнах де Бройля указывал еще Шредингер в 1927 году [21]. Он предполагал, что движется не электрон, а волны электронной плотности. При определенной скорости движения угловое изменение длины волны (1) должно соответствовать доплеровскому смещению частоты рассеиваемой волны. В гипотезе Шредингера эффект Комптона достигается за счет рассеяния волны на электроне, приобретаем ранее скорость. Такой механизм формирования спектра комптоновского рассеяния с самого начала в явном виде предполагал «двойное рассеяние», о котором речь шла выше. Идея Шредингера и подобные ей предложения других авторов не получили развития*, хотя, как будет видно из

последующего изложения, необходимо было распространить представление о волновой природе электрона и реальных волнах электронной плотности на неподвижный электрон – довести идею дуализма до логического завершения**. Результат де Бройля можно получить исходя из следующих рассуждений: материальная частица – электрон с массой m связана с определенной частотой ν_e уравнением $h\nu_e = mc^2$. Волновая функция де Бройля покоящегося электрона представляется просто как $\exp(2\pi i\nu_e t)$ во всем пространстве, то есть синхронными колебаниями с частотой ν_e в системе координат, где частица покоится. В системе координат, где частица движется со скоростью v ($v \ll c$) в направлении r , вдоль положительного направления оси r (при $r \gg \Lambda_e$) существует волновой процесс вида:

$$\exp\left(2\pi i\nu_e\left(t - \frac{rv}{c^2}\right)\right) \equiv \exp\left(\frac{2\pi i}{h}(Et - rp)\right)$$

или

$$\exp\left(2\pi i\nu_e t\left(1 - \frac{v}{c}\right)\right) \equiv \exp\left(2\pi ir\left(\frac{1}{\Lambda_e} - \frac{1}{\Lambda_B}\right)\right). \quad (5)$$

Здесь $V = c^2/v$ – фазовая скорость волн де Бройля с длиной $\Lambda_B = h/mv$, $\Lambda_e = h/mc$, $p = mv$, в тождествах (5) использована замена переменных $r = ct$.

Следуя логике вывода выражения (5) можно предложить следующее рассуждение. При рассеянии электромагнитной плоской волны с частотой колебаний $\nu = c/\lambda$ на электроне, находящемся в точке $r=0$, с которым в окружающем его пространстве связаны колебания ν_e , возникают дополнительно поперечные направлению распространения этой волны \mathbf{n}_0 колебания в этом пространстве также с частотой ν и распространяющиеся со скоростью c в направлении \mathbf{n}_0 . Фазовая скорость их распространения от точки $r=0$ в направлениях \mathbf{n}_φ , составляющих угол φ с \mathbf{n}_0 , будет в этом случае равна $V = c/\cos\varphi$. Уравнением, описывающим колебания элементарных зарядов, переносимые волной де Бройля, является классическое уравнение движения электрона в электромагнитном поле. Если $A(t)$ – векторный потенциал поля, то:

$$v(t) = (e/mc) dA(t)/dt. \quad (6)$$

* Аналогичную задачу решал позже Додд [3]. Он вычислил скорость, с которой должен двигаться электрон, чтобы преобразования Доплера свелись к преобразованиям Комптона.

** Отметим, что такой вывод можно сделать, следуя логике рассуждений Додда и Шредингера и после выполнения достаточно громоздких вычислений.

Волновой процесс, возникший в результате облучения электрона электромагнитной волной по аналогии с формулой (5), описывается в дальней зоне ($r \gg \lambda_e$) распространением колебаний следующим образом:

$$\begin{aligned} \exp\left(2\pi i v_e \left(t - \frac{\cos\varphi}{c} r\right)\right) &\equiv \exp(2\pi i v_e t (1 - \cos\varphi)) \equiv \\ &\equiv \exp\left(2\pi i \frac{r}{\Lambda_e} (1 - \cos\varphi)\right). \end{aligned} \quad (7)$$

Электронные pilot wave волны де Бройля (5) «управляют» поведением электрона при его рассеянии на препятствиях, например, на дифракционной решетке. Волны (7) являются источниками вторичных поперечных колебаний в пространстве вокруг электрона с центром в точке $r=0$, которые, в свою очередь, описывают распространение двух встречных дипольных сферических электромагнитных волн. Частоты этих волн, как следует из (7), определяются уравнением, аналогичным найденным Комптоном:

$$1/v' - 1/v = (1 \pm \cos\varphi)/v_e$$

или

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \Lambda_e (1 \pm \cos\varphi). \quad (8)$$

Знак (-) относится к электромагнитным волнам, распространяющимся от электрона, (out-волны), соответствующим реальным волнам комптоновского рассеяния. Знак (+) относится к волнам, бегущим по направлению к электрону (in-волны), отвечающим, согласно теории Дирака, опережающему потенциалу в решении волнового уравнения. Итак, воспользовавшись идеей де Бройля об электронных волнах, то есть заменив точечный электрон волной и сохранив электромагнитную волну (не заменяя ее фотонами), мы получили объяснение, как эффекта Комптона, так и эффекта появления силы радиационного торможения Лоренца, оставляющей электрон неподвижным при рассеянии на нем электромагнитной волны. Отметим, что полученный нами результат дополняет результат, полученный Дираком. Дирак показал, что для нахождения правильного значения силы Лоренца нужно при решении уравнений Максвелла учитывать не только запаздывающий, но и опережающий потенциалы, которые в дальнем поле вызывают встречные in-out сферические электромагнитные волны. Мы дополнительно показали, что учет волновой природы электрона приводит к появлению угловой зависимости частоты этих волн. Легко видеть, что в нашей интерпретации

эффект Комптона имеет близкую аналогию с эффектами Смита-Парселла и Черенкова*.

До этого момента мы старались оставаться в рамках стандартного представления об электронных волнах де Бройля как волнах вероятности, определяющих либо дифракцию, то есть рассеяние электронов, либо рассеяние ими электромагнитных волн. Оказалось, что как эффект Комптона, так и эффект радиационного торможения вполне могут быть объяснены без привлечения понятия о квантах света, сохраняя, однако, дуализм в восприятии электрона и как волны, и как частицы. Покажем теперь, что если под эффектом некогерентного рассеяния рентгеновского излучения свободным электроном понимать не только изменение углового положения центра спектральной линии, а весь спектр рассеяния в целом (его форму и ширину), то необходимо вернуться к первоначальному представлению де Бройля и Шредингера о том, что электронные волны являются реальными волнами. В этой интерпретации, называемой нами электродинамической, необходимым условием является то, что внутри распределения электронной плотности электрона как в атоме $|\psi_e|^2$, так и в свободном пространстве $|\psi_e|^2$ отношение элемента заряда de к элементу массы dm в объеме dV сохраняется постоянным и равным e/m . Выполнение этого условия является единственным требованием (или допущением) неоклассической теории, в которой колебания в пространстве вокруг электрона с частотой v_e заменяются на эквивалентные им пространственные колебания электронной плотности с частотой $1/\Lambda_e$, волна $\exp(2\pi i v_e t)$ на $\exp(2\pi i r/\Lambda_e)$ **.

Если квадрат модуля реальной электронной волны свободного неподвижного электрона $|\psi_e|^2$ представляет реальную сферическую волну электронной плотности, то ее амплитуда уменьшается с удалением от точки $r=0$ как $1/r^2$ в соответствии с тем, как изменяется напряженность поля E . Учитывая это, а также то, что в дальней зоне плоские волны де Бройля имеют пространственную

* Интересно отметить, что под действием электромагнитного излучения электрон, двигающийся с некоторой скоростью вблизи металлической поверхности с нанесенными на нее рельефом, ускоряется. Этот эффект, названный обратным эффектом Парселла-Смита, предполагается использовать в линейных ускорителях электронов [22].

** В 1980 году Джейнс [23], рассматривая задачу о рассеянии лазерного излучения в эффекте Шварца-Хоры [24] на большом электроде, пытался объяснить этот эффект наличием реальных электронных волн. Поскольку он полагал, что $\lambda \gg \Lambda_e$, то в своей теории не получил эффекта Комптона.

частоту $1/\Lambda_e$, получим, что сферическая волна электронной плотности неподвижного электрона должна описываться функцией:

$$|\Psi_e(R_e)|^2 = \frac{\sin^2 \pi R_e}{\pi^2 R_e^2}, \quad (9)$$

где $R=r/\Lambda_e$. Эта волна, в соответствии с представлением (7) о волне де Бройля, при рассеянии на электроне электромагнитной волны в дальней зоне заменится следующей волной во всем интервале значений r , φ :

$$|\Psi_e(R_e, \varphi)|^2 = \frac{\sin^2(\pi R(1 - \cos\varphi))}{(\pi R(1 - \cos\varphi))^2}. \quad (10)$$

Сдвиг фазы в направлении φ между периодически расположенными осцилляторами электронной плотности в дальней зоне рассеяния, согласно (8), приводит к смещению центра линии спектра рассеяния. Вблизи центра электрона плотность осцилляторов возрастает, что определяет вид спектра, задаваемого Фурье преобразованием этой функции. Отсюда следует, что полная ширина спектра – величина $\delta\lambda$, равна величине смещения центра линии $\Delta\lambda$, то есть $\delta\lambda = \pm\Delta\lambda$ и определяет когерентность комптоновского рассеяния на свободном электроне. Итак, волновая структура свободного электрона определяет как угловое смещение центра комптоновской линии, так и ее форму. Естественно предположить, что поскольку в атомах легких элементов электроны незначительно изменяют свою внутреннюю структуру, спектр рассеянного ими излучения также мало отличается от спектра при рассеянии на свободном электроне. Пусть энергия стационарного состояния электрона в атоме равна E_i , тогда согласно теории Шредингера он имеет «импульс» $p = (2E_i m)^{1/2}$ и соответствующую длину волны де Бройля $\Lambda_{Bi} = h/p_i$. Внутренняя структура электронной волны связанного в атоме электрона определяется теперь «импульсом» $p' = mc + p_i$, а длина Λ_e в формуле (9) для свободного электрона заменяется* на Λ_e' :

$$\Lambda_e' = h/(mc + p_i) \approx \Lambda_e(1 - \alpha_i), \quad (11)$$

где $\alpha_i = p_i/mc$. Из этой формулы следует, что дополнительное к (1) смещение центра комптоновской линии для связанного электрона определяется величиной $\Lambda_e \alpha_i$. При рассеянии на электронах атомов углерода, например, для К-электронов $E_i \approx 280$ eV, $\alpha_i \approx 3,3 \cdot 10^{-2}$,

для внутренних электронов $\alpha_i < 10^{-2}$, так что суммарное смещение центра комптоновской линии не превышает 1%. Ширина линии изменится еще меньше, поскольку распределение «импульсов» p_{im} , которое связано с функцией Шредингера $\psi(r)$ преобразованием Фурье, также определяет изменение Λ_e на величину $\Lambda_e p_{im}/mc$. В общепринятой на сегодня теории эффекта Комптона, называемой импульсным приближением, предполагается, что рассеяние на свободном электроне приводит к строго определенной зависимости длины волны излучения от направления рассеяния n_φ . Наличие широкого спектра в каждом сечении $\varphi = \text{const}$, подобно наблюдаемому на рис. 1, в импульсном приближении теории рассеяния объясняется тем, что связанный в атоме электрон имеет импульс. При рассеянии на таком электроне фотона происходит доплеровское смещение линии, которое, собственно, и наблюдается по мнению авторов этой теории. Отметим, что «импульсное приближение» является еще одной грубой ошибочной ad hoc гипотезой в принятой сегодня теории. Теория «импульсного» происхождения ширины комптоновской линии опирается на предположении о том, что комптоновское рассеяние «регистрирует» (позволяет «увидеть») внутриатомное движение электронов. Эта идея обнаружения путем прямого наблюдения движения электрона, находящегося в атоме в стационарном состоянии, противоречит принципам квантовой механики и не наблюдается у других экспериментов.

Экспериментальная проверка «импульсного приближения» и аналогичных ей теорий, связывавших наличие внутриатомного движения электроном с шириной комптоновской линии, проводилась на протяжении 80 лет. Результатом этих работ оказалось лишь достижение видимости качественного согласия теоретических моделей с экспериментальными результатами. Многочисленные усилия, направленные на разработку и осуществление методов измерения импульсного распределения электронов в атоме, не создали методов, приближенных по эффективности к методам рентгеноструктурного анализа. Это неудивительно. Согласно импульсному приближению ширина линии при рассеянии на связанном электроне определяется величиной $\lambda p_{im}/mc$, тогда как, согласно (11), реальное изменение ширины комптоновской линии связанного электрона в Λ_e/λ раз меньше и не зависит от длины волны рассеиваемого излучения. Сравним измеренные нами параметры комптоновского спектра на монокристаллах алмаза при рассеянии синхротронного излучения с $\lambda = 0,88$ Å с рассчитанными для свободного электрона. При рассеянии на атомах углерода излучения с длиной волны

* Согласно гипотезе Шредингера, электрон в атоме имеет импульс p_i . Считая, что он направлен к центру атома, из формулы (5) для волны де Бройля движущегося электрона мы получим искомые выражения для p' и Λ_e' .

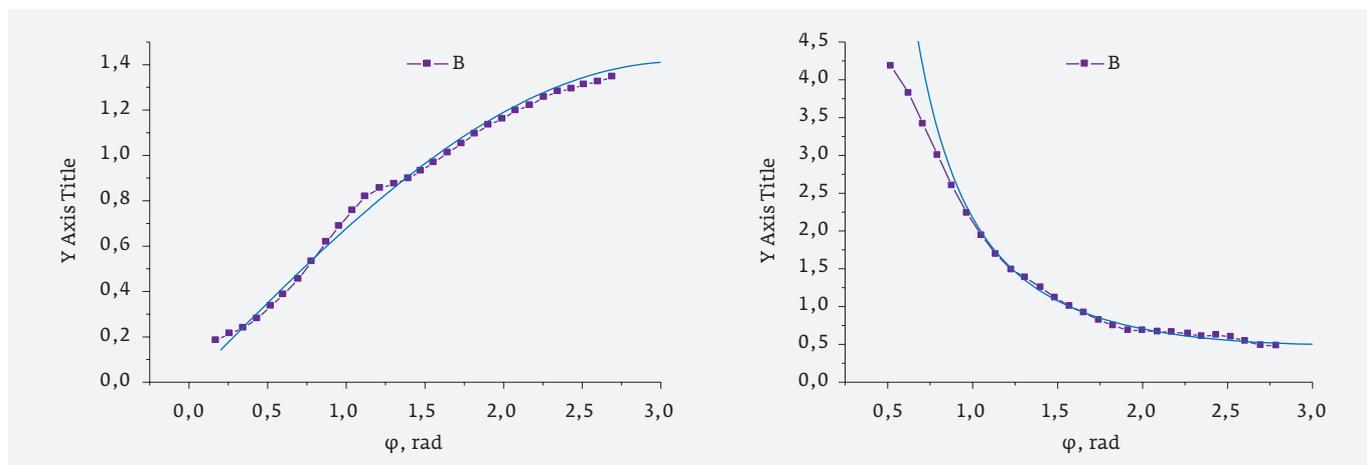


Рис. 3. а – зависимость полуширины некогерентной линии рассеяния от φ ; б – зависимость интенсивности в максимуме от φ . Точки – экспериментальные данные, сплошные линии – теоретические зависимости

0,88 Å условие (3) выполняется для всех шести электронов при $\varphi \geq 70^\circ$, так что весь спектр некогерентного рассеяния в этой области можно считать спектром, определяемым функцией (10).

На рис. 3 (а, б) сопоставлены теоретическая и экспериментальная зависимости интенсивности центра линии и ее ширины на полувысоте максимума от угла φ . Хорошее совпадение наблюдается, начиная с углов $\varphi \geq 30^\circ$. Аналогичные теоретические и экспериментальные зависимости, полученные при рассеянии на образцах кремния, совпадают при $\varphi \geq 100^\circ$. Совпадение экспериментальных результатов с вычислениями, сделанными на основании достаточно простой теории с ясным физическим смыслом, говорит в ее пользу*.

* Отметим важное обстоятельство. Волны (9) и (10) могут рассматриваться как стоячие волны электронной плотности, образованные в результате интерференции двух сферических волн – входящей in и выходящей out из точки $r=0$ с длиной волны 2λ и частотой $v_e/2$. Обе эти волны являются решениями однородного волнового уравнения. Таким образом, распределение $|\psi(R)|^2$ представляет собой зафиксированную в пространстве стоячую сферическую волну электронной плотности, а волна $|\psi(R, \varphi)|^2$, оставаясь неподвижной, переносит колебание электромагнитного поля и «управляет» формой спектра переизлучаемой электром дипольной волны. Обратим внимание на то, что комптоновское рассеяние является важным, но частным случаем – оно описывает переизлучение плоской электромагнитной волны. Синхронная волна колебаний вдоль всех направлений r (электронной плотности (9)), распространяющихся от или к центру $r=0$ со скоростью c приведет к образованию монохроматической сферической волны.

Заканчивая раздел, в котором рассматривается рассеяние на свободном электроне, остановимся на вопросе об угловой зависимости сечения рассеяния от длины волны рассеиваемого излучения (при $\Lambda_e \approx \lambda$). Изучению этой зависимости уделялось достаточно большое внимание. Установлено, что она хорошо описывается квантовой теорией Клейна – Нишины, вроде бы подтверждающей механизм рассеяния, предложенный Комптоном. Мало кто вспоминает, однако, о том, что в 1918–1919 годах Комптоном была предложена другая теория вычисления сечения рассеяния, результаты которой также хорошо совпадали с экспериментальными. В этой теории предлагалось рассчитывать данные по рассеянию рентгеновского излучения по аналогии с теорией Ми рассеяния света на металлических и диэлектрических частицах, диаметр которых сравним с длиной волны [6, 7].

Оказалось, что экспериментальные данные хорошо совпадают с расчетными при различных предположениях о распределении заряда в электронах сферической формы или в форме кольца радиусом $0,8 \cdot 2 \cdot 10^{-10}$ см. Эти исследования не были продолжены, хотя их развитие может дать информацию о строении «ядра» электронной плотности, то есть центральной части функции $|\psi_e|^2$, в которой сосредоточено почти 100% массы электрона. Качественное совпадение результатов теорий, рассматривающих явление рассеяния с квантовых и волновых представлений, неудивительно, если помнить, что явления интерференции и дифракции в приближении однократного рассеяния (первом борновском) описывается в пространстве волновых векторов $1/\lambda$. Новых существенных особенностей можно ожидать лишь в области длин волн рассеиваемого излучения $\lambda \leq 2\Lambda_e$. В этой

области должны проявиться эффекты брэгговского рассеяния на структуре свободного электрона.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ НЕОКЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ НА СЛАБОСВЯЗАННЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Спектр комптоновского рассеяния

Рассеяние рентгеновского излучения в условиях далеких от брэгговских изучено недостаточно. Такое заявление не должно казаться странным. Доверие к концепции, заложенной Комптоном в теорию рассеяния, не позволяло беспристрастно исследовать механизм формирования спектров. Экспериментальные результаты использовались для уточнения существующей теории путем принятия различных гипотез и математических процедур. Выше уже обращалось внимание на то, что рэлеевское рассеяние в этой теории не рассматривается как самостоятельное, механизм которого отличен от механизма брэгговского рассеяния. В то же время, некогерентное рассеяние считается связанным с рэлеевским, так что с достаточно хорошим приближением считают, что полный коэффициент рассеяния определяется формулой (4). Обратим внимание на то, что в (4) коэффициенты рассеяния отдельными электронами в атоме $f_i = f_i(H)$ определяются как Фурье-преобразование электронной плотности $|\psi_i(r)|^2$ конкретного электрона в атоме, а $\psi_i(r)$ является волновой функцией Шредингера, $H = 2\sin(\varphi/2)/\lambda$ – вектор рассеяния волны на угол φ .

Выше было показано, что эффект Комптона нужно рассматривать как эффект рассеяния на высокочастотной периодической структуре электрона (релятивистский эффект). Волновые функции, определяемые нерелятивистским уравнением Шредингера, являются огибающей высокочастотной составляющей электронных колебаний. Эта высокочастотная составляющая проявляется во всех спектрах рассеяния жесткого излучения как линия комптоновского рассеяния. Рэлеевский спектр обусловлен рассеянием на непериодической части электронной плотности, возникающей в результате деформации высокочастотной пространственной волны в поле ядра атома и описываемой функцией Шредингера $|\psi_i(r)|^2$. Очевидно, что в атомах легких элементов она составляет небольшую часть «электронной массы» свободного электрона, так что при рассеянии на атомах легких элементов «некогерентная» компонента содержит основную часть интенсивности спектра.

В предыдущем разделе было показано, что спектральная ширина линии рассеяния свободными электронами и электронами легких атомов с точностью до нескольких процентов совпадают. Было указано на то, что весь опыт многолетних усилий доказать правильность импульсного приближения, в котором ширина спектральной линии связывалась с наличием у связанных электронов некоторых скоростей, оказался безуспешным, что подтверждает правильность развиваемой нами теории. Еще более убедительным выглядят результаты сравнения выводов существующей теории рассеяния с экспериментальными результатами по измерению центра линии комптоновского рассеяния. Уже в первых работах Комптона, Ву и других указывалось на то, что центр линии хорошо сохраняет свое положение, которое почти не зависит от условий эксперимента. С точки зрения неоклассической теории положение центра линии на связанном электроне определяется только энергией его связи E_i или «импульсом» p_i и не зависит от длины волны рассеиваемого излучения. Центр линии смещается по сравнению с (1) на величину, определяемую величиной изменения периода электронной волны электрона в атоме Λ_e на Λ_e' . Это смещение значительно меньше вычисляемого в импульсном приближении теории рассеяния, принятой на сегодняшний день. Рассмотрим этот вопрос подробнее. В теории предполагается, что при «вырывании» электрона из атома изменяется не столько энергия, сколько импульс фотона. В результате центр линии должен сместиться, также как и в рассматриваемом выше случае (11), в направлении уменьшения $\Delta\lambda$, но на величину $\Delta\lambda'(E_i) = kE_i\lambda^2/hc$ или $\Delta\lambda' = n\alpha\lambda$, где $n = k\alpha\lambda/2\Lambda_e$, $k \approx 1$ [25], то есть в $n\lambda/\Lambda_e$ раз больше.

Чтобы представить себе масштаб предполагаемого в существующей теории смещения центра некогерентной линии, взглянем на рис. 4, где представлено сечение спектра рассеяния рис. 1 при $\varphi = 155^\circ$. Расстояние между центрами комптоновской и рэлеевской линий $\Delta\lambda(\varphi)$ равно $1,95\Lambda_e$. На спектре видна линия, называемая рамановской, расстояние которой от рэлеевской равно как раз величине $\Delta\lambda'(E_i)$ при $k=1$ (здесь E_i соответствует энергии связи К-электрона углерода). Смещение центра спектра некогерентной комптоновской линии, соответствующее К-электрону, должно было бы быть также равно $\Delta\lambda(\varphi) - \Delta\lambda_i(E_i)$, но на рис. 4 не наблюдается. Измерения смещения центра комптоновской линии при рассеянии на различных атомах выполнялось многими авторами. В результате было установлено, что оно незначительно. С точностью до второго знака после запятой центр линии сохраняет положение. Коррекция теории некогерентного рассеяния с целью объяснить такой экспериментальный результат проводилась многократно, тем не

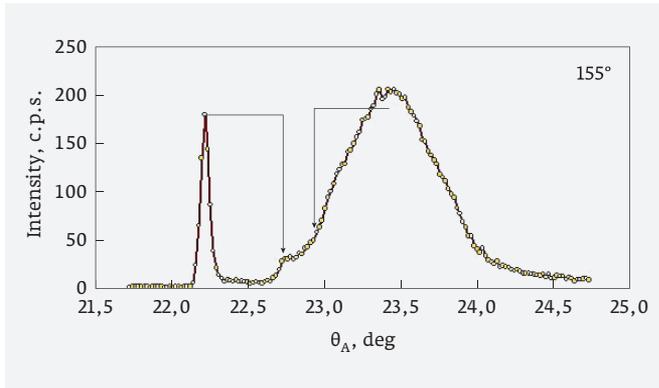


Рис. 4. Сечение спектра рассеяния рис. 1 при $\varphi = 155^\circ$. Стрелкой слева отмечена J-(рамановская) линия. Предполагаемое смещение центра комптоновской линии для K-электрона также отмечено стрелкой

менее удовлетворительного согласия с экспериментальными результатами не было получено [14]. Это является еще одним примечательным фактом, свидетельствующим о том, что некогерентное комптоновское рассеяние является релятивистским эффектом, обусловленным наличием реальной волновой пространственной структуры электрона. Спектр рассеяния на атомарных электронах несет информацию о деформациях волн электронной плотности, но изменение длины комптоновской волны составляет проценты и даже доли процентов от Λ_e для слабосвязанных электронов и могут быть зарегистрированы только в результате прецизионных измерений спектров рассеяния и сопоставления их с результатами математического моделирования. Спектр комптоновского рассеяния формируется как спектр «излучения» с длиной волны Λ_e и поэтому, несмотря на невысокую когерентность ($\delta\lambda \sim \Lambda_e$) это псевдоизлучение потенциально имеет высокую разрешающую способность, что может быть использовано при создании новых методов исследования электронной структуры с высоким пространственным разрешением, сравнимым с Λ_e .

Спектр рэлеевского рассеяния

Условием наблюдения как некогерентного, так и когерентного рэлеевского рассеяния считается условие (3). Легко показать, что оно связано с тем, что при строгом его выполнении для деформационной волны $\Lambda_{B1} = h/p_1 = \Lambda_e/\alpha_1$ выполняется условие брэгговской дифракции, то есть вместо формулы (3) можно записать

$$2\Lambda_{B1}\sin(\varphi_i/2) \geq \lambda \text{ или } H \geq 1/\Lambda_{B1}. \quad (12)$$

Это означает, что исчезновение комптоновского рассеяния излучения связано с изменением характера рассеяния всей электронной структурой. В области углов вблизи $\varphi_i = 2\theta_i$ – брэгговского для Λ_i – возникает резонанс на длине волны, соответствующей длине волны рассеиваемого излучения. В такой постановке вопрос о когерентности рэлеевского рассеяния никогда не обсуждался и тем более не исследовался. Следует отметить, что и при выполнении условий (3) или (12) рэлеевское рассеяние представляется теперь более сложным явлением, чем ранее. Исходя из указанных выше представлений о механизме рассеяния и имеющихся экспериментальных данных, можно сделать лишь предварительные предположения о том, как формируется рэлеевское рассеяние в области, ограниченной условием (3).

В качестве рабочей гипотезы будем считать, что амплитуда рэлеевского рассеяния определяется двумя слагаемыми: однородная часть электронной массы, плотность которой определяется функцией Шредингера, взятой с «весом» $\alpha_i m$ определяет амплитуду рассеяния, пропорциональную $\alpha_i f_n(H)$. Кроме того, поскольку эта часть электрона расположена на расстоянии порядка $\Lambda_B/2\pi$ от центра электрона и, следовательно, находится в ближнем поле «ядра», в котором в основном сосредоточена вся его основная масса, то однородная часть распределения электронной плотности уменьшает амплитуду комптоновского спектра каждого электрона дополнительно на величину порядка, где сумма берется по всем электронам. В результате коэффициенты когерентного и некогерентного рассеяния в формуле (4) следует заменить на:

$$R_{ch} = \alpha_0^2 \left| Z - \sum_i \frac{\alpha_i}{\alpha_0} f_i \right|^2, \quad R_{in} = Z - \alpha_0^2 \sum_i \left| Z - 2 \frac{\alpha_i}{\alpha_0} f_0(H) + \frac{\alpha_i}{\alpha_0} f_i \right|^2. \quad (13)$$

Качественно вид рэлеевской линии, определяемой (13), соответствует наблюдаемому на рис. 1.

В то же время, как уже отмечалось выше, зависимость $|\sum f_i|^2$, соответствующая табличным данным, полностью отличается от экспериментальной. Итак, мы показали, что в результате элементарного акта рассеяния электромагнитного излучения возникает дипольная электромагнитная волна с частотой рассеиваемого излучения ν и сечением рассеяния $\sigma = \sigma_0 (de)^2$, где de – заряд элемента объема электрона, σ_0 – томсоновское сечение рассеяния. Комптоновское «некогерентное» рассеяние представляет собой тот частотный и пространственный спектр, который образуется в результате интерференции волн, излучаемых элементарными зарядами. Очевидно, изучая этот спектр, его зависимость от частоты рас-

сеиваемого излучения, можно исследовать структуру как свободного, так и связанного электронов. По-видимому, более информативным с точки зрения исследования электронной структуры атомов представляется спектр рэлеевского рассеяния, особенно та его часть, в которой для электронов выполняется условие брэгговской дифракции на деформационной волне де Бройля. Появление периодической компоненты в структуре рассеивающей излучение электронной массы атома вызывает эффект резонансного усиления излучения на частоте рассеиваемого излучения за счет уменьшения интенсивности комптоновской части спектра. С уменьшением угла рассеяния излучение атомарных электронов становится все более когерентным. В пользу такого подхода к описанию рэлеевского рассеяния в области углов и длин волн λ , где условие (3) не выполнено, говорит явление когерентного брэгговского рассеяния, которое происходит вне зависимости от условий рассеяния излучения отдельными электронами в атоме. При выполнении условий Брэгга однородная часть электронной массы каждого атома, рассеивающая в направлении дифракции $\theta_B = \varphi/2$, действует подобно элементу зеркала с рассеивающей способностью, пропорциональной атомному фактору рассеяния $F_a = \sum_i f_i(H)$.

В результате того, что эти атомные элементы зеркал находятся на расстояниях порядка длины волны рассеиваемого излучения, они перестраивают, синхронизируют фазовую структуру поля, формируемого всей электронной массой атома, возможно, подобно тому, как формируется излучение в твердотельных лазерах с распределенной обратной связью. Комптоновский некогерентный спектр исчезает, и возникают те эффекты, которые изучаются в динамической теории дифракции. Отметим, что, как отмечалось выше, теория брэгговской дифракции развивалась в предположении о том, что элементарный акт рассеяния электронами атомов излучения является когерентным. Учет комптоновского рассеяния понимался как необходимость внесения поправок на то, что полное сечение рассеяния зависит от длины волны рассеиваемого излучения [26]. Вопрос о том, как может измениться наше представление о контрасте дефектов, приводящих к локальным изменениям фазовой структуры поля в кристалле, можно ли наблюдать эти дефекты по локальным фазовым всплескам комптоновского спектра, заслуживает специальных исследований.

ПРИМЕЧАНИЕ

Мы уже указывали, что одним из наиболее веских аргументов в пользу механизма рассеяния, предложенного Комптоном, было обнаружение предсказываемых его теорией низкоэнергетических электронов, сопровождающих рассеяние. С точки зрения неоклассической теории и экспериментально доказанного существования силы Лоренца свободный электрон не может приобрести импульс при рассеянии электромагнитной волны и поглотить часть ее энергии. Это возможно лишь для электрона, связанного в атоме. Механизм фотоэлектрического поглощения хорошо известен, и только им можно объяснить возможность поглощения энергии падающей на атом волны. Для понимания того, что эмиссия электронов, сопровождающая комптоновское рассеяние на связанных электронах, обязана тому же фотоэлектрическому эффекту, достаточно дополнить уравнение фотоэффекта Эйнштейна $mv^2/2 = hv - E_i$ уравнением: $mv^2/2 = hv - hv_j$. Здесь $mv^2/2$ – кинетическая энергия фотоэлектронов, ν_j – частота излучения, известная как рамановская (по нашему мнению, обнаруженная Баркла и названная им J-линией) [11]. Известно, что эта линия не является монохроматической. С точки зрения обсуждаемой нами неоклассической теории резонансное фотоэлектронное поглощение при рассеянии излучения с частотой ν происходит не только на разностной частоте $\nu - E_i/h$, но на всех частотах $\nu - \Delta\nu(\varphi) - E_i/h = \nu_j$. Это обстоятельство объясняет, с одной стороны, ширину J-линии, с другой – показывает, как «комптоновские» низкоэнергетические электроны через механизм фотоэлектрического поглощения* связаны с частотами комптоновского рассеяния и энергией связи электрона в атоме. Подробнее этот вопрос рассмотрен в работе [27].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В докладе приведены основные соображения о том, в каком направлении должна развиваться теория рассеяния жесткого рентгеновского излучения. Очевидно, что ее создание требует прежде всего постановки новых исследований в широком диапазоне длин волн. Материалы проведенных ранее исследований затруднительно использовать в полной мере в связи с тем, что эксперименты проводились и обрабатывались с целью уточнения казавшихся безусловно верными положений и выводов квантовой теории. Большое внимание в теории некогерентного рассе-

* Обратим внимание на то, что Баркла также полагал, что J-излучение должно сопровождаться излучением электронов.

яния уделялось определению зависимости сечения рассеяния жесткого излучения от частоты фотонов. С точки зрения неоклассической теории сечение рассеяния свободным электроном определяется в основном интерференцией волн, рассеянных центральной частью, ядром электрона. Изучая спектральные зависимости рассеяния от угла и длины волны излучения можно определить не только размер, но и форму ядра электрона. Представляется интересным распространить принципы, развиваемые неоклассической теорией рассеяния рентгеновского излучения, на рассеяние электронных волн в экспериментах по дифракции электронов, эффекты Смита-Парселла, Шварца-Хоры и др.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Представленные данные не содержат конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Schrödinger E.** Quantisierung als Eigenwertproblem // *Annalen der Physik*. 1926. V. 384. № 4. P. 361–376.
2. **Crisp M. D. and Jaynes E. T.** Radiative effects in semiclassical theory // *Phys. Rev.* 1969. V. 179. № 5. P. 1253–1261.
3. **Dodd J.** The Compton effect—a classical treatment // *Europ. J. Phys.* 1983. V.4. № 5. P. 205–211.
4. **Crisp M. D.** Self-fields in semiclassical radiation theory // *Phys. Rev. A*. 1990. V. 42. № 7. P. 3703–3711.
5. **Lamb W. and Scully M.** The Photoelectric Effect Without Photons // *Polarization, Matter and Radiation*. Presses Universitaires de France, 1969. P. 363.
6. **Compton A.** The Size and Shape of the Electron // *Phys. Rev.* 1919. V. 14. № 1. P. 20–25.
7. **Compton A. H.** The size and shape of the electron // *Phys. Rev.* 1919. V. 14. № 3. P. 247–259.
8. **Демельт Х.** Эксперименты с покоящейся изолированной субатомной частицей // *УФН*. 1990. Т. 160. № 12. С. 129–139.
9. **Аристов В. В.** Рассеяние электромагнитной волны на свободном электроне в полуклассическом приближении // *ДАН*. 2009. Т. 425. № 6. С. 751–753.
10. **Аристов В. В.** Эффект Комптона как эффект когерентного рассеяния электромагнитного излучения на периодической структуре электронной плотности // *РСНЭ-НБИК. Тезисы докладов*. – М.: ИК РАН-НИЦ КИ, 2011. С. 386.
11. **Barkla C.** Characteristic Röntgen radiation // *Les Prix Nobel en 1914–1918, Stockh.* 1920. P. 392.
12. **Compton A. H.** The Spectrum of Scattered X-Rays // *Phys. Rev.* 1923. V. 22. № 5. P. 409–415.
13. **Compton A. H.** A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements // *Phys. Rev.* 1923. V. 21. № 5. P. 483–490.
14. **Cooper M. J.** Compton scattering and electron momentum determination // *Rep. Prog. Phys.* 1985. V. 48. № 4. P. 415–481.
15. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теория поля. – М.: Наука, 1988. С. 281.
16. **Dirac P.** Royal Society’s Proceedings A. 1938. V. 167. № 929. P. 148.
17. **Wheeler J., Feynman R.** Interaction with the Absorber as the Mechanism of Radiation // *Rev. Mod. Phys.* 1945. V. 17. № 2–3. P. 157–181.
18. **Compton A. and Simon A. W.** Directed Quanta of Scattered X-Rays // *Phys. Rev.* 1925. V. 26. № 3. P. 289–293.
19. **Compton A. H.** Incoherent scattering and the concept of discrete electrons // 1935. *Phys. Rev.* V. 47. № 5. P. 367–370.
20. **Hubbell J. H., Viegele Wm. J., Briggs E. A. et al.** // *J. Phys Chem. Ref. Date*. 1975. V. 4. № 3. P. 471.
21. **Schrödinger E.** Über den Comptoneffekt // *Ann. der Phys.* 1927. B. 387. P. 257–264.
22. **Mizuno K., Pae J., Nozokido T.** // *Nature*. 1987. V.328. № 6125. P. 345.
23. **Jaynes E. T.** Scattering Of Light By Free Electrons // *The electron* /Ed. Hestenes D. et al. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1991. P. 1.
24. **Schwartz H., Hora H.** *Applied Physics Letters*. 1969. V. 15. P. 349.
25. **Bloch F.** Contribution to the Theory of the Compton-Line // *Phys. Rev.* 1934. V.46. № 8. P. 674–687.
26. **Кон В. Г.** Дифракционное отражение сфокусированной рентгеновской волны многослойным кристаллом // *Кристаллография*. 2006. Т. 51. № 4. С. 605–610.
27. **Aristov V. V.** Neoclassical theory of x-ray scattering by electrons // *Electromagnetic radiation*/ Ed. S.O.Bashir, Croatia: InTech, 2012. P. 107–136.

МЕТОД АВТОМАТИЧЕСКОЙ РАССТАНОВКИ КРИСТАЛЛОВ В ПОЛЕ ФОТОШАБЛОНА С УЧЕТОМ ОГРАНИЧЕНИЙ ТЕХНОЛОГИИ

► А. В. Кузовков^{1,2}, В. В. Иванов¹, Д. С. Шипицин¹

¹АО «НИИМЭ»; ²ВШСИ МФТИ

Как известно, с уменьшением проектных норм микросхем растет стоимость комплекта фотошаблонов. В связи с этим растет экономическая привлекательность MPW (Multi-project wafer) проектов для мелкосерийного производства микросхем. Эффективность таких проектов определяется схемой размещения кристаллов в кадре фотошаблона. В статье рассматриваются существующие методы и предлагается новый метод расстановки кристаллов для минимизации числа пластин, затрачиваемых на производство.

AUTOMATED RETICLE FLOORPLANNING METHOD WITH TECHNOLOGY RESTRICTIONS CONSIDERATIONS

A. V. Kuzovkov^{1,2}, V. V. Ivanov¹, D. S. Shipitsin¹

¹MERI SC; ²HSSE MIPT

As known, when technology node shrinks photomask set cost increases. In this regard MPW projects become more attractive economically for smallbatch production. Such a projects' efficiency is defined by chip placement scheme in a photomask field. The article describes existing ways of reticle floorplanning and proposes a new one for wafer consumption minimization.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, с уменьшением проектных норм интегральных схем в технологии растет число операций фотолитографии [1] и ужесточаются требования к фотошаблонам, что приводит к росту стоимости комплекта фотошаблонов. В связи с этим, с уменьшением проектных норм растет экономическая привлекательность MPW (Multi-project wafer) проектов для мелкосерийного производства микросхем. В данных проектах разные заказчики размещают свои кристаллы в одном кадре изображения, разделяя между собой стоимость комплекта фотошаблонов.

Повышение привлекательности MPW-проектов обусловлено снижением постоянных затрат по сравнению с SPW (Single-project wafer). Однако с увеличением объемов выпуска стоимость MPW-проектов растет быстрее, чем SPW (рис. 1). Это обусловлено менее эффективным использованием площади пластины – вследствие разных размеров некоторые кристаллы

находятся в конфликте друг с другом и не могут быть вырезаны одновременно (пластина режется только прямыми линиями от края до края). Учет данных ограничений при проектировании кадра фотошаблона определяет эффективность MPW-проектов.

Задача инженера, проектирующего кадр изображения MPW, заключается в обеспечении минимума конфликтов между кристаллами. При этом в силу большого разнообразия возможных конфигураций кадра инженеру не всегда очевидно оптимальное решение и проектирование опирается на его опыт и интуицию. Наиболее остро это проявляется при большом числе кристаллов. В практике авторов число кристаллов, одновременно участвующих в MPW, достигало 60. В таких случаях инженер уже физически не способен учесть все конфликты. В то же время точное математическое решение задачи на текущий момент неизвестно. В работах [2, 3, 4, 5] предлагается ряд методов расстановки кристаллов в кадре, а в работе [6] приведен их сравнительный

анализ и выявлены наиболее эффективные. Однако на практике данные методы оказались неприменимы для изделий, выпускаемых серийно, что показано далее.

Другие преимущества автоматической генерации эскиза заключаются в возможности интеграции инструмента расстановки с проверками выполнения требований заказчиков (требования к положению кристалла, ширине дорожки скрайбирования, отсутствию конфликтов между конкретными кристаллами и др.). Кроме того, в инструмент может быть встроен контроль специфических требований. Например, контроль плотности топологии на стыках кристаллов для избегания нарушений, которые не могут быть выявлены на этапе контроля отдельных кристаллов.

Для оценки вариантов эскиза необходимо иметь возможность прогнозирования числа пластин, требуемого для выполнения программы выпуска. В связи с этим решение задачи расстановки кристаллов тесно связано с задачей оптимизации схемы резки пластин. Решение данной задачи также рассматривается далее.

Таким образом, цель работы – разработать метод автоматической расстановки кристаллов в кадре фотошаблона, дающий более эффективные эскизы, чем инженер.

Задачи, решаемые в работе:

- оптимизация схемы резки и прогнозирование числа пластин;
- анализ существующих методов расстановки кристаллов в кадре;
- разработка метода расстановки кристаллов.

Решение данных задач рассматривается в соответствующих разделах далее.

ЗАДАЧА ОПТИМИЗАЦИИ СХЕМЫ РЕЗКИ ПЛАСТИН

Оценка эффективности того или иного варианта размещения кристаллов основывается на расчете затрачиваемого числа пластин. Для этого определяется оптимальная схема резки. Существующие методы оптимизации резки можно укрупненно разделить на два класса:

- методы, в которых кадр, мультиплицированный на пластине, режется по-разному в разных строках и столбцах;

- методы, в которых все кадры на пластине режутся одинаково, но разные пластины могут иметь различные схемы резки.

В работах [7, 8] приведено описание и сравнительный анализ ряда методов и показано, что первая группа методов дает лучшие результаты при единичном производстве. При увеличении объемов выпуска до малых серий меньше пластин требуют схемы резки, полученные методами второй группы. В рамках данной работы больший интерес представляет мелкосерийное производство, поэтому выбор был остановлен на второй группе методов. Метод, используемый далее в работе, основан на идеях, описанных в [7]. Рассмотрим его подробнее.

Пусть дано множество изделий $\{C_i\}$ и соответствующее множество объемов выпуска $\{p_i\}$, $i = \overline{1, M}$, где M – число изделий. Пусть также дана некоторая схема размещения кристаллов (в общем случае число кристаллов в кадре может отличаться от числа изделий, поскольку одно изделие может встречаться в эскизе многократно). Считается, что два кристалла находятся в конфликте, если пересекаются их проекции хотя бы на одну из координатных осей, ориентированных вдоль сторон кадра. При этом конфликт отсутствует, если эти проекции полностью совпадают. Рассмотрим алгоритм оптимизации.

1. Составляется граф конфликтов эскиза. Узлам графа соответствуют кристаллы в кадре, а связям – конфликты между ними.
2. Находится множество всех максимальных независимых наборов графа $\{S_j\}$, то есть все наборы кристаллов, которые могут быть вырезаны одновременно, такие, что добавление в набор любого кристалла приведет к появлению конфликта. Понятно, что каждый независимый

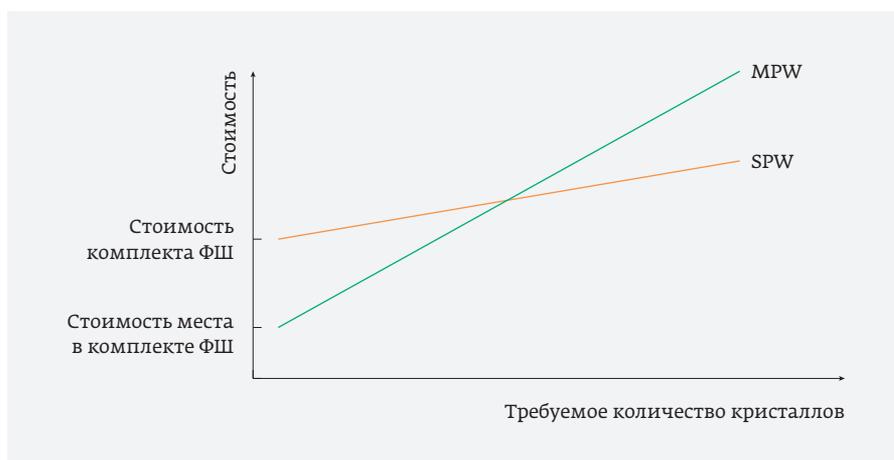


Рис. 1. Сравнение стоимости SPW- и MPW-проектов

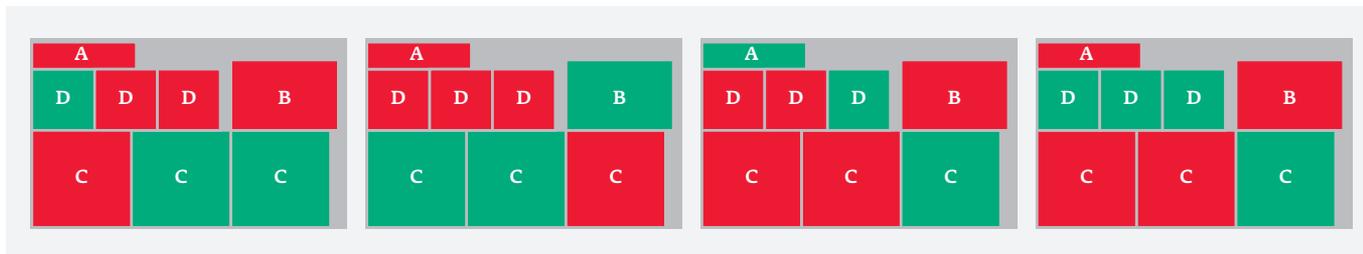


Рис. 2. Схемы резки эскиза

набор соответствует определенной схеме резки. Поиск таких наборов осуществляется алгоритмом Брона – Кербоша. Для удобства число наборов обозначим за L , а количество вхождений изделия c_i в набор S_j обозначим $S_j(c_i)$.

3. Вычисляется число кадров на пластине K . Схема размещения кадров в рабочей области пластины определяется прямым перебором вариантов.
4. Формулируется задача оптимизации: найти множество коэффициентов $\{a_j\}$ такое, что:

$$K \cdot \sum_{j=1}^L a_j \cdot S_j(c_i) \geq p_i, \quad i = \overline{1, M}, \quad a_j \in \mathbf{N}$$

$$\sum_{j=1}^L a_j \rightarrow \min,$$

где a_j – число пластин, разрезаемых по схеме S_j . Первое выражение описывает граничные условия задачи, а второе ставит задачу минимизации общего числа пластин.

5. Решается задача оптимизации. Приведенная формулировка описывает классическую задачу исследования операций, решаемую методом целочисленного линейного программирования.

На выходе алгоритма выводятся схемы резки с указанием количества пластин, соответствующих данным схемам. Пример результатов работы алго-

ритма показан на рис. 2 и в табл. 1. Зеленым цветом на рисунке отмечены вырезаемые кристаллы.

ОБЗОР МЕТОДОВ РАССТАНОВКИ

Как было указано выше, в работе [6] приводится сравнительный анализ существующих методов расстановки кристаллов. По результатам данного анализа наилучшие и сопоставимые друг с другом результаты продемонстрировали методы, названные НТ (Hierarchical Quadrisection) и ВТ (B-trees).

Метод НТ подразумевает деление области кадра на квадранты, каждый из которых, в свою очередь, делится на квадранты второго порядка и т. д. В квадрантах наивысшего порядка произвольно размещается по одному кристаллу. Затем в эскиз многократно вносятся изменения, такие как поворот одного кристалла, перемещение одного кристалла в пределах квадранта или перестановка двух кристаллов. Оптимизация производится методом имитации отжига. При этом в качестве целевой функции выступает не требуемое количество пластин (в силу высокой вычислительной сложности), а некоторая расчетная функция, коррелирующая с ним. Данная функция отражает число конфликтов в кадре, а вес каждого конфликта определяется требуемым объемом выпуска конфликтующих кристаллов. Также в функции учитывается площадь кадра, поскольку она, в конечном счете, определяет число кадров на пластине.

Таблица 1. Пример результатов работы

Число кадров на пластине	Кристалл	Требуемый объем выпуска	Фактический объем выпуска	Суммарное число пластин
59	A	1 000	1 003	46
	B	1 000	1 003	
	C	3 000	3 776	
	D	3 000	3 009	

В методе ВТ схема размещения кристаллов описывается бинарным деревом, узлам которого соответствуют кристаллы в кадре. Корню дерева соответствует кристалл, расположенный в левом верхнем углу кадра. В начале алгоритма дерево формируется случайным образом. При этом левому ребенку любого узла (кристалла) соответствует кристалл, размещаемый справа от него «впритык» и имеющий вертикальную координату, максимально близкую к верхней границе кадра и обеспечивающую отсутствие пересечений с другими кристаллами. Правому ребенку соответствует кристалл, левая граница которого коллинеарна левой границе родительского кристалла, а вертикальная координата так же как и у левого ребенка стремится максимально вверх. На рис. 3а и 3б приведены эскиз кадра изображения и соответствующее ему бинарное дерево. После начальной расстановки эскиз оптимизируется методом имитации отжига. На каждой итерации в дерево вносятся случайные изменения, такие как: случайное перемещение одного узла дерева, перестановка двух случайных узлов, поворот случайного кристалла на 90° (если поворот допустим).

В работе [6] данные методы оценивались на ряде тестовых случаев. Важно, что при рассмотрении не были приняты во внимание случаи, где одно изделие встречается в эскизе многократно, что является нормой для серийного производства. Как показал эксперимент, в подобных случаях описанные методы вместо объединения кристаллов одного наименования в группы распределяют их по разным участкам кадра, допуская даже наличие конфликтов между ними. Результат работы алгоритма ВТ будет приведен далее.

РАЗРАБОТАННЫЙ МЕТОД РАССТАНОВКИ

Разработанный метод, как и метод ВТ, основан на представлении эскиза в виде бинарного дерева. Однако в данном случае узлами дерева являются не кристаллы, а прямоугольные блоки, составленные из кристаллов с одинаковыми размерами. При этом в ходе оптимизации структура дерева не изменяется, изменения вносятся в виде локальных перемещений блоков кристаллов вдоль координатных

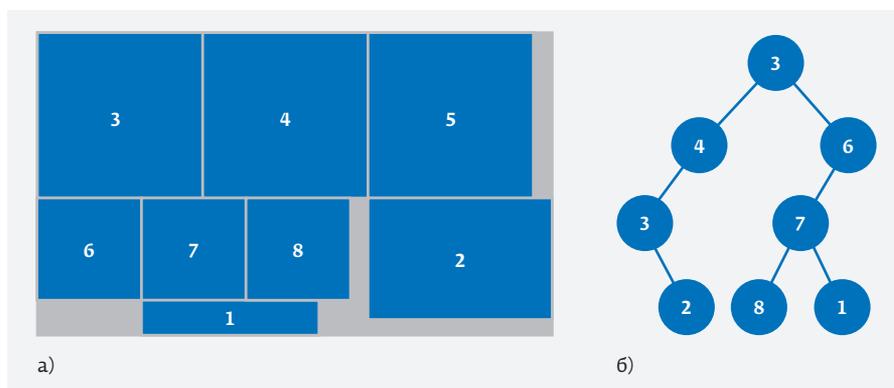


Рис. 3. а – пример эскиза; б – дерево эскиза

осей (если такое перемещение возможно). Рассмотрим алгоритм подробнее.

1. Подготовка данных.
 - 1.1. Подготовка входных данных – списка изделий с указанием размеров, программы выпуска, возможности поворота кристалла и ширины дорожки скрайбирования.
 - 1.2. Пересчет объемов выпуска с учетом зависимости выхода годных кристаллов от их площади. Для пересчета используется уравнение Пуассона, учитывающее плотность поражающих дефектов [9].
 - 1.3. Определяется количество единиц каждого кристалла в кадре. Количество распределяется пропорционально объему выпуска таким образом, чтобы суммарная площадь кристаллов не превышала 90% площади кадра.
 - 1.4. Формируются габаритные группы. Кристаллы с одинаковыми размерами будут размещены в одном блоке. Определяется общее число кристаллов в каждой группе. К примеру, на рис. 4 блок № 8 составлен из кристаллов I и K, имеющих одинаковые размеры. Общее число кристаллов в группе 12.
 - 1.5. Определяется число строк и столбцов в блоках. Для этого число кристаллов в каждой габаритной группе раскладывается на два целых множителя всеми возможными способами и случайным образом выбирается одно из разложений. Ориентация кристаллов в блоке, если допускается их поворот, также определяется случайным образом. Если число кристаллов в группе является простым и кристаллы не вмещаются в кадр в один ряд, число округляется в нижнюю сторону до ближайшего составного.

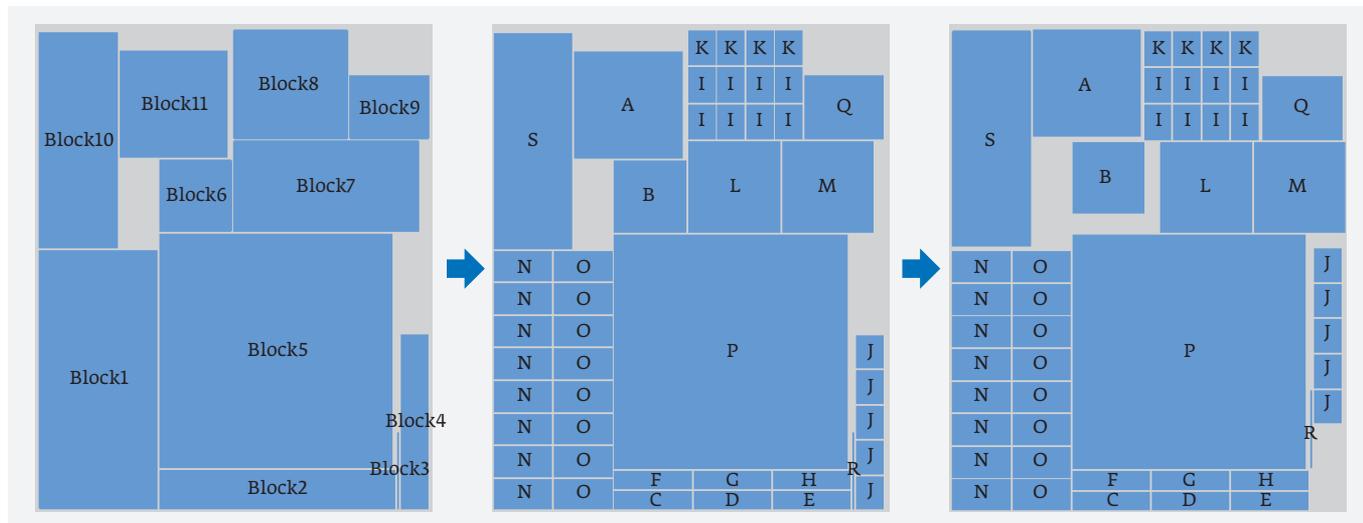


Рис. 4. Демонстрация работы метода

2. Формирование эскиза.

2.1. Формируется случайное бинарное дерево блоков (рис. 4). Если не удастся разместить блоки в кадре, возврат к пункту 1.5. В случае удачной расстановки – блоки заполняются кристаллами.

2.2. Выбирается случайный блок и ось, вдоль которой он будет перемещен. Определяется диапазон допустимых перемещений по этой оси. Формируется список всех линий реза (границ остальных кристаллов), ортогональных данной оси и лежащих в пределах найденного диапазона. Блок перемещается, последовательно совмещая каждую из границ входящих в него кристаллов с каждой из границ данного списка. После полного перебора вариантов выбирается наилучший. Критерий оценки эскиза рассчитывается по формуле:

$$F = \sum_{p=1}^{M-1} \left(\sum_{q=p+1}^M E_{pq} (V_p + V_q) \right),$$

где M – число кристаллов в кадре; V_q и V_p – требуемый объем выпуска кристаллов p и q ; $E_{pq}=1$, если кристаллы p и q могут быть вырезаны одновременно, и $E_{pq}=0$, если находятся в конфликте. Пункт 2.2 повторяется несколько сотен раз. На рис. 4 видно, что после проведения данного этапа кристалл А перестал конфликтовать с L и M, J и R – с C, D, E, F, G, H и т. д.

2.3. Многократный повтор пунктов 1.5-2.2. Число итераций определяется допустимым временем ожидания.

3. Выбор эскиза.

3.1. Сравнение полученных эскизов по критерию, приведенному в пункте 2.2. Отбор от пяти до десяти наилучших.

3.2. Оптимизация схем резки для отобранных эскизов, определение требуемого количества пластин. Окончательный выбор эскиза.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для оценки полученных результатов были подготовлены четыре тестовых случая, для каждого из которых эскиз разрабатывался тремя методами: вручную инженером, методом ВТ и предложенным методом. Результаты, полученные по итогам оценки эскизов, представлены в табл. 2.

Из таблицы видно, метод ВТ в рассмотренных случаях не дает положительных результатов. Что касается разработанного метода, в двух случаях экономия составляет более 30%. В то же время в тесте № 1, несмотря на большое количество изделий, разница в работе инженера и программы составила 4%. Таким образом, можно допустить, что в определенных ситуациях, опыт инженера все еще может конкурировать по качеству эскизов с программой.

Важным преимуществом автоматической расстановки является время разработки эскиза. К примеру, разработка эскиза для тестового случая № 1 потребовала у инженера более трех часов работы. С учетом согласования эскиза с заказчиками, фактически, такая работа проводится в несколько итераций и может занимать до трех дней. В случае автоматической расстановки менее чем за 5 мин для каждого тестового случая получались десятки вариан-

Таблица 2. Результаты оценки методов

№ Теста	Число наименований изделий	Число пластин			Нормированное число пластин		
		инженер	ВТ	новый метод	инженер	ВТ	новый метод
1	19	136	214	131	1	1,57	0,96
2	12	148	180	102	1	1,22	0,69
3	23	153	216	102	1	1,41	0,67
4	18	158	195	144	1	1,23	0,91

тов эскиза. Данные варианты могут быть представлены на выбор заказчиком либо отфильтрованы с помощью автоматических проверок выполнения их требований.

В маршруте проектирования фотошаблонов этап формирования эскиза является наиболее трудно автоматизируемым, и его выполнение занимает существенную долю общего времени цикла. В случае АО «НИИМЭ» внедрение автоматической расстановки кристаллов может сократить цикл проектирования MPW-фотошаблонов на 10–30% в зависимости от уровня технологии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы получен метод автоматической расстановки кристаллов в кадре фотошаблона, позволяющий в ряде случаев экономить более 30% пластин по сравнению с расстановкой кристаллов вручную. Другие методы расстановки, описанные в литературе, не дают положительных результатов в случаях, когда одно изделие встречается в кадре более одного раза. Кроме того, разработанный метод позволяет значительно сократить общее время проектирования MPW-фотошаблонов.

Следует отметить, что оценка требуемого числа пластин в работе производилась с допущением, что любые схемы резки приемлемы. На практике может требоваться, чтобы кристаллы одного заказчика вырезались из одних и тех же пластин. Учет данного требования определяет дальнейший вектор работы.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Красников Г. Я., Горнев Е. С., Матюшкин И. В. Общая теория технологии. Часть 1. Уровни описания технологии // Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника. 2017. № 1 С. 51–70.
2. Ching L.S., Young Royce & F.Y. Evangeline. (2006). Shuttle mask floorplanning with modified alpha-restricted grid. 2006. 85–90. 10.1145/1127908.1127930.
3. Wu Meng-Chiou & Lin Rung-Bin. (2005). Multiple project wafers for medium-volume IC production. Proceedings – IEEE International Symposium on Circuits and Systems. 4725–4728 Vol. 5. 10.1109/ISCAS.2005.1465688.
4. Xu Gang & Tian Ruiqi & Pan David & Wong Martin D.F. (2004). A multi-objective floorplanner for shuttle mask optimization. Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering. 5567. 10.1117/12.569345.
5. Chen Chien-Chang & Mak Wai-Kei. (2006). A multi-technology-process reticle floorplanner and wafer dicing planner for multi-project wafers. Proceedings of the Asia and South Pacific Design Automation Conference, ASP-DAC. 2006. 6 pp. 10.1109/ASPDAC.2006.15
6. Rung-Bin Lin, Meng-Chiou Wu and Shih-Cheng Tsai. Reticle Floorplanning and Simulated Wafer Dicing for Multiple-Project Wafers by Simulated Annealing, Simulated Annealing Cher Ming Tan, IntechOpen, DOI: 10.5772/5569.
7. Wu Meng-Chiou & Lin Rung-Bin. (2008). Finding Dicing Plans for Multiple Project wafers fabricated with Shuttle Mask. Journal of Circuits, Systems, and Computers. 17. 15–31. DOI: 10.1142/S0218126608004186.
8. Kahng Andrew & Mandoiu Ion & Xuc, Xu & Zelikovskiy Alex. (2005). Yield-Driven Multi-Project Reticle Design and Wafer Dicing. Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering. 5992. 10.1117/12.632036.
9. Тищин Ю.И., Адамов Д.Ю., Сомов О.А. Проектирование для возможностей производства // Труды МФТИ. 2010. Т. 2. № 1. С. 43–51.

ТЕРМОСТАБИЛЬНЫЙ ГЕНЕРАТОР С ПОДАВЛЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭФФЕКТОВ ПЕРВОГО И ВТОРОГО ПОРЯДКА

► Е. О. Белоусов¹, Д. В. Кочетков, К. М. Моленкамп, А. В. Эннс

¹АО «НИИМЭ»

В статье предложена схема и описан принцип действия интегрального КНИ термостабильного генератора с подавлением линейных и квадратичных температурных эффектов. Схема генератора основана на схеме релаксационного осциллятора с двумя компараторами с высокой зависимостью частоты от температуры. Выявлены причины и характер влияния температуры на частоту, показана невозможность компенсации температурных эффектов только при помощи независимых от температуры источников опорного напряжения и тока. Для увеличения степени подавления температурных эффектов предложено использовать $PTAT + PTAT^2$ источник опорного напряжения для компараторов в составе генератора. Применение предложенной схемы позволяет достичь ухода частоты $\pm 0,18\%$ в диапазоне температур от -65 до 125 °C, центральная частота составляет $6,57$ МГц.

FIRST AND SECOND ORDER TEMPERATURE COMPENSATED CLOCK OSCILLATOR

E. O. Belousov¹, D. V. Kochetkov, K. M. Molenkamp, A. V. Enns

¹MERI SC

This paper presents the design and characterization of a first and second order temperature compensated clock oscillator in a $0.18\text{-}\mu\text{m}$ silicon-on-insulator process. Proposed oscillator is based on a well-known relaxation oscillator circuit with two comparators with large temperature dependence. Character and origins of frequency deviation with temperature is discussed, also it is shown that using temperature stable bandgap voltage and current sources only is not sufficient for achieving high degree of temperature compensation of frequency. In order to further decrease the influence of temperature effects on frequency, it is proposed to use a $PTAT + PTAT^2$ voltage source as a reference source for comparators in the oscillator. Simulation of the proposed circuit across a temperature range of -65 до 125 °C shows a variation of $\pm 0.18\%$ while the central frequency is 6.57 MHz.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время формирование тактового сигнала, частота которого слабо зависит от рабочей температуры и напряжения питания, является важной технической задачей микроэлектроники. От устойчивости частоты генератора тактовых сигналов зависят многие параметры, как цифровых устройств, так и схем смешанного сигнала. Современные кварцевые генераторы слабо чувстви-

тельны к изменению температуры и напряжения питания [1], однако они не могут быть интегрированы вместе с цифровыми и аналоговыми блоками в один кристалл, что увеличивает размеры и стоимость итоговой системы. Таким образом, создание полностью интегрального узла формирования тактового сигнала, устойчивого к изменениям температуры и напряжения питания, является актуальной задачей.

Схемы RC генераторов, таких как кольцевые или релаксационные генераторы, наиболее подходят в качестве формирователя тактовых сигналов при использовании КМДП или КНИ-технологии, поскольку они не содержат реактивных элементов. Однако частота выходного сигнала таких схем значительно зависит от температуры и питания [2]. Для решения этой проблемы в существующих работах были предложены методы компенсации таких зависимостей. В [1] было предложено использовать усредняющую петлю отрицательной обратной связи, которая отслеживает и корректирует уход временных параметров узлов генераторов. Однако добавление второй петли обратной связи ухудшает стабильность схемы и увеличивает время включения генератора. В ряде работ [3, 4, 5] предложено использовать схему кольцевого генератора совместно с температурно стабильными источниками, при этом достигается относительный разброс частот $\pm 5\%$ в диапазоне температур от -40 до 125 °C, что значительно превышает значения кварцевых генераторов. В [6] предложено использовать схему компенсации времени задержки компаратора в составе генератора совместно с динамической схемой подавления смещения нуля компаратора, однако такие динамические схемы привносят наводки в узлы генератора.

В данной работе представлена схема релаксационного генератора, разработанного по КНИ-технологии, с блоками компенсации без дополнительных обратных связей, которые позволяют добиться ухода частоты $\pm 0,18\%$ в диапазоне температур от -65 до 125 °C и напряжения питания от 4,7 до 5,3 В.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ БЛОКОВ ГЕНЕРАТОРА

Схема релаксационного осциллятора, показанная на рис. 1, хорошо подходит в качестве основы для термостабильного генератора, поскольку она предоставляет несколько степеней свободы для компенсации температурных эффектов. Принцип работы генератора следующий: в начальный момент времени

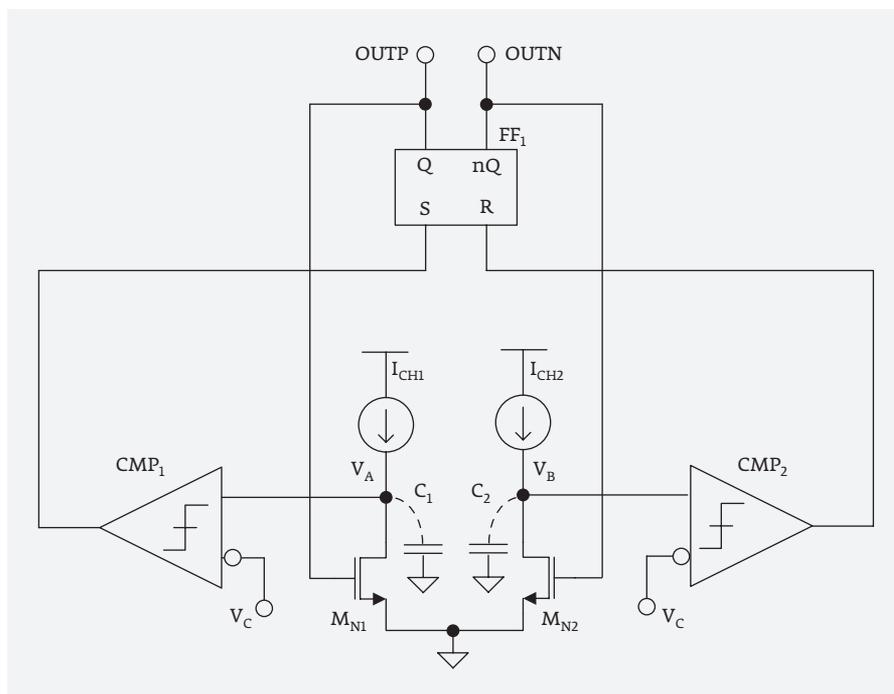


Рис. 1. Схема релаксационного генератора

напряжение на одном из выходов SR-триггера FF₁ принимает значение логической единицы, а другой – нуля, тогда один из ключей, например M_{N1}, оказывается замкнут, а M_{N2} – разомкнут. Замкнутый ключ притягивает напряжение на неинвертирующем входе компаратора CMP₁ на землю, при этом через него протекает ток I_{CH1}. Разомкнутый ключ препятствует протеканию тока I_{CH2} на землю, при этом он начинает заряжать емкость C₂, что приводит к линейному увеличению напряжения на неинвертирующем входе CMP₂. Напряжение увеличивается до тех пор, пока оно не сравняется с опорным напряжением V_{REF}, после чего срабатывает компаратор CMP₂, переключая выходы триггера в противоположные состояния. Далее ключ M_{N1} размыкается, M_{N2} замыкается, и цикл повторяется заново, что приводит к появлению на выходах OUTF и OUTN периодически изменяющегося прямоугольного сигнала.

Частота выходного сигнала генератора определяется суммарной задержкой заряда конденсаторов и времени срабатывания компараторов. Время заряда конденсаторов t_{dCH} в свою очередь определяется величиной токов заряда I_{CHn} и номиналом конденсаторов C₁ и C₂, при этом:

$$t_{dCH} = \frac{C_{\Sigma}}{I_{CHn}} \cdot V_{REF}$$

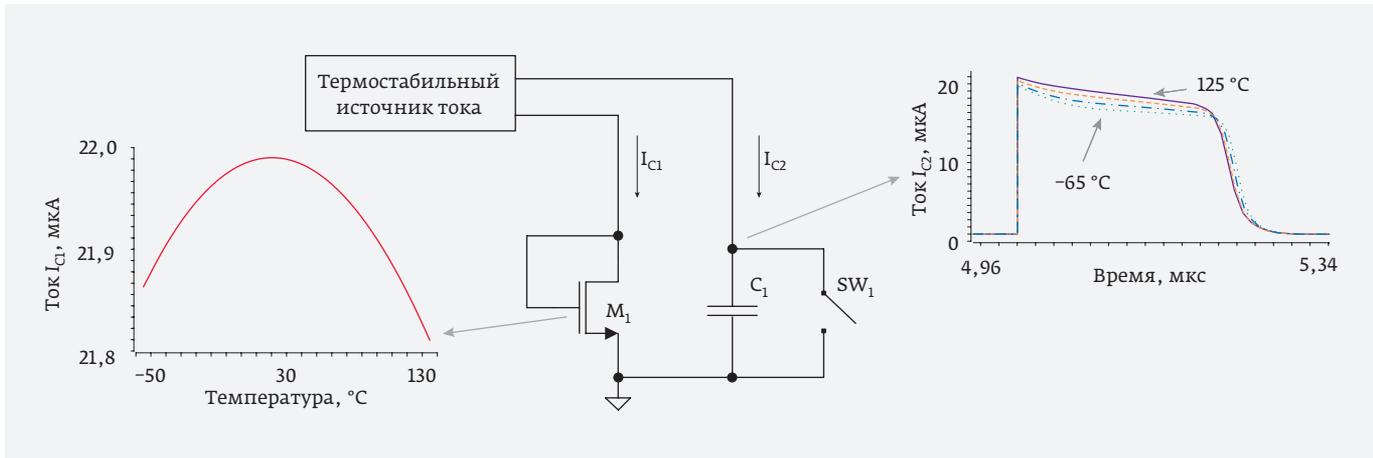


Рис. 2. Работа источника опорного тока при различных нагрузках

Отсюда следует, что зависимость времени заряда от температуры определяется температурными зависимостями опорного напряжения и тока заряда. В [7] предложено использовать температурностабильные источники тока заряда и опорного напряжения, однако степень компенсации температурных эффектов источника опорного тока уменьшается, если напряжение на его выходе изменяется в широких пределах, как это происходит в релаксационном генераторе. Выходным узлом источника опорного тока в данном случае являются узлы V_A и V_B , напряжение в которых изменяется от 0 до V_C В. Сравнение работы источника опорного тока при постоянном и переменном выходных напряжениях показано на рис. 2.

Как видно из графиков, выходной ток слабо зависит от температуры, если выход источника подключен к МДП-диоду, однако зависимость становится значительной (более 10% в диапазоне температур от -65 до 125 °С), если выход соединен с ключом, периодически подключающим источник к конденсатору.

Схема компаратора в составе релаксационного генератора показана на рис. 3, схема представляет собой модифицированный вариант схемы, предложенной в [8]. Компаратор состоит из rail-to-rail первого каскада, защелки с фиксированным током в качестве второго каскада, а также дифференциального усилителя в качестве третьего каскада.

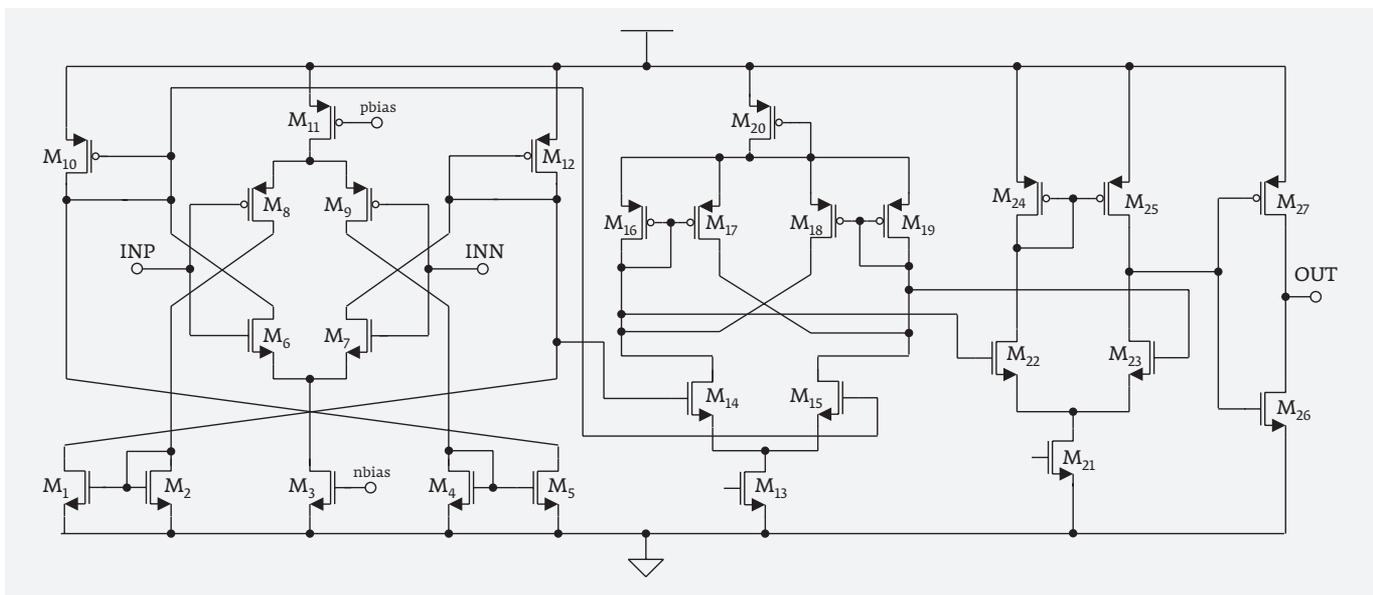


Рис. 3. Схема компаратора

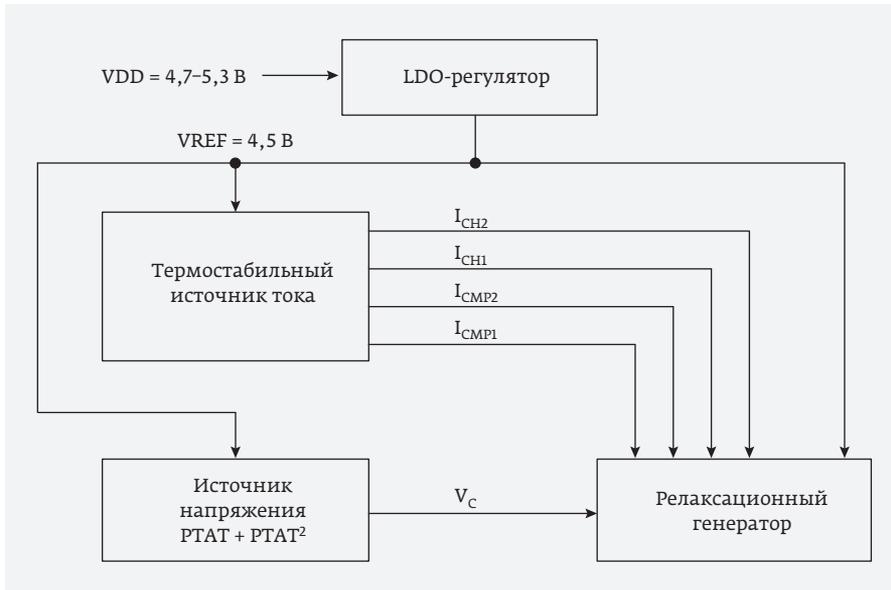


Рис. 4. Архитектура разработанного генератора

Rail-to-rail схема была использована для возможности работы в широком диапазоне опорных напряжений V_C . Ширина транзисторов $M_{17,18}$ отличаются от ширины $M_{16,19}$ для обеспечения гистерезиса (не более 3 мВ), что устраняет возможные колебательные процессы при близких значениях напряжений на инвертирующем и неинвертирующем входах компаратора. Транзистор M_{20} обеспечивает корректную рабочую точку на выходе защелки для правильной работы дифференциального усилителя. Время срабатывания компаратора складывается из времен задержки на каждом из каскадов, при этом оно прямо пропорционально зависит от температуры.

ПРЕДЛОЖЕННАЯ АРХИТЕКТУРА ТЕРМОСТАБИЛЬНОГО ГЕНЕРАТОРА

На рис. 4 показана предложенная архитектура генератора с компенсацией линейной и квадратичной температурных зависимостей. LDO-регулятор стабилизирует напряжение питания генератора для уменьшения зависимости частоты от питания, генератор рассчитан для работы при напряжении питания 4,5 В. Термостабильный источник тока формирует ток зарядки конден-

саторов релаксационного генератора и ток смещения компараторов. Как было отмечено выше, одного такого источника тока недостаточно для температурной компенсации всего генератора, однако он устраняет зависимость задержки компаратора от температурной характеристики опорного тока, что облегчает задачу температурной компенсации. Схема термостабильного источника тока, показанная на рис. 5, основана на существующей схеме [9], отличие состоит в отсутствии выходного каскада с пассивной нагрузкой, формирующего термостабильное напряжение, вместо этого схема генерирует напряжение смещения, которое подается на токовые зеркала M_{1-3} и M_{6-8} .

При соотношении резисторов $R_2/R_1=20$ и количестве диодов в правой ветви $n=15$ достигается подавление линейной составляющей температурной зависимости тока токовых зеркал, как показано на рис. 2.

Для уменьшения зависимости центральной частоты от температуры было предложено использовать источник пропорционального температуре напряжения (PTAT) в качестве источника опорного напряжения V_{REF} . Как было указано выше, время заряда конденсаторов генератора уменьшается с увеличением частоты, а задержка компараторов увеличивается с температурой. Вывод теоретической зависимости в общем виде от температуры затруднен по причине множества зависящих от темпера-

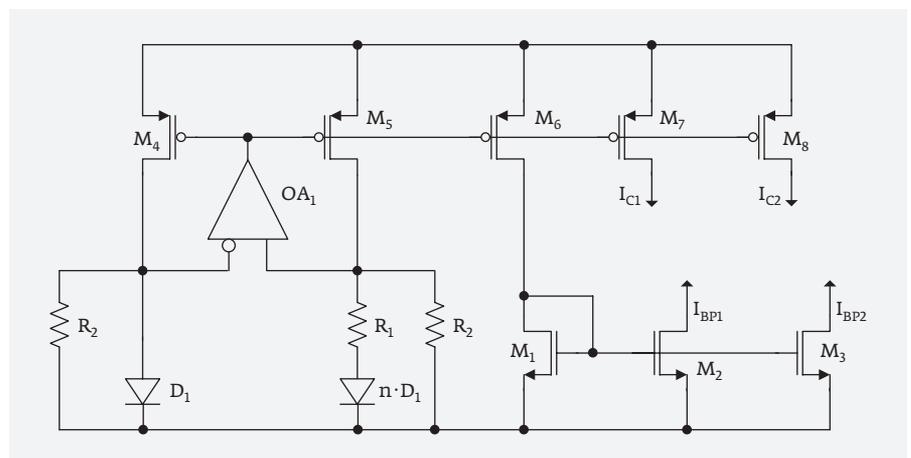


Рис. 5. Схема термостабильного источника тока

туры параметров [10]. При помощи моделирования с использованием моделей уровня BSIMSOI было установлено, что при не зависящем от температуры напряжении V_C частота генератора увеличивается с температурой, то есть влияние времени заряда больше влияния задержки компараторов. Следовательно, для компенсации этой зависимости, возможно использовать РТАТ источник напряжения в качестве формирователя V_C . Однако известно [10, 11], что температурные коэффициенты параметров МДП-транзисторов и диодов в составе температурностабильных источников имеют составляющие второго и более порядков, так например зависимость подвижности основных носителей МДП-транзистора от температуры имеет вид:

$$\mu(T) = \mu(T_r) \left(\frac{T}{T_r} \right)^{-k_3},$$

где T – абсолютная температура, T_r – комнатная температура, а коэффициент k_3 принимает значение от 1,2 до 2.

Таким образом, применение в качестве формирователя напряжения V_C источника с линейной и квадратичной зависимостью от температуры ($RTAT+RTAT^2$) позволяет достичь большей степени

подавления температурных эффектов за счет компенсации зависимости, как первого, так и второго порядков. Предложенная схема источника напряжения $RTAT+RTAT^2$ показана на рис. 6. Схема состоит из формирователя $RTAT^2$ тока [12], формирователя $RTAT$ тока [13], использующего температурные свойства пары диодов с различными плотностями токов [14], и сумматора тока со смещением выходного уровня. В схеме формирователя $RTAT^2$ используются особенности работы МДП-транзисторов в режиме слабой и сильной инверсии, транзисторы M_6 и M_7 находятся в подпороговой области, тогда как M_1 и M_2 – в режиме сильной инверсии. При этом сформированный ток I_1 через токовое зеркало M_8 определяется как [13]:

$$I_1 = \frac{2\beta_2^2}{\beta_1} V_T^2 \left[\ln \left(\frac{\beta_1}{\beta_2} \right) \right]^2 \equiv I_{RTAT^2}.$$

Соотношение $RTAT$ и $RTAT^2$ токов в сумматоре регулируется соотношением размеров транзисторов M_8 и M_9 , диоды $M_{10}-M_{12}$ работают в качестве нагрузки, а также устанавливают управляющее напряжение V_{OUT} в необходимый диапазон. Суммарный ток с зависимостью $RTAT+RTAT^2$ при протекании через диоды $M_{10}-M_{12}$ образует напряжение

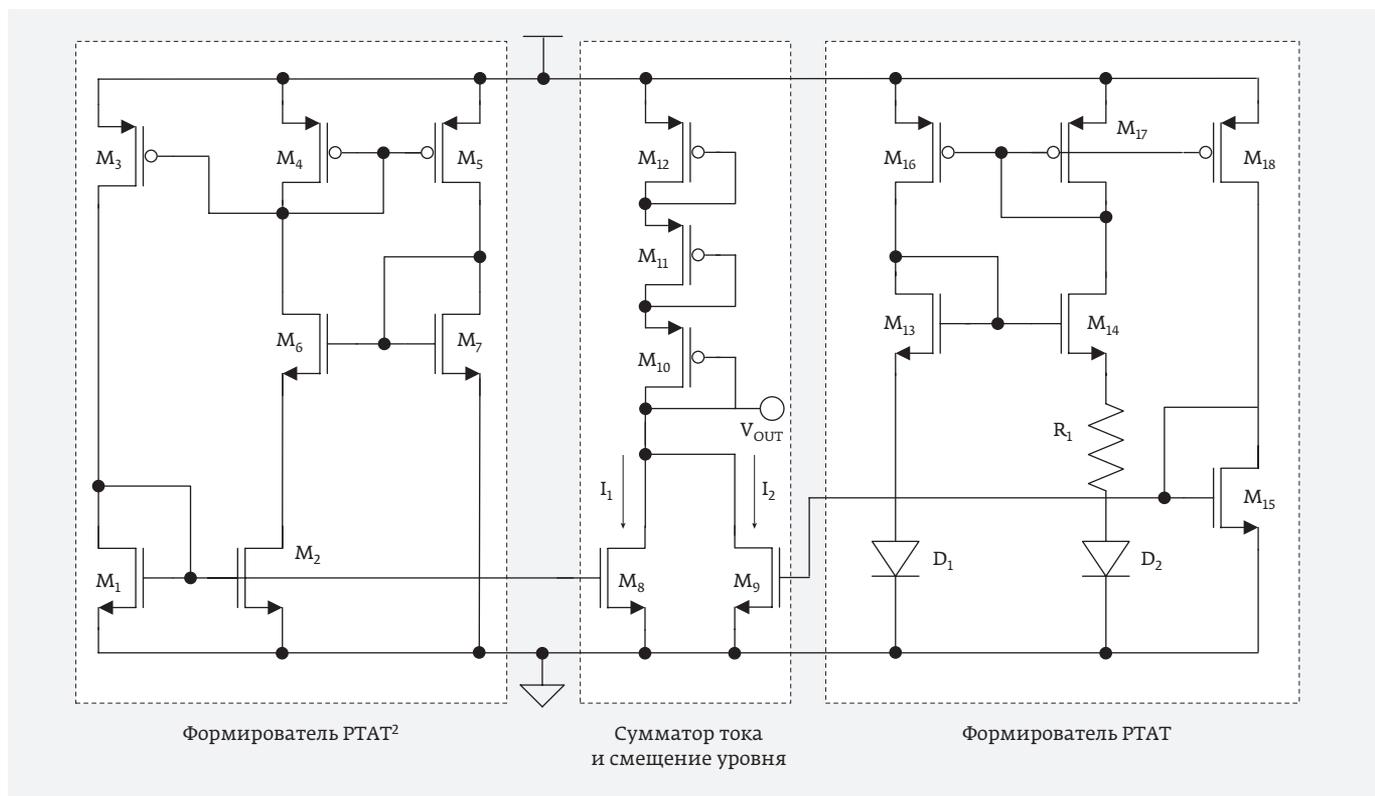


Рис. 6. Схема источника напряжения $RTAT+RTAT^2$

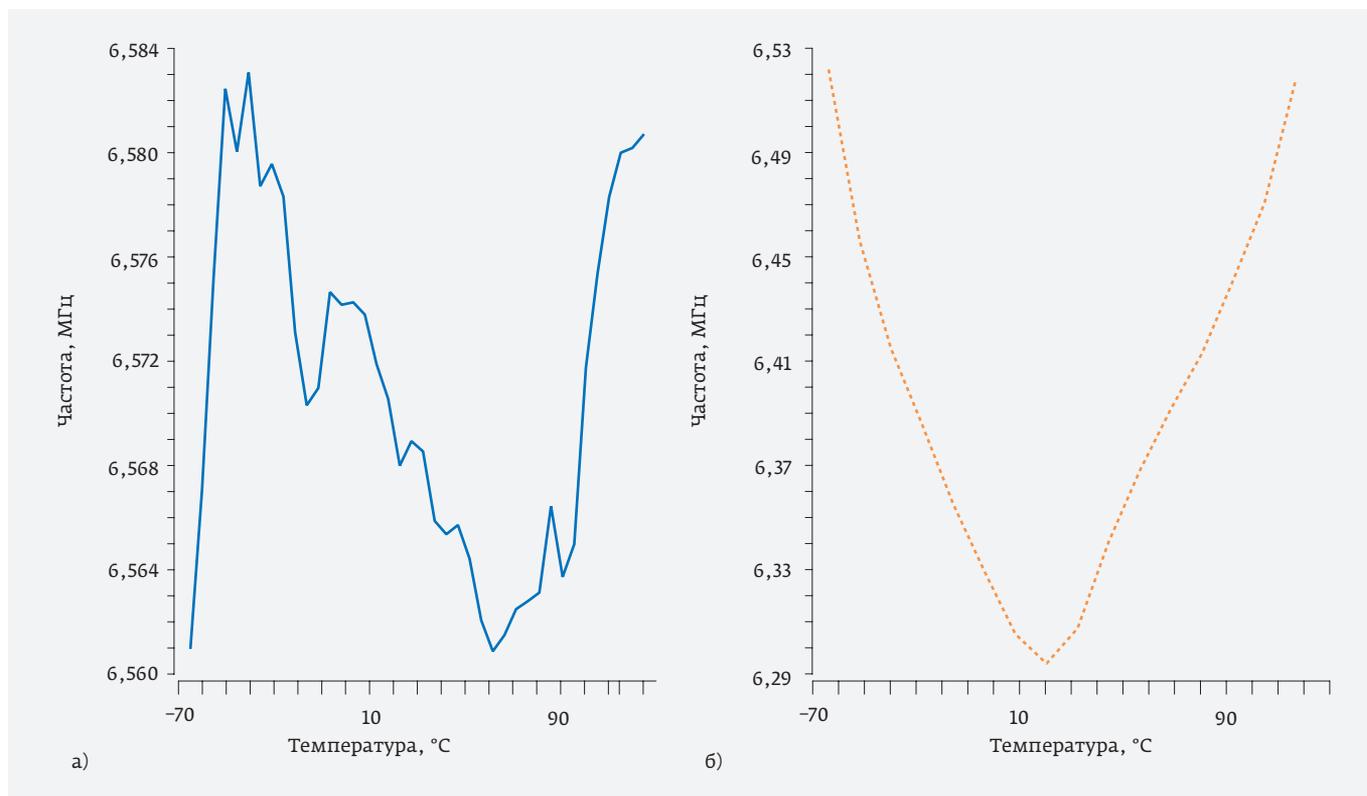


Рис. 7. Зависимость частоты генератора от температуры (а) с $RTAT+RTAT^2$ компенсацией, (б) только с $RTAT$ компенсацией

V_{OUT} с той же температурной зависимостью, которое далее используется в качестве управляющего сигнала V_C .

МОДЕЛИРОВАНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Схема генератора была разработана по технологии КНИ 0,18 мкм, используя транзисторы с толстым подзатворным окислом, номинальное напряжение питания при этом составляет 5 В. Схема рассчитана для работы в диапазоне напряжений питания от 4,7 до 5,3 В, при этом используется LDO-регулятор, понижающий напряжение до 4,5 В, что позволяет уменьшить зависимость частоты от напряжения питания.

На рис. 7 показана зависимость частоты генератора от температуры с применением $RTAT+RTAT^2$ компенсации и только с $RTAT$ компенсацией, полученной при помощи SPECTRE моделирования. Как видно из графиков, при использовании предложенной схемы компенсации полученная зависимость имеет вид функции третьего порядка от температуры, таким образом, достигается подавление температурных эффектов первого и второго порядков. Разброс частоты в диапазоне температур от -65° до

125° составляет $\pm 0,18\%$, при этом частота при комнатной температуре составляет $\approx 6,57$ МГц. График зависимости частоты для случая с компенсацией только $RTAT$ зависимости показывает большой разброс частот, $\pm 1,6\%$ в том же диапазоне температур. Таким образом, предложенная схема компенсации квадратичной температурной зависимости позволяет значительно уменьшить температурный коэффициент релаксационного генератора. На рис. 8 показана временная диаграмма работы генератора при различных температурах, данный график показывает малый разброс фазы прямоугольных сигналов в зависимости от температуры, что также свидетельствует о малом температурном коэффициенте схемы. Потребление схемы составило 274 мкА при напряжении питания 5 В.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная схема интегрального релаксационного генератора с компенсацией температурных эффектов первого и второго порядков позволяет достичь разброса выходной частоты $\pm 0,18\%$ в диапазоне температур от -65 до 125°C при центральной частоте 6,57 МГц. Схема разработана по технологии

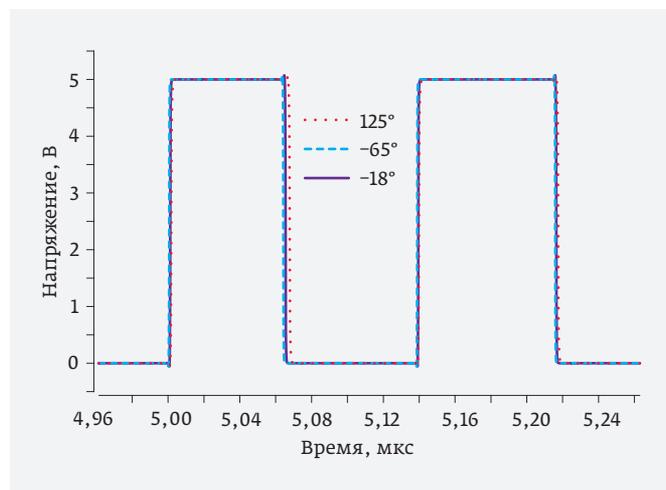


Рис. 8. Временная диаграмма выходного сигнала генератора при различных температурах

КНИ 0,18 мкм с использованием транзисторов с толстым окислом, потребление генератора составляет 274 мкА при напряжении питания 5 В. Предложенная схема хорошо подходит в качестве генератора тактовых сигналов для цифровых схем и устройств смешанного сигнала, при этом за счет отсутствия внешних элементов и кварцевого резонатора возможно размещение разработанного генератора вместе с цифровыми блоками на одном кристалле.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Tokunaga Y., Sakiyama S., Matsumoto A. and Dosho S.** An On-Chip CMOS Relaxation Oscillator With Voltage Averaging Feedback // *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 45, no. 6, pp. 1150-1158, June 2010. doi: 10.1109/JSSC.2010.2048732.
2. **Frankiewicz M., Kos A.** Design of CMOS Analog and Digital Phase Locked Loops Based on Resonant VCO // *Informatyka, Automatyka, Pomiar w Gospodarce i Ochronie Środowiska* 2012, pp. 3-6.
3. **Yang-Shyung Shyu, Jiin-Chuan Wu.** A process and temperature compensated ring oscillator // *AP-ASIC'99. First IEEE Asia Pacific Conference on ASICs (Cat. No.99EX360)*, Seoul, South Korea, 1999, pp. 283-286. doi: 10.1109/APASIC.1999.824084.
4. **Chen H., Lee E. and Geiger R.** A 2 GHz VCO with process and temperature compensation // *ISCAS'99. Proceedings of the 1999 IEEE International Symposium on Circuits and Systems VLSI (Cat. No.99CH36349)*, Orlando, FL, 1999, pp. 569-572 vol. 2.
5. **Sundaresan K., Allen P.E. and Ayazi F.** Process and temperature compensation in a 7-MHz CMOS clock oscillator // in *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 41, no. 2, pp. 433-442, Feb. 2006. doi: 10.1109/JSSC.2005.863149.
6. **Wang J. and Goh W.L.** A 13.5-MHz relaxation oscillator with $\pm 0.5\%$ temperature stability for RFID application // *2016 IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS)*, Montreal, QC, 2016, pp. 2431-2434. doi: 10.1109/ISCAS.2016.7539083.
7. **Vilas Boas A. and Olmos A.** A temperature compensated digitally trimmable on-chip IC oscillator with low voltage inhibit capability // *2004 IEEE International Symposium on Circuits and Systems (IEEE Cat. No.04CH37512)*, Vancouver, BC, 2004, pp. I-501. doi: 10.1109/ISCAS.2004.1328241.
8. **Baker R. J.** CMOS Circuit Design, Layout, and Simulation // John Wiley & Sons, 2005, 1038 с.
9. **Banba H. et al.** A CMOS bandgap reference circuit with sub-1-V operation // *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 34, no. 5, pp. 670-674, May 1999. doi: 10.1109/4.760378.
10. **Tsividis Y., McAndrew C.** The MOS Transistor // Oxford University Press, 2013, 711 с.
11. **Razavi B.** Design of Analog CMOS Integrated Circuits // McGraw-Hill, 684 с.
12. **Oguy H. J. and Aebischer D.** CMOS current reference without resistance // *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 32, no. 7, pp. 1132-1135, July 1997. doi: 10.1109/4.597305.
13. **Rincon-Mora G. A.** Voltage References: From Diodes to Precision High-Order Bandgap Circuits // John Wiley & Sons, 167 с.
14. **Эннс В. И., Кобзев Ю. М.** Проектирование аналоговых КМОП-микросхем. Краткий справочник разработчика // Горячая линия – Телеком, 2005, 454 с.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ТРАССИРОВКИ МЕЖСОЕДИНЕНИЙ ДЛЯ РЕКОНФИГУРИРУЕМЫХ СИСТЕМ НА КРИСТАЛЛЕ С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ КОММУТАЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

► Д. А. Железников, М. А. Заплетина, В. М. Хватов
ИППМ РАН

Предложена адаптация алгоритма PathFinder для решения задачи трассировки межсоединений в маршруте проектирования цифровых схем в базе реконфигурируемых систем на кристалле с различными типами коммутационных элементов. Рассмотренный подход успешно внедрен в существующий маршрут проектирования схем, разработанный ИППМ РАН для микросхем РСнК с заданной архитектурой. Представленное решение в первую очередь призвано ускорить разработку крупных IP-блоков в базе программируемых логических интегральных схем в условиях совмещения в одном кристалле разнообразных схемотехнических решений, касающихся вида и функционирования конфигурируемых коммутационных элементов, а также элементов системы на кристалле.

SOLUTION OF INTERCONNECT ROUTING PROBLEM FOR RECONFIGURABLE SYSTEMS-ON-CHIP WITH DIFFERENT TYPES OF SWITCHING ELEMENTS

D. A. Zheleznikov, M. A. Zapletina, V. M. Khvatov

IPPM RAS

The paper presents an adaptation of the PathFinder algorithm that is proposed to solve the interconnect routing problem for digital circuit design flow in the basis of reconfigurable systems-on-a-chip with different types of switching elements. The proposed approach has been successfully implemented in the existing digital circuit design flow developed by the Institute for Design Problems in Microelectronics of the Russian Academy of Sciences (IPPM RAS) for the RSoC chips with the given architecture. The presented solution is primarily designed to accelerate the development of large IP-blocks in the basis of programmable logic in conditions of integrating a variety of types of switching elements in a single chip, as well as the elements of the system-on-the-chip.

ВВЕДЕНИЕ

Непрерывный рост степени интеграции СБИС, в том числе реконфигурируемых систем на кристалле (РСнК), вызывает необходимость в разработке новых алгоритмов и методов систем автоматизированного проектирования и совершенствовании уже

имеющихся, в частности, касающихся этапов размещения элементов и трассировки межсоединений. Задача трассировки межсоединений РСнК, содержащей в себе набор макроблоков (умножители, блоки фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ)), ядро цифровой обработки сигнала, блоки программируемой

логики, памяти и прочие, внешне схожа с задачей глобальной трассировки заказных интегральных микросхем, однако в своей сути отличается от нее рядом особенностей. На трассировочные ресурсы программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС), входящей в состав РСнК, накладываются более серьезные ограничения вследствие наличия заранее размещенной матрицы логических ячеек и коммутационных элементов между ними. Одновременно с этим, процессорное ядро и массив IP и макроблоков могут быть выполнены с применением совершенно иных схемотехнических решений.

В настоящее время популярный подход к глобальной трассировке заказных ИС представляет собой алгоритм поиска кратчайшего пути с обходом препятствий – волновой алгоритм Ли [1]. Без дополнительной модификации такой способ в результате может приводить к некоторому количеству неразведенных цепей, которые затем трассируются вручную. Для его улучшения применяются различные методы разрыва и перетрассировки. В зарубежной практике данный механизм носит имя *rip-up and reroute* [2], и его основным недостатком является то, что скорость трассировки и во многом ее конечный успех зависит от выбора начального порядка межсоединений в списке разводимых цепей, что естественно для решения подобной задачи фактически методом полного перебора [3].

В то же время алгоритм PathFinder [4] являет собой пример широко известного в академических и коммерческих кругах подхода к трассировке межсоединений ПЛИС на основе устранения перегруженности. Одну из его ключевых особенностей составляет его архитектурная независимость, основывающаяся на использовании базового представления коммутационных ресурсов кристалла в виде графовой модели. Данный принцип позволяет адаптировать PathFinder практически к любым архитектурным и схемотехническим решениям с относительно небольшими затратами и за короткое время. Кроме того, он может быть дополнительно настроен на основе ряда вну-

тренных коэффициентов, характерных для каждого конкретного кристалла и значительным образом влияющих на динамику и конечный результат работы алгоритма.

АРХИТЕКТУРНАЯ МОДЕЛЬ РСнК АЛМАЗ-14

Отечественные РСнК серии «Алмаз-14» разработанные в АО «НИИМЭ» содержат в своей структуре ряд схемотехнических решений, не имеющих аналогов за рубежом. Одним из примеров является использование нестандартных для классических ПЛИС типов коммутационных элементов. Помимо стандартных переключателей, коммутационные ресурсы программируемой части РСнК содержат дополнительные элементы, такие как мультиплексы с инверсией и без, усиленные инверторы, многоразрядные усиленные буферы и иные (рис. 1). Сочетание в схемотехнике ПЛИС ключей безусловного и условного включения, одно- и двунправленных, с инверсией и без инверсии вызывает трудности в применении классической версии алгоритма PathFinder. Однако будучи взятым в качестве основы, он вполне удовлетворяет потребность в разработке специализированного алгоритма для разводки межсоединений РСнК, учитывающего как разнообразные логические функции каждого из трассировочных элементов, так и их временные характеристики.

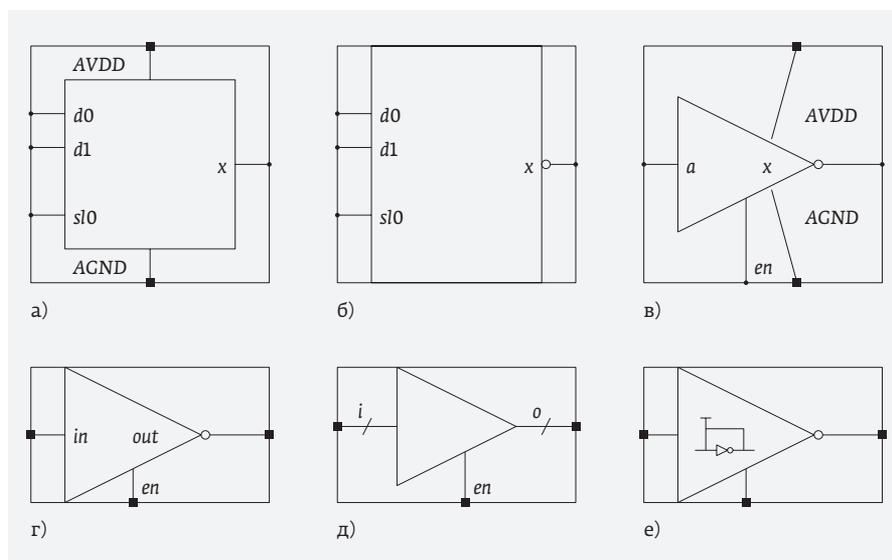


Рис. 1. Примеры коммутационных логических элементов ПЛИС [5]: а – мультиплексор без инверсии; б – мультиплексор с инверсией; в – усиленный инвертор; г – инвертор с третьим состоянием; д – усиленный управляемый буфер; е – инвертор без управления

АЛГОРИТМ PathFinder

PathFinder представляет собой детерминированный итерационный эвристический алгоритм, работающий по принципу устранения перегруженностей. На каждой итерации его работы происходит трассировка полного списка межсоединений на смешанном графе трассировки. Трассировка каждой отдельно взятой цепи выполняется либо классическим поиском в ширину, либо одним из алгоритмов поиска кратчайшего пути на графе, таким как алгоритм Дейкстры [5] или A^* [6, 7]. За исключением последней итерации, некоторые вершины графа оказываются перегруженными, то есть разделенными между несколькими цепями. Каждая последующая итерация призвана уменьшать количество перегруженных коммутационных ресурсов до тех пор, пока существуют доступные для использования незанятые элементы.

Стоимость прохождения сигнала через узел (вершину) n трассировочного графа на i -ой итерации алгоритма выглядит следующим образом (1):

$$cost_n = (D_n + H_n^i)P_n, \quad (1)$$

где D_n – базовое значение внутренней задержки узла n (т. е. коммутационного элемента), H_n^i – значение перегруженности узла на предыдущей итерации алгоритма, а P_n – количество цепей, разделяющих данную вершину на текущей итерации.

Таким образом, корректируя стоимость прохождения сигнала через каждый конкретный узел на каждой итерации алгоритма, PathFinder пытается устранить перегруженность и распределить доступные коммутационные ресурсы равномерно для всех трассируемых цепей до достижения полной разводимости проектируемой схемы. Однако следует заметить, что в своем классическом представлении алгоритм PathFinder рассчитан на использование на ненаправленном трассировочном графе, содержащем единственный тип переключателей, и не способен учитывать логику прохождения сигналов через коммутационные элементы различных типов, что обуславливает необходимость его адаптации к архитектурным особенностям РСнК.

АДАПТАЦИЯ АЛГОРИТМА PathFinder

В связи с наличием разнообразных типов коммутационных элементов, представляющих трассировочные ресурсы целевого кристалла, используемый для их описания граф $G := (V, E)$ становится смешанным [8], поскольку содержит как неориентированные ребра для двунаправленных элементов, так

и ориентированные дуги для однонаправленных. Множество вершин V представляют электрические узлы схемы, а множество ребер E – коммутационные элементы, которые их соединяют.

Каждой вершине смешанного графа назначается в соответствие ряд постоянных и изменяемых величин: $v_w = const$ – собственный базовый вес вершины, аналог D_n в (1); v_h – изменяемый параметр, пропорциональный числу цепей, перегружающих вершину на предыдущей итерации алгоритма; v_p – коэффициент, отслеживающий число прошедших через вершину цепей и номер итерации от начала трассировки, который позволяет с ходом времени исключить из использования массово разделяемые вершины и разгрузить их, поскольку стоимость прохождения сигнала через них будет значительно выше, чем через менее перегруженные; v_c – обновляемый вес вершины (величина, имеющая смысл стоимости $cost_n$ оригинального PathFinder (1)).

В процессе поиска кратчайшего пути от источника до приемника сигнала для каждой вершины вычисляется стоимость прохождения сигнала через данную вершину:

$$w_e = w_h + v_c + e_w, \quad (2)$$

где w_h – накопленная стоимость пути до текущей вершины, e_w – весовая характеристика ребра (или дуги) трассировочного графа, v_c – стоимость прохождения сигнала через данную вершину.

Среди всех настроечных параметров модифицированного алгоритма можно выделить четыре основных: VP – коэффициент, отвечающий за влияние накопленного и собственного базового веса вершины смешанного графа трассировки; VH – коэффициент учета всех цепей, разведенных через текущую вершину; $PATHW$ – ограничивающая суммарная накопленная стоимость прохождения сигнала через вершину для межсоединения, имеющая смысл максимальной задержки распространения сигнала; $PATHL$ – максимальная длина межсоединения в количестве пройденных трассировочных элементов.

По завершении трассировки каждой цепи на i -й итерации происходит обновление весов всех вершин смешанного графа, попавших в ее трассировочное дерево (3):

$$\begin{aligned} v_p &= 1 + (i-1)VP \cdot v_n, \\ v_c &= (v_w + v_h) \cdot v_p. \end{aligned} \quad (3)$$



Рис. 2. Экспериментальная зависимость времени в секундах, затраченного на работу алгоритма трассировки, до полной разводки всего списка цепей от их количества

А также в конце каждой i -й итерации происходит обновление весов всех вершин графа, причем для перегруженных вершин проводится пересчет параметра v_h в соответствии со значением коэффици-

ента VH и текущим числом разделяющих их цепей (4):

$$v_h = v_h + VH \cdot v_n \quad (4)$$

Для кристаллов, не обладающих разнообразием конфигураций коммутационных элементов, этого набора коэффициентов достаточно для отладки алгоритма, в то время как для РСНК с широким разнообразием трассировочных ключей необходим дополнительный подбор базового собственного веса для каждого из них.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Первая группа экспериментов по анализу алгоритма проводилась на базе малых схем тестового семейства ISCAS-85 (рис. 2) со следующими значениями параметров: $VH=0,1$; $VP=1,1$; $PATHW=300$; $PATHL=200$, которые были подобраны таким образом, чтобы была достигнута полная трассируемость всех схем семейства. Полученные данные могут быть аппроксимированы линейной функцией с $R^2(5)$:

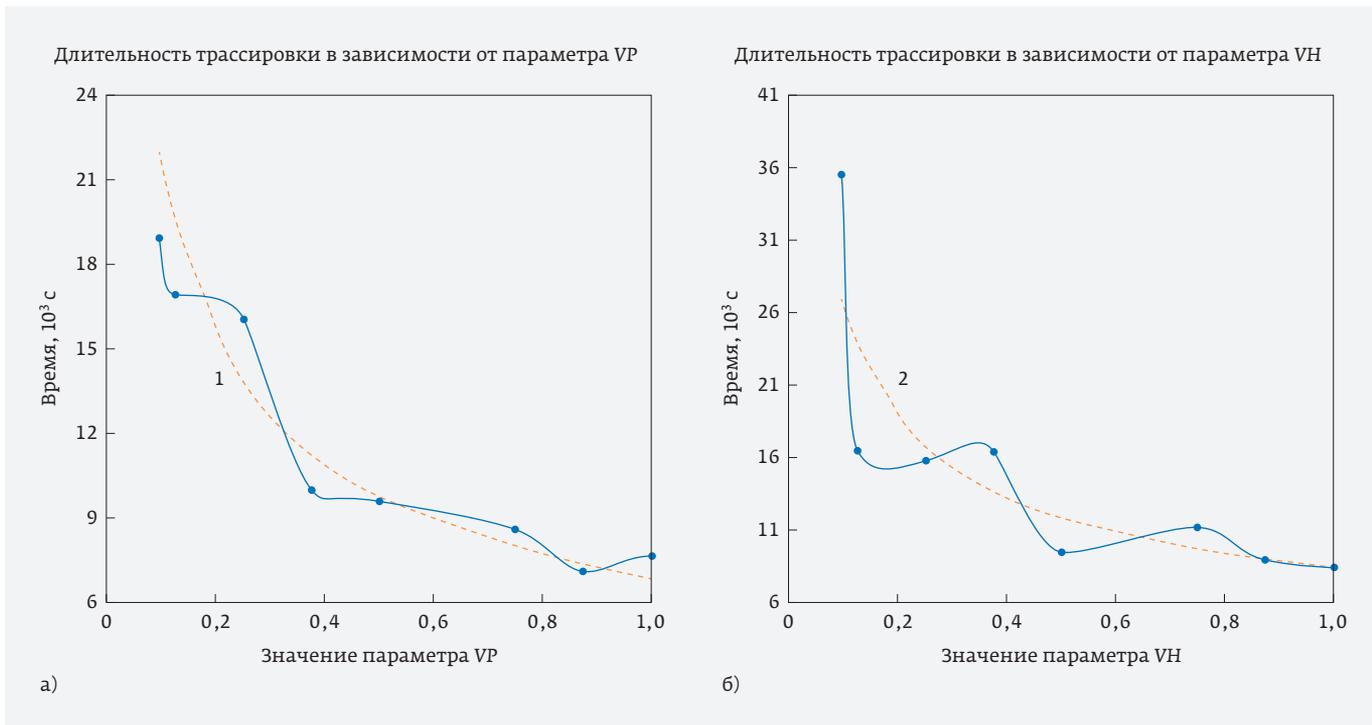


Рис. 3. Экспериментальная зависимость времени в секундах, затраченного на работу алгоритма трассировки, до полной разводки всего списка цепей от: а – параметра VP при фиксированных $VH=0,5$, $PATHW=400$, $PATHL=400$; б – параметра VH при фиксированных $VP=0,5$, $PATHW=400$, $PATHL=400$. Пунктирные кривые

соответствуют аппроксимирующим функциям: (1) $y_{VP} = \frac{6900}{\sqrt{VP}}$, $R^2 = 0,85$ и (2) $y_{VH} = \frac{8400}{\sqrt{VH}}$, $R^2 = 0,83$



Рис. 4. Зависимость числа нетрассируемых цепей схемы 8051 от значений параметров PATHW и PATHL при фиксированных: а) $VH = VP = 1,0$; б) $VH = 1, VP = 0,5$; в) $VH = VP = 0,5$

$$R^2 = 1 - \frac{\sum (y_i - \hat{y}_i)^2}{\sum (y_i - \bar{y})^2}, \quad (5)$$

где y_i – фактические значения, \hat{y}_i – значения аппроксимирующей функции, а \bar{y} – среднее фактическое значение, – высокой достоверностью, равной 0,91, что свидетельствует о линейной вычислительной сложности рассматриваемой реализации алгоритма при корректно подобранных настроечных параметрах.

Вторая группа тестовых экспериментов была посвящена анализу влияния четырех базовых параметров алгоритма на трассировку схемы микроконтроллера Intel 8051, содержащей 7347 элементов в списке межсоединений. На рис. 3 приведены данные восьми расчетов в условиях изменяемых значений VP (рис. 3а) и VH (рис. 3б) при фиксированных значениях прочих параметров. На основе расчетных данных с величиной достоверности аппроксимации R^2 , равной 0,85 для коэффициента VP и 0,83 для VH, их влияние на длительность процесса трассировки описывается пропорционально обратному квадратному корню от значения изменяемого коэффициента.

Увеличение значений VP и VH очевидно ведет к сокращению времени трассировки, однако приближение их к единице, несмотря на балансирующий рост двух других базовых параметров, приводит к значительному ухудшению трассируемости (рис. 4а). Вычислительные эксперименты показали, что при $VH = VP = 1,0$ тестовая схема микроконтроллера Intel 8051 становится нетрассируемой.

Параметры PATHW и PATHL алгоритма регулируют степень его свободы по отношению к разделяемым между несколькими цепями вершинам смешанного трассировочного графа, что непосредственно связано с конечной длиной и временными задержками межсоединений. Для каждой проектируемой схемы существует сочетание минимальных значений PATHW и PATHL, обеспечивающее полную разводимость всего списка цепей при минимально возможной длине межсоединений, которое может быть найдено опытным путем с помощью элементарного численного анализа. Так, для схемы 8051 $PATHW_{\min} = PATHL_{\min} \approx 250$ (рис. 4в).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная адаптация алгоритма PathFinder показала свою эффективность, будучи примененной для решения задачи трассировки межсоединений РСнК с различными типами коммутационных элементов. К выявленным недостаткам этого подхода следует отнести то, что полнота трассиру-

емости в нем превалирует над эффективностью разводки каждого отдельно взятого межсоединения. Критерием остановки работы алгоритма является отсутствие перегруженных вершин на смешанном графе трассировки, поэтому дальнейшего перестроения и оптимизации найденных путей не происходит. Одним из способов повышения качества найденных путей, уменьшения длины межсоединений и, соответственно, итоговых временных задержек является определение минимально возможных значений параметров $PATHW$ и $PATHL$, хотя это и связано с ростом времени, затрачиваемого на процедуру трассировки проектируемой схемы. Второй метод улучшения временных характеристик представляет собой применение рассмотренной ранее методики автоматической трассировки на основе алгоритма A^* [8] для трассировки критически важных межсоединений в сочетании с рассмотренной адаптацией PathFinder для менее важных цепей. Подобная комбинация позволяет найти компромисс между скоростью трассировки, степенью разводимости и итоговыми временными характеристиками межсоединений.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Lee C. Y.** An Algorithm for Path Connections and Its Applications // IRE Transactions on Electronic Computers. Sept. 1961. Vol. EC-10. No. 3. P. 346–365.
2. **Dees W., Smith R.** Performance of Interconnection RipUp and Reroute Strategies // Proc. 18th Design Automation Conference. June 1981. P. 382–390.
3. **Железников Д.А., Заплетина М.А., Хватов В.М.** Исследование механизма разрыва и перетрассировки на этапе топологического синтеза в базисе реконфигурируемых систем на кристалле // Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем (МЭС-2018). М.: Зеленоград, 2018. С. 188–192.
4. **McMurchie L., Ebeling C.** PathFinder: A Negotiation-Based Performance-Driven Router for FPGAs // Third International ACM Symposium on Field-Programmable Gate Arrays, Napa Valley, CA, USA. 1995. P. 111–117.
5. **Dijkstra E.W.** A note on two problems in connexion with graphs // Numerische Mathematik. 1959. Vol. 2. P. 269–271.
6. **Hart P.E., Nilsson N.J., Raphael B.** A Formal Basis for the Heuristic Determination of Minimum Cost Paths // IEEE Transactions on Systems Science and Cybernetics. July 1968. Vol. 4. No. 2. P. 100–107.
7. **Sharma A., Hauck S.** Accelerating FPGA routing using architecture-adaptive A^* techniques // Proc. Field-Programmable Technology. 2005. P. 225–232.
8. **Гаврилов С.В., Железников Д.А., Хватов В.М.** Решение задач трассировки межсоединений с ресинтезом для реконфигурируемых систем на кристалле // Изв. вузов. Электроника. 2017. Т. 22. № 3. С. 266–275.

СПОСОБ УДАЛЕНИЯ СЛУЧАЙНОЙ ПОСТОЯННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ИЗ ВХОДНОГО СИГНАЛА, ОПТИМИЗИРОВАННЫЙ ПО СКОРОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ РЕШЕНИЯ

► А. С. Шалимов
НИУ «МИЭТ»

В настоящее время находят широкое применение способы построения цифровых фильтров и, соответственно, разработка алгоритмов фильтрации при решении задач по оценке неизвестных случайных или детерминированных параметров распределения случайных величин.

В данной работе предложен способ фильтрации, развивающий идеи, изложенные в работе [1]. Данный способ может быть полезен при решении задач обнаружения и предсказания сигналов в условиях априорной неопределенности. Одной из таких задач являются выделения полезного сигнала МЭМС-датчиков, на примере которых разрабатываемый математический аппарат может быть наиболее эффективно отработан. Подобный выбор обусловлен тем фактом, что МЭМС-датчики выполняют первичное измерение физических величин, точные значения которых не могут быть предсказаны и поступают на приемное устройство на фоне шумов, которые тоже не могут быть полностью определены заранее. Разработка универсального способа, позволяющего за максимально короткое время решить задачу фильтрации, представляет интерес для всех областей современной техники, в том числе медицинской, где требуется выделение полезного сигнала на фоне шумов в условиях отсутствия полной и достоверной информации о характере и величине полезного сигнала. Материалы исследования могут быть интересны широкому кругу разработчиков цифровых фильтров и, несомненно, применены на практике, что обуславливает высокую практическую значимость работы.

METHOD OF ELIMINATION OF THE CONSTANT RANDOM COMPONENT FROM THE INPUT SIGNAL, OPTIMIZED BY THE SPEED OF SOLUTION

A. S. Shalimov
MIET NRU

Methods of development of digital filters for different tasks of estimation of unknown random or determinate parameters of signals find an application for different fields of science.

The present work describes the method of filtration, which can be useful for detection and prediction of signals under prior uncertainty conditions, such as signals from MEMS. This signal has parameters, which cannot be predicted for any time and always measured with the noise. Development of the universal method, which will give the ability to solve the filtering task at minimum time is very actual for many different fields of science, such as medical, where extraction of informative signal is implemented under prior

ВВЕДЕНИЕ

При использовании известных методов цифровой обработки сигналов представляется целесообразным рассматривать входной сигнал в качестве случайного процесса, который для справедливости формальных математических операций должен удовлетворять определенным условиям плавности, то есть дифференцируемости [2]. Кроме того, в теории обработки сигналов сама задача фильтрации представляет собой оценку неизвестных параметров входного сигнала на фоне шумов [3]. Множественное число неизвестных параметров входного сигнала обуславливает необходимость представления входного сигнала как многомерного дифференцируемого случайного процесса, и для решения поставленной задачи представляется целесообразным обратиться к теории выбросов случайных процессов. В работах [4–10] приведены другие методы решения указанной задачи, каждый из которых успешно находит свое применение на практике при выполнении соответствующих условий.

Автором было сделано предположение [11–16], что случайные и неинформативные значения реализации случайного процесса, представляющего собой результат эксперимента, для заданного уровня следуют друг за другом с фиксированным периодом:

$$T_{\max} \approx \frac{1}{H_i} \cdot \frac{2}{2 - \operatorname{erf}\left(\frac{H_i}{\sqrt{2Nf_2}}\right)} \cdot \sqrt{\frac{-96N \cdot \ln(10^{-5,5})}{f_2}} \approx$$

$$\approx \frac{1}{K\sigma^3 + A\sigma^2 + B\sigma + C} \cdot \frac{2}{2 - \operatorname{erf}\left(\frac{K\sigma^3 + A\sigma^2 + B\sigma + C}{\sqrt{2Nf_2}}\right)} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{-96N \cdot \ln(10^{-5,5})}{f_2}},$$

где: $A = -2,038 \cdot 10^{-4}$, $B = 4,157 \cdot 10^{-4}$, $C = -4,617 \cdot 10^{-5}$ – коэффициенты;

σ – среднеквадратичное отклонение (СКО) исходной аддитивной смеси полезного сигнала и шума;

K – масштабный коэффициент, получаемый применительно к условиям решаемой задачи;

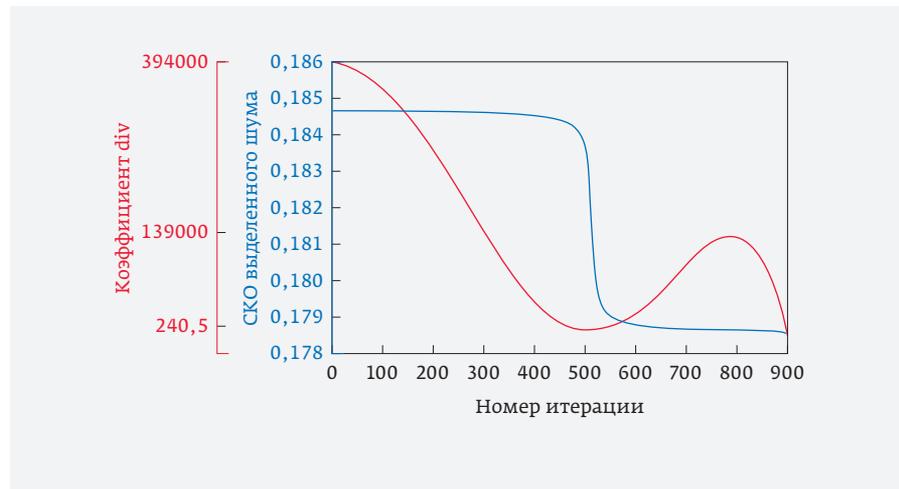


Рис. 1. Типовой характер поведения масштабирующего коэффициента и СКО выделенного шума

N – спектральная плотность мощности случайного процесса;

f_2 – верхняя граничная частота случайного процесса.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Суть предлагаемого способа заключается в том, что во входном сигнале для всех возможных значений уровня определяют, согласно (1), период следования значений, не имеющих отношения к полезной составляющей. Затем с помощью линейной функции выполняют интерполяцию промежуточных значений. Полученный сигнал рассматривают в качестве «слепка» шумового сигнала, значения которого масштабируют и вычитают из входного сигнала. Указанную последовательность действий повторяют до тех пор, пока уровень шума не будет удовлетворять предъявляемым требованиям.

Особую важность при решении указанной задачи приобретает вопрос о длительности работы алгоритма и в настоящей работе основное внимание уделено вопросу оптимизации предложенного способа с точки зрения скорости получения решения.

ПОИСК РЕАЛИЗАЦИИ ПРЕДЛОЖЕННОГО СПОСОБА, ОПТИМАЛЬНОГО С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ СКОРОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ РЕШЕНИЯ

В качестве полезной составляющей будем рассматривать аддитивную смесь из трех синусоидальных сигналов, смещение, амплитуда, частота и фаза которых заданы случайным образом, причем частота должна находиться в пределах 0...1000 Гц. К указан-

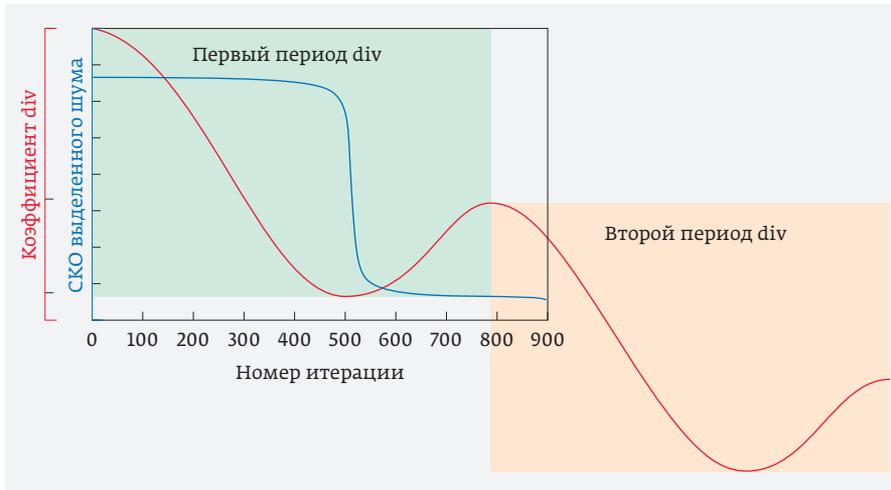


Рис. 2. Выделение периодической составляющей в характере изменения масштабирующего коэффициента

ной полезной составляющей добавим белый шум и полученную аддитивную смесь будем рассматривать в качестве входного сигнала.

В качестве основы для анализа будем использовать данные наиболее успешных экспериментов, для каждого из которых найдем соответствующие выборки для масштабирующего коэффициента (div) и СКО выделенного шума. Количество точек в обоих случаях, естественно, совпадает, но если попытаться построить искомую зависимость напрямую, то никакого полезного результата мы не получим. Поэтому, построим отдельно для одного из успешных экспериментов две зависимости: зависимость коэффициента div от номера итерации и зависимость СКО выделенного шума от номера итерации (рис. 1).

Обратим внимание, что в полученной зависимости определено можно выделить периодичность повторения (рис. 2). Данную зависимость можно аппроксимировать функцией, представляющей собой сумму синусоидальных функций с определенным набором масштабирующих коэффициентов. Полученную зависимость будем использовать для дальнейшего анализа.

В следующем эксперименте будем изменять СКО исходного шума, для каждого значения СКО проводить по 1000 экспе-

риментов, в каждом из которых будем вычислять относительную погрешность выделенного шума.

Также будем фиксировать значения коэффициента div , при которых наблюдалось отсутствие уменьшения СКО выделенного шума на последующем шаге относительно предыдущего. В случае возникновения сбоя в работе алгоритма будем фиксировать исходные данные для последующего анализа. Описанный выше эксперимент длился примерно 2,7 суток, результаты представлены на рис. 3.

Данный эксперимент показал, что для адекватной работы алгоритма СКО исходного шума не должно быть менее

определенного значения – минимальное значение СКО исходного шума после фильтрации составляет 1,25 В (на рис. 3 данная область заштрихована).

Также было установлено, что в случае, если СКО исходного шума было больше 1,25 В, то конечные значения коэффициента div не имели сильного разброса и максимальное значение масштабирующего коэффициента составляет $div = 8441$ (рис. 4).

Для дополнительной оценки полученного результата проведем еще серию экспериментов, где будет постепенно увеличивать СКО исходного шума и анализировать относительную погрешность выделения

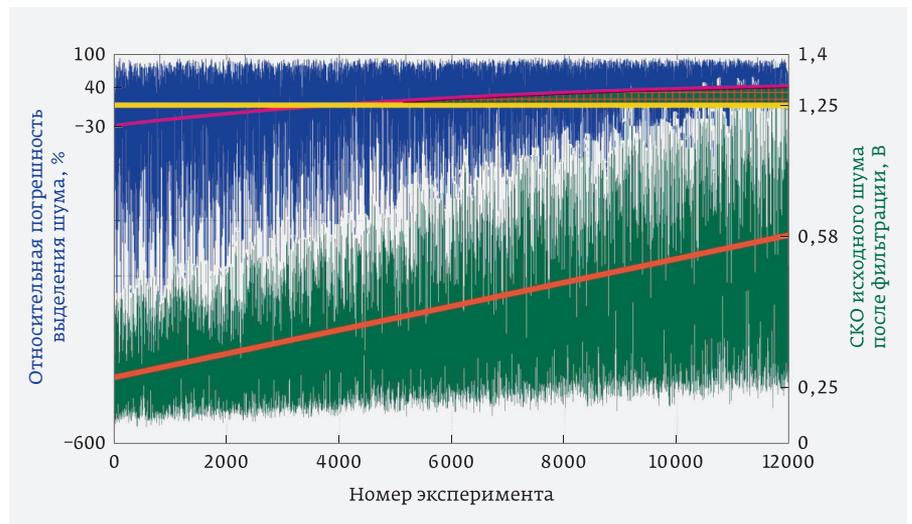


Рис. 3. Анализ связи СКО исходного шума и относительной погрешности выделения шума



Рис. 4. Анализ связи СКО исходного шума и относительной погрешности выделения шума

шума. Только в качестве критерия останковки будем использовать условие $div < 8441$, а в качестве минимально допустимого СКО исходного шума – значение 1,25 В. В данном случае представляет интерес определить оптимальное значение СКО полезного сигнала для получения полной картины.

Проведенный эксперимент показал, что при значении СКО полезного сигнала, равного 1,1 В, достигается минимум погрешности выделения шума и значение коэффициента div при этом составляет 9356. Из этого можно сделать вывод, что для оптимальной работы алгоритма необходимо, чтобы СКО полезного сигнала было равно 1,1 В.

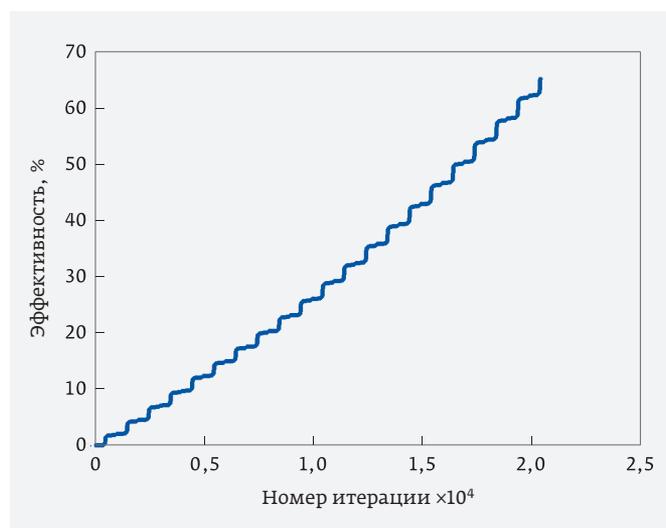


Рис. 5. Ход работы алгоритма

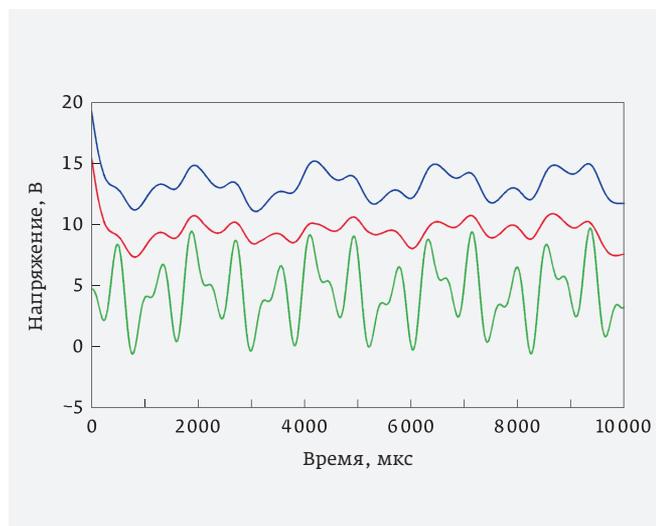


Рис. 6. Пример успешного выделения шума из исходной аддитивной смеси: исходный полезный сигнал – зеленый график, искаженный сигнал – синий график, результат работы алгоритма – красный график

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предложенный алгоритм позволяет удалять случайную составляющую из исходной аддитивной смеси полезного сигнала и шума, подчиняющейся нормальному закону распределения. Данный результат позволил устранить недостатки использованных прототипов [17, 18], в частности, было устранено искажение формы полезного сигнала, исключена необходимость предварительной настройки устройства и, соответственно, упрощена его практическая реализация. Ход работы алгоритма применительно к описанным выше условиям показан на рис. 5, типовой результат работы приведен на рис. 6, из которого можно сделать вывод о том, что эффективность работы алгоритма составляет порядка 60–70%.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шалимов А. С. Способ удаления случайной постоянной составляющей из входного сигнала в условиях сильного зашумления и априорной неопределенности // Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника. 2018. № 3(171). С. 37–43.
2. Тихонов В. И., Хищенко В. И. Выбросы траекторий случайных процессов. – М.: Наука, 1987.
3. Тихонов В. И., Шахтарин Б. И., Сизых В. В. Слу-

- чайные процессы. Примеры и задачи. В 4 т. Т. 3. Оптимальная фильтрация, экстраполяция и моделирование: Учеб. Пособие для вузов / Под ред. В. В. Сизых. – М.: Радио и связь, 2004.
4. **Залогин Н.Н., Кислов В.В.** Широкополосные хаотические сигналы в радиотехнических и информационных системах. – М.: Радиотехника, 2006.
 5. **Шахтарин Б.И., Ковригин В.А.** Методы спектрального оценивания случайных процессов. – М.: Гелиос АРВ, 2005.
 6. **Borisov B. D.** Optimal Filtration of a Signal against Flicker Noises // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2008. Vol. 44. № 4. PP. 317–324.
 7. **Kogan M. M.** Optimal estimation and filtration under unknown covariances of random factors // Automation and remote control. 2014. Vol. 75. № 11. PP. 86–109.
 8. **Stechkina I. B., Kirsh V. A.** Optimization of Parameters of Filters in a Multistage System of Fine Gas Filtration // Theoretical Foundations of Chemical Engineering. 2003. Vol. 13. № 3. PP. 218–225.
 9. **Tovkach I. O., Zhuk S. Ya.** Adaptive filtration of radio source movement parameters with complex use of sensor network data based on TDOA and RSS methods // Radioelectronics and Communications Systems. 2017. Vol. 60. № 12. PP. 528–537.
 10. **Bors D., Walczak S.** Application of 2D systems to investigation of a process of gas filtration // Multidim Syst Sign Process. 2012. Vol. 23. Issues 1–2. PP. 119–130.
 11. **Шалимов А.С., Тимошенко С.П.** Разработка универсального способа удаления случайной постоянной составляющей из входного сигнала в условиях априорной неопределенности // Известия ЮФУ. Технические науки. 2018. № 1 (195). С. 104–116.
 12. **Шалимов А.С.** Анализ возможности расширения понятия интервала корреляции // Электронные информационные системы. 2018. № 2 (17). С. 31–39.
 13. **Шалимов А.С.** Определение функции плотности распределения вероятности длительности положительного выброса // Электронные информационные системы. 2018. № 2 (17). С. 40–46.
 14. **Шалимов А.С., Тимошенко С.П.** Способ удаления случайной постоянной составляющей из входного сигнала с известным соотношением сигнал/шум // Известия ЮФУ. Технические науки. 2018. № 2 (196). С. 207–221.
 15. Заявка 2017108287 Российская Федерация, МПК Н 03 Н 9/46. Способ выделения полезной составляющей из входного сигнала, содержащего полезную составляющую и шум / Шалимов А.С.: заявитель Шалимов А.С. – № 2017108287; опубл. 22.06.2017, Бюл. № 18. 7 с.: ил.
 16. Заявка 2017133293 Российская Федерация, МПК Н 04 В 1/10. Способ выделения полезной составляющей из входного сигнала, содержащего полезную составляющую и шум / Шалимов А.С.: заявитель Шалимов А.С. – № 2017133293; опубл. 14.11.2017, Бюл. № 32. 12 с.: ил.
 17. Пат. 2539573 Российская Федерация, МПК Н 04 В 1/10, 2539 573 С1. Способ адаптивного и согласованного подавления флуктуационных шумов и сосредоточенных помех и устройство для его реализации / Иевлев С.В., Соловьев Ю.А., Сергиенко А.И., Ситников А.С., Тютюнников М.А.: заявитель и патентообладатель Открытое акционерное общество «Концерн «Созвездие». – № 2013144542/07; заявл. 03.10.2013; опубл. 20.01.2015, Бюл. № 2. 22 с.: ил.
 18. Пат. 2480897 Российская Федерация, МПК Н 03 Н 9/00, Н 04 В 1/10, 2480 897 С1. Способ выделения полезного сигнала из шумов – «Метод зеркальных шумовых образов» и устройство для его осуществления / Чернов Е.И., Соболев Н.Е.: заявитель и патентообладатель Чернов Е.И. – № 2012117850/08; заявл. 27.04.2012; опубл. 27.04.2013, Бюл. № 12. 5 с.: ил.

ЗАКАТ КОНЦЕПЦИИ THRESHOLD ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ МИКРОРАЗМЕРОВ В СКАНИРУЮЩЕМ ЭЛЕКТРОННОМ МИКРОСКОПЕ

► В. В. Минаев¹, А. В. Никитин²

¹АО «Ангстрем», ²Московский филиал СПб ГУП

Рассмотрены особенности работы усилительных каскадов современных SEM.

Наличие разделительных конденсаторов в тракте приводит к отсечению постоянной составляющей (и нуля!) видеосигнала, что препятствует реализации приемлемой точности измерений в рамках концепции Threshold. Нами предложен и опробован прием вычислений положения краев физического объекта (и, значит, его размера) по измерениям видеосигнала исключительно вдоль его оси абсцисс.

THE SUNSET OF THE «THRESHOLD» CONCEPT WHILE MEASURING MICRO DIMENSIONS WITH THE SCANNING ELECTRON MICROSCOPE

V.V. Minaev¹, A.V. Nikitin²

¹Angstrom SC, ²Moscow branch of STPb Univ.

We have considered the peculiarity of the standard SEM, having the stopping capacitor in its construction.

This leads to cutting off the steady components of video-signals (and, of course, to zero cutting!). It prevents realizing the adequate accuracy of size measurements with the Threshold Concept. We have created the new approach for calculating the Edge Positions of the real sample and its real sizes on the basis of analysis of the present video-signals solely along X-direction.

ЗАКАТ КОНЦЕПЦИИ THRESHOLD ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ МИКРОРАЗМЕРОВ В СКАНИРУЮЩЕМ ЭЛЕКТРОННОМ МИКРОСКОПЕ

Для контроля разнообразной продукции микроэлектронного производства в процессе ее изготовления сегодня широко используются сканирующие электронные микроскопы SEM.

Современный SEM – это сложное, управляемое компьютером высоковакуумное автоматизированное устройство, формирующее остро сфокусированный пучок первичных электронов (зонд), способный перемещаться по поверхности объекта в соответствии с заданной программой. Эмиссия медленных вторичных электронов от объекта еще в камере SEM преобразуется в поток вторичных электронов, но с киловольтными энергиями. Поток таких «энергич-

ных» электронов бомбардирует специальный сцинтиллятор, а световые сполохи сцинтиллятора улавливаются фотоэлектронным умножителем (ф. э. у.). С выхода ф. э. у., находящегося под высоким напряжением (и потому непременно через разделительный конденсатор!), лишь переменная компонента видеосигнала передается далее на систему дискриминаторов и усилителей и поступает на конечный блок – осциллограф. Такое многоступенчатое преобразование сигнала обеспечивает необходимый уровень его усиления, снижение помех, эффективное шумоподавление и сохранение переменной составляющей видеосигнала $S(u)$. Постоянная составляющая при этом отсекается конденсатором (вместе с нулем по шкале ординат!).

Форма его переменной составляющей высвечивается на экране осциллографа и вместе с теку-

щими координатами зонда сохраняется в памяти компьютера.

(Просим прощения за технические подробности. Они необходимы для понимания сути!)

Отсечение постоянной составляющей из видеосигнала $S(u)$ приводит к тому, что все Y -координаты точек на экране осциллографа (снимке), например Y -координаты экстремумов видеосигнала, могут быть считаны лишь в неопределенной условной шкале, не имеющей нуля. Так, например, по видеосигналу $S(u)$ невозможно оценить во сколько раз (в 3 или 5 раз) видеосигнал в его максимуме больше, чем в минимуме, хотя оба эти экстремума отчетливо видны на экране осциллографа и различаются на нем на 3 или 5 см экрана по его оси Y .

Эти особенности являются прямым следствием отсечения постоянной составляющей видеосигнала в процессе его преобразований. По этой же причине математические операции с числовыми характеристиками, считанными по оси Y с экрана, снимка или из памяти ЭВМ, становятся неоднозначными, а иногда и весьма рискованными.

Но именно этот график, видеосигнал, (ведь других – то нет!) и должен служить источником сведений о размерах рельефных элементов интегральных схем.

Взглянем на рис. 1. Здесь края полоски расположены на внешних склонах видеосигнала так, что их

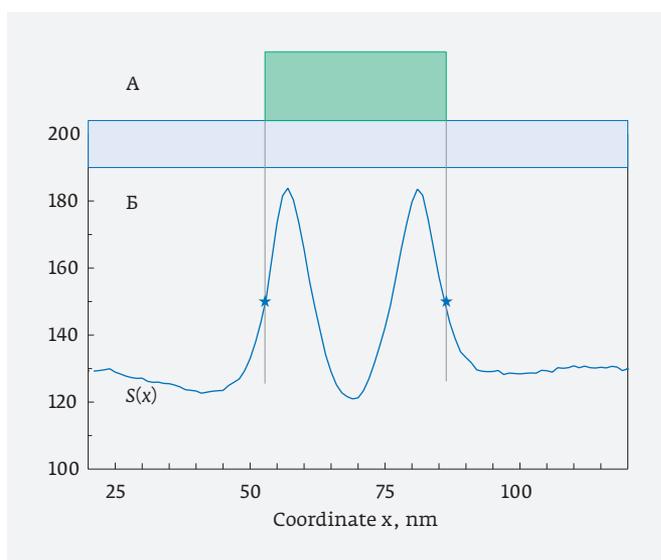


Рис. 1. Схема, поясняющая суть проблемы измерений размеров объектов по видеосигналу $S(u)$, полученному в SEM. А – измеряемый объект на подложке; Б – видеосигнал $S(u)$ от объекта. Звездочками помечены места возможных позиций краев объекта

точная локализация остается проблематичной. Причина «размытости» краев объекта на SEM-графиках очевидна, но и фундаментальна – конечный диаметр электронного зонда, сканирующего контролируемый объект.

Именно поэтому все существующие приемы получения метрологической информации о контролируемом объекте, извлекаемой из видеосигнала $S(u)$, зачастую ненадежны, иногда – недостоверны. Казалось бы, измерить размер любого объекта просто: нужно лишь измерить расстояние между его краями. Это сделать действительно легко при условии, что координаты краев объекта известны с достаточной точностью. Если же данное условие не выполнено, то необходимо предварительно найти способы точной локализации краев измеряемого объекта по имеющемуся видеосигналу $S(u)$ (см. рис. 1). Скажем заранее, что проблема локализации краев контролируемых объектов по их видеосигналам, получаемым в сканирующем электронном микроскопе, пока далека от решения.

В настоящее время господствующее положение среди практиков и специалистов по методам контроля размеров на основе сканирующей электронной микроскопии (SEM) занимает концепция Threshold (Th) [3].

Согласно этой концепции, если пересечь внешний склон видеосигнала $S(u)$ подходящим уровнем отсечки, (по оси Y !), то точка их пересечения окажется как раз на X -координате края измеряемой полоски! Как просто! Только нельзя ли узнать конкретнее: какой именно уровень можно признать «подходящим»? В этом и состоит основная и пока не преодоленная трудность концепции Threshold.

Устоявшиеся мнения и практика, в соответствии с этой концепцией, предлагают следующую процедуру обработки видеосигнала $S(u)$, полученного непосредственно из SEM:

- а) зафиксировать в цифровой форме координаты X и Y минимума видеосигнала, принадлежащие каждому склону: X_{min} и Y_{min} ;
- б) зафиксировать в цифровой форме X - и Y -координаты максимума видеосигнала: X_{max} и Y_{max} вблизи другой границы этого же склона.

Величина $Y_{max} - Y_{min}$ определяет диапазон возможных значений Th. Доля этого диапазона (скажем, 35%), отсчитанная вверх от Y_{min} на этом же рисунке, определяет высоту уровня отсечки Threshold.

При смене объектов контроля, при любых изменениях в режимах работы усилительных каскадов SEM все описанные выше действия следует повто-

речь заново. Фактически, при таком способе расчетов Th роль утерянного нуля по оси Y передается измеренному по видеосигналу минимуму Y_{\min} . Но это, конечно, не настоящий нуль, это некий «эвратцнуль», имеющий «права нуля» только в пределах данного снимка на экране с его, в сущности, недостоверными, произвольными значениями (Y_{\min} , Y_{\max}) и, конечно, сомнительным расчетным значением Threshold .

Так обстоят дела сегодня и практически повсеместно.

Поэтому наше внимание привлекла иная функция, связанная с видеосигналом, но лишенная существенных его недостатков. Речь идет о точечной функции объекта [1, 2, 4]. Связь между видеосигналом $S(u)$ в SEM и точечной функцией объекта $K(u')$ может быть описана с точностью до постоянных величин уравнением:

$$S(u) = \int_a^b K(u') \cdot \exp\left[-\frac{(u-u')^2}{\sigma^2}\right] du'. \quad (1)$$

Вычислить видеосигнал $S(u)$, зная $K(u')$, не составляет труда. Напротив, обратная процедура, «обращение свертки», то есть вычисление $K(u')$ по известному видеосигналу $S(u)$ – задача, пока не имеющая решений.

Здесь мы вновь вернемся к рис. 1 и примем за рабочую теорему утверждение: **Точки на видеосигнале $S(u)$, совпадающие с физическими краями объекта, всегда локализованы в пределах внешних склонов $S(u)$.** И далее по этой же логике: в частности, чем меньше ширина склона видеосигнала, тем меньше «произвол» или диапазон поиска края объекта на видеосигнале. Для более подробного анализа и количественных соотношений этих величин обратимся к рис. 2.

Из этого рисунка следует, что основное отличие функции объекта (штриховая линия) от видеосигнала (сплошная линия) состоит в расположении максимумов этих кривых. Узнать положение максимума $K(u')$, совпадающего с краями измеряемых объектов (!), мечта каждого метролога, в поте лица старающегося любыми способами отыскать это заветное число – точную координату максимума $K(u')$, совпадающую с физическим краем объекта, тогда как на практике ему все время приходится иметь дело с легко доступной, но и «вполне бесполезной» координатой максимума $S(u)$. Нет сомнений, что разность координат максимумов ($\text{Max}[S(u)] - \text{Max}[K(u')]$) наверняка связана (причинно-следственной связью) со значением разрешения SEM, то есть с величиной сигма (σ).

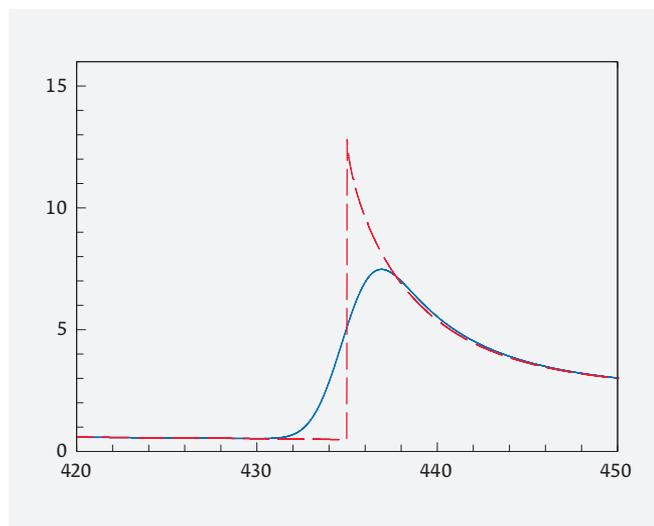


Рис. 2. Сопоставление форм видеосигнала $S(u)$ (сплошная линия) и функции $K(u')$ (штриховая линия) вблизи края объекта. Максимум $K(u')$ совпадает с краем объекта; а максимум видеосигнала $S(u)$ сдвинут от края на расстояние, зависящее от разрешения SEM

Посмотрев на рис. 2, логично заключить, что основные, принципиальные различия этих графиков состоят в том, что на графике $S(u)$ отчетливо видна, может быть количественно оценена в абсолютных единицах (если угодно, то в метрах (!)) ширина, или протяженность, по оси X внешнего склона. Эта характеристика почти не зависит от свойств объекта измерений (его состава, высоты рельефа), а является несомненной, но необязательно строго линейной (!) функцией параметра σ .

Назовем эту важную характеристику шириной склона, или (Width Of The Slope – словом WOTS). Она определяется непосредственно из графика $S(u)$ как модуль разности $|u_{\max} - u_{\min}|$, где u_{\max} – координата максимума видеосигнала; а u_{\min} – координата его минимума на этом же склоне.

Итак, $\text{WOTS} = |u_{\max} - u_{\min}|$. Имея в руках серии видеосигналов $S(u)$, полученных от одной и той же функции объекта $K(u')$ при различных значениях σ , нетрудно установить зависимость ширины склона (WOTS) от параметра σ . Значение WOTS-аргумента этой зависимости, в отличие от всегда неопределенной Y -шкалы (в концепции Threshold), имеет четкую размерность длины, однозначно устанавливается из простых измерений по видеосигналу и практически не зависит от материалов «берегов» выступа, глубины их рельефа и других факторов.

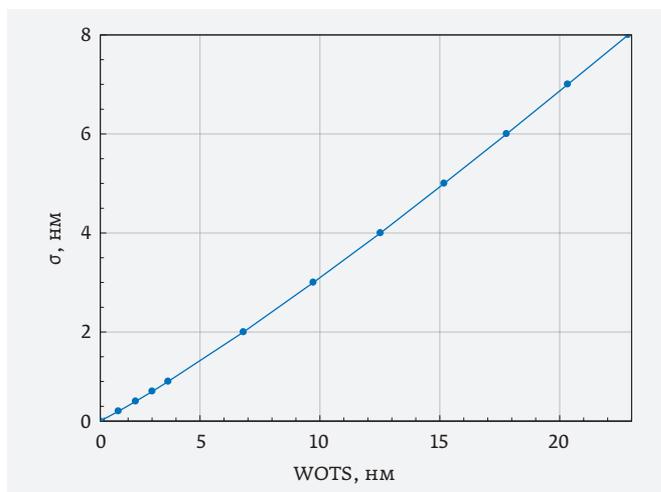


Рис. 3. Зависимость разрешения SEM (σ) от ширины внешнего склона видеосигнала (параметра WOTS)

Уравнение, связывающее аргумент WOTS этой зависимости с вычисляемой функцией σ выглядит следующим образом:

$$\sigma \approx 0,00269 (WOTS)^2 + 0,294 (WOTS) - 0,104; \quad R \leq 0,02, \quad (2)$$

где R – среднеквадратическое отклонение кривой от индивидуальных точек на графике. Установление этой зависимости – важный промежуточный итог данной работы.

Таблица 1. Результаты испытаний предложенного подхода к вычислению фактического положения края – Edge Positions (EP). Все приведенные в таблице числовые данные выражены в нанометрах

Разрешение SEM, нм	Координата X_{\max} , нм	Смещение максимума, нм	Край объекта EP, нм	Погрешность, нм
0,2	425,295	0,295	424,9996	-0,0004
0,4	425,536	0,536	425,0016	0,0016
0,6	425,75	0,750	425,0009	0,0009
0,8	425,9455	0,9455	424,9992	-0,0008
1,0	426,127	1,127	424,9972	-0,0028
2,0	426,906	1,906	424,9955	-0,0045
3,0	427,3636	2,5636	425,0023	0,0023
4,0	428,158333	3,158333	425,0042	0,0042
5,0	428,72	3,72	425,0034	0,0034
6,0	429,265	4,265	424,9967	-0,0033

Следующим шагом стало установление зависимости смещения максимума видеосигнала как функции имеющегося разрешения SEM – сигмы (σ).

Если взглянуть на серию видеосигналов от одного и того же объекта, но полученных при различных значениях разрешения σ , то легко заключить, что максимумы $S(u)$ сдвигаются от позиции края объекта по мере возрастания σ . Использованное выражение «по мере возрастания» вовсе не означает линейную зависимость сдвига от σ ; в действительности, эта зависимость много сложнее. Если мы хотим количественно и точно ее выразить, то можно написать выражение для сдвига в форме:

$$\text{Shift} \approx \sigma \cdot AK(\sigma), \quad (3)$$

где $AK(\sigma)$ – специально подобранная корректирующая функция параметра σ , обеспечивающая приемлемую точность. Рассчитанный таким образом сдвиг можно было бы использовать как поправку к положениям максимумов видеосигналов $S(u)$ для вычислений истинного положения края физического объекта, то есть Edge Position или (EP) непосредственно по видеосигналу в соответствии с уравнением (4):

$$EP \approx X(\text{Max}(S(u))) \pm \sigma \cdot AK(\sigma). \quad (4)$$

В этой формуле знак плюс используется для вычислений положения EP правого края выступа;

а знак минус для вычислений положения его левого края. На рис. 2 и в 8-й строке табл. 1 (где $\sigma=4$) представлена ситуация вблизи левого края выступа.

Вычисленное здесь значение EP могло бы считаться одним из решений основной метрологической проблемы: локализации краев измеряемых элементов по их видеосигналу, полученному непосредственно в сканирующем электронном микроскопе SEM с учетом рассчитанного сдвига. Пора бы все это проверить!

На пути проверок нам приходилось многократно пользоваться в той или иной мере приблизительными численными аппроксимациями, особенно при вычислении зависимости функции АК от ее аргумента сигма (σ), а, кроме того, определять по возможности уточненные положения максимума видеосигнала, например за счет аппроксимаций окрестностей экстремумов подходящими параблами.

Теперь представим некоторые итоги опробования предлагаемого метода локализации действительного края структуры. Идеальное положение края для случая $\sigma=0$, характерного для функции объекта $K(u')$, выбрано на позиции 425000 нм. В расчетах одна и та же функция объекта использовалась для вычислений видеосигналов $S(u)$ при различных значениях разрешения SEM, (σ) в диапазоне от $\sigma=0,2$ до $6,0$ нм. Результаты испытаний отражены в табл. 1.

В данной таблице приведены расчеты положений одного физического края – (левого) рельефной полоски; расчеты положения противоположного – правого края вполне идентичны проведенным для края левого, но при замене знака минус в формуле (4) на плюс. Шириной полоски должно считаться расстояние от правого до левого края полоски.

Из таблицы следует, что среднее значение «восстановленной» координаты края объекта EP составляет 425 000 нм (что совпадает с исходным для $\sigma=0$): максимальное отклонение от среднего составляет 0,0045 нм, а СКО=0,003 нм. Остаточные погрешности с очевидностью обусловлены использованием при вычислениях не вполне точных аппроксимирующих уравнений. По-видимому, метрологические характеристики описанного подхода могут быть впоследствии улучшены за счет уточнений вида используемых аппроксимирующих функций.

И еще одно замечание: столь оптимистические оценки точности полученных здесь результатов не в последнюю очередь обусловлены предположением, что использованный нами видеосигнал не содержит шумов. Проблема шумов видеосигнала

в SEM заслуживает подробного специального рассмотрения, которое, как мы надеемся, внесет заметные коррективы в оценки точности, приведенные в данной работе.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА.

1. **Гагарина Л. Г., Никитин А. В.** Новый алгоритм моделирования видеосигнала в измерительном сканирующем электронном микроскопе // Измерительная техника. 2016. № 1. С. 65–68.
2. **Никитин А. В.** Измерения микро размеров в электронном микроскопе. – Издательство ЛАМ-БЕРТ Academic Publishing (Германия), 2017. 67с.
3. **Postek M. T.** Critical Issue in Scanning Electron Microscope Metrology // J. Res. Nat. Inst. Stand. Technol. 99, 641 (1994).
4. **Амосов Р. М., Кузнецова В. В., Никитин А. В.** Характеристики потока вторичных электронов, формирующих видеосигнал в РЭМ // Электронная техника. Сер.3. Микроэлектроника. 1982. Вып. 5–6. С. 43–49.
5. **Березин Г. Н., Никитин А. В., Сурис Р. А.** Оптические основы контактной фотолитографии. – М.: Радио и связь, 1982. 104 с.

МАГНИТОРЕЗИСТИВНАЯ ПАМЯТЬ С ЗАПИСЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

► А. И. Морозов
МФТИ

Рассмотрены проблемы создания магниторезистивной памяти с записью электрическим полем (MERAM), основанной на зарядовом, обменном или упругом взаимодействии между электрочувствительным слоем и ферромагнитным слоем, входящим в состав магнитного туннельного соединения. Найдены ограничения на размер ячейки, связанные с существованием суперпарамагнитного порога.

MAGNETORESISTIVE MEMORY WITH ELECTRIC FIELD RECORDING

A. I. Morosov
MIPT

The problems arising in the process of development of the magnetoresistive memory with the electric field recording (MERAM) based on, exchange, charge or elastic interaction between the electrosensitive layer and the ferromagnetic layer comprising the magnetic tunnel junction were considered. The limitations were discovered concerning the size of the cells connected with the existing superparamagnetic threshold.

ВВЕДЕНИЕ

Магниторезистивная память на основе эффекта туннельного магнетосопротивления имеет малое время доступа (порядка единиц – десятка наносекунд) и является энергонезависимой, то есть записанная информация сохраняется в отсутствие электропитания. Данный вид памяти способен при благоприятных условиях заменить другие виды памяти, включая и быструю SRAM. Для специальных применений важным фактором является то, что она устойчива к радиационным воздействиям. Достигнутая емкость чипа памяти составляет 1 Гбит. Однако пока данный вид памяти не имеет широкого применения из-за относительно невысокой емкости и фундаментальных ограничений на ее увеличение, связанных, в первую очередь, с высоким энерговыделением.

Магнитное туннельное соединение (Magnetic Tunnel Junction – MTJ) состоит из двух металлических ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрической прослойкой (рис. 1). Один из них является жестким, то есть обладает высоким коэрцитивным полем, его намагниченность в процессе эксплуатации памяти остается неизменной. Второй мягкий ферромагнитный слой имеет низкое коэрцитивное поле.

При пропускании тока перпендикулярно слоям диэлектрическая прослойка представляет собой потенциальный барьер для носителей заряда. Протекание тока через него будет обусловлено туннелированием электронов через этот барьер. Для того чтобы туннельный ток был заметен, толщина прослойки должна составлять величину ≤ 1 нм.

Оказалось, что сопротивление R_p MTJ в случае, когда намагниченности ферромагнитных слоев параллельны, ниже, чем сопротивление R_{AP} в случае, когда они антипараллельны. Величина туннельного магнетосопротивления (ТМС)

$$A \equiv \frac{R_{AP} - R_p}{R_{AP}} \quad (1)$$

составляет величину $A \sim 70\%$.

В существующей на данный момент на рынке памяти STT-MRAM (Spin-Transfer Torque Magnetic Random-Access Memory) запись производится спинопляризованным током. Для подачи напряжения на заданную ячейку используется транзистор. Роль спинового резервуара играет ферромагнитный слой с фиксированной намагниченностью. Путем пропускания через MTJ тока, плотность которого превосходит критическое значение (10^6 – 10^7 А/см²), в направлении от мягкого слоя к жесткому вектор намагни-

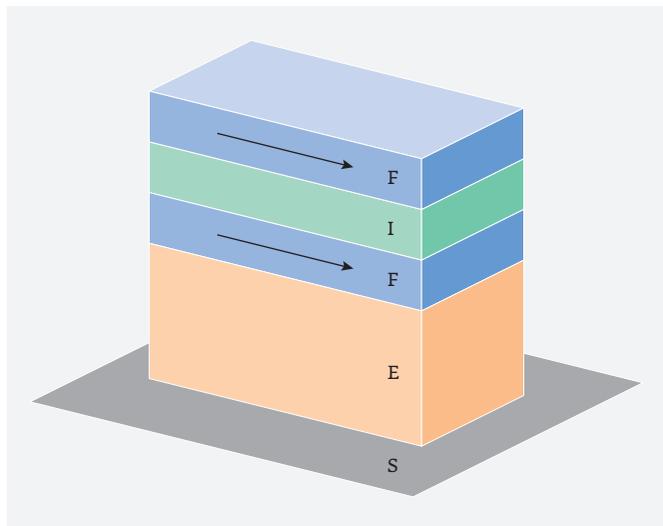


Рис. 1. Магниторезистивная память на основе эффекта туннельного магнетосопротивления с записью электрическим полем. *F* – ферромагнитные слои, *I* – слой изолятора, *E* – электрочувствительный слой, *S* – подложка

ченности мягкого слоя разворачивают параллельно фиксированному вектору намагниченности жесткого ферромагнитного слоя. Тем самым производится запись значения бита «ноль» в мягком ферромагнитном слое. Ему соответствует меньшее сопротивление МТJ. Для записи «единицы» необходимо пропустить ток, превосходящий критическое значение, в противоположном направлении. В результате вектор намагниченности мягкого слоя разворачивается антипараллельно вектору намагниченности жесткого слоя. Такому состоянию отвечает большее сопротивление МТJ.

Считывание производится подачей напряжения на заданную ячейку. При фиксированном напряжении, поданном на ячейку, в случае считывания «нуля» через нее потечет больший ток, чем в случае считывания «единицы». При этом ток считывания должен быть меньше критического, чтобы не изменить состояние записанного бита. Определяя величину тока и сравнивая ее с эталонной, мы находим значение данного бита. Поскольку токи считывания малы, то эта процедура полностью удовлетворяет современным требованиям энергоэффективности.

Недостатком технологии STT-MRAM является значительное энерговыделение в процессе записи бита (10–100 фДж). Поэтому процедура записи нуждается в дальнейшем совершенствовании. Наиболее перспективным нам представляется создание памяти

с записью электрическим полем (MERAM). Принципы создания такой памяти активно обсуждаются в последнее десятилетие (смотри обзоры [1–4]). Считывание в MERAM происходит так же, как и в STT-MRAM.

ЗАПИСЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

В MERAM электрическое поле создается в слое диэлектрика. При этом важна величина напряженности этого поля, а не создаваемый им ток. Желательно, чтобы в процессе записи ток был минимален. Это решает проблему высоких джоулевых резистивных потерь.

Задача сводится к развороту вектора намагниченности мягкого ферромагнитного слоя, входящего в состав МТJ. Для этого используется либо дополнительный электрочувствительный слой, соседствующий с этим ферромагнитным слоем (рис. 1), либо диэлектрический слой, входящий в состав МТJ.

Существуют три основных механизма взаимодействия электрочувствительного и ферромагнитного слоев: кулоновское взаимодействие связанного заряда в диэлектрике с экранирующими его электронами проводимости в мягком ферромагнитном слое, обменное взаимодействие спинов слоев и взаимодействие за счет упругих деформаций, передаваемых от слоя слою.

Кулоновское (зарядовое) взаимодействие между слоями

При этом механизме взаимодействия слоев в качестве электрочувствительного слоя выбирается слой сегнетоэлектрика с направлением вектора спонтанной поляризации, перпендикулярным слоям (рис. 2). Прикладывая электрическое поле перпендикулярно слоям, можно изменить направление вектора поляризации на противоположное.

В двух случаях противоположных друг другу направлений вектора спонтанной поляризации в сегнетоэлектрике на границе с ферромагнетиком возникает соответственно положительный и отрицательный связанный заряд. Свободные заряды в мягком металлическом ферромагнетике экранируют создаваемое этим зарядом электрическое поле, вследствие чего в ферромагнетике вблизи границы раздела возникает избыток (недостаток) спин-поляризованных электронов проводимости. Это приводит к изменению величины магнитной анизотропии поверхностного слоя (далее «поверхностной анизотропии») ферромагнетика (voltage control of magnetic anisotropy (VCMA)) [5–8]. Полная

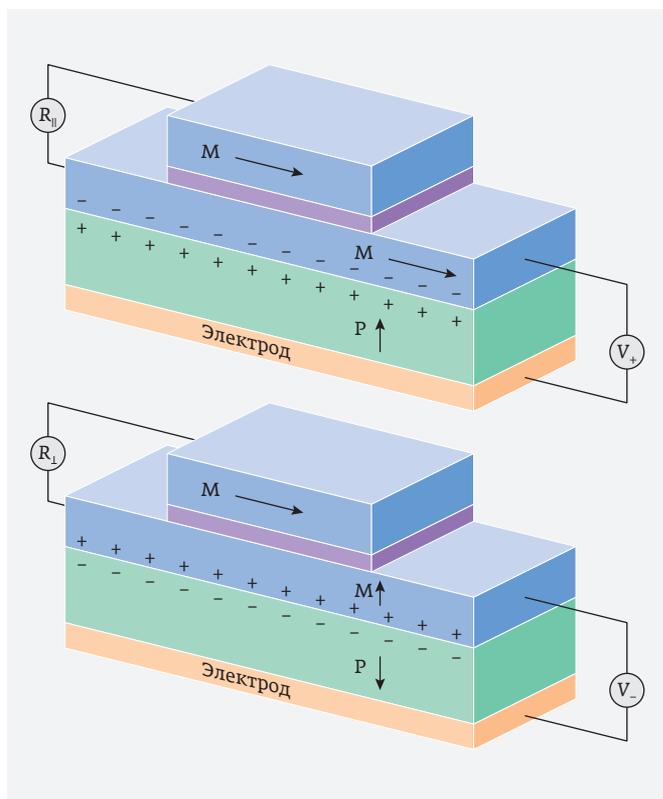


Рис. 2. MERAM на основе зарядового (кулоновского) взаимодействия между слоями

объемная плотность энергии анизотропии ферромагнитного слоя имеет вид

$$w = \left\{ \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 + \frac{1}{d} (K_s + \Delta K_s(V_{+(-)})) \right\} \cos^2 \varphi, \quad (2)$$

где M_s – спонтанная намагниченность слоя, d – его толщина, K_s – поверхностная анизотропия слоя ферромагнетика, $\Delta K_s(V_{+(-)})$ – изменение поверхностной анизотропии, индуцированное зарядовым эффектом, $V_{+(-)}$ – поляризующее напряжение, приложенное к слою сегнетоэлектрика, μ_0 – константа СИ, а φ – угол между намагниченностью слоя и нормалью к слою. Первое слагаемое представляет собой анизотропию формы, а множитель $1/d$ возникает при представлении поверхностной плотности энергии в виде объемной плотности.

В области малых толщин ферромагнитного слоя $d \leq 1$ нм двум противоположным направлениям поляризации сегнетоэлектрика соответствуют противоположные знаки константы одноосной анизотропии системы. При одном направлении сегнетоэлектрической поляризации намагниченность ферромагнетика лежит в плоскости слоя (рис. 2а), а при другом – перпендикулярна слою (рис. 2б)

(«ноль» и «единица» соответственно). Таким образом, при изменении V от V_- к V_+ выражение в фигурных скобках в формуле (2) изменяет свой знак. Поэтому его модуль удовлетворяет неравенству

$$\left| \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 + \frac{1}{d} (K_s + \Delta K_s(V_{+(-)})) \right| < \frac{1}{d} |\Delta K_s(V_+) - \Delta K_s(V_-)|. \quad (3)$$

При толщинах ферромагнитного слоя больше 1 нм эффект изменения знака анизотропии исчезает вследствие малости множителя $1/d$ в (2). Тот факт, что данный эффект может наблюдаться только в очень тонких слоях (менее 1 нм), затрудняет создание устройств памяти на данном принципе. Их разработка является предметом дальнейших исследований в области многослойных наноструктур.

Суперпарамагнитный порог

Рассмотрим вопрос об ограничении на размеры мягкого ферромагнитного слоя, связанный с наличием суперпарамагнитного порога. Потребуем, чтобы разность энергий $U = \Omega |w|$ двух состояний мягкого ферромагнитного слоя объемом Ω , соответствующих двум взаимно перпендикулярным направлениям намагниченности при заданном знаке напряжения превосходила величину $50 k_B T$, где k_B – постоянная Больцмана, а T – температура, которая составляет $2 \cdot 10^{-19}$ Дж при комнатной температуре.

Используя неравенство (3), получаем ограничение на площадь поверхности слоя ферромагнетика $S = \Omega/d$

$$S > \frac{50 k_B T}{|\Delta K_s(V_+) - \Delta K_s(V_-)|}. \quad (4)$$

Для границ раздела Fe/MgO и CoFe/BST (BST – титанат бария-стронция) величина $|\Delta K_s(V_+) - \Delta K_s(V_-)| \sim 7-8$ мкДж/м² [9]. Отсюда получаем минимальную площадь слоя $S_{\min} \sim 200 \times 200$ нм. Столь большой минимальный латеральный размер бита делает данный вид памяти малоперспективным. Следует продолжить поиск пар материалов с большим значением $|\Delta K_s(V_+) - \Delta K_s(V_-)|$.

Обменное взаимодействие между слоями

Чтобы обменное взаимодействие между слоями имело заметную величину, электрочувствительный слой должен быть магнитоупорядоченным. Для управления электрическим полем необходимо, чтобы магнитный параметр порядка был связан с электрической поляризацией. Таким образом, электрочувствительный слой должен быть слоем мультиферроика с магнитным и сег-

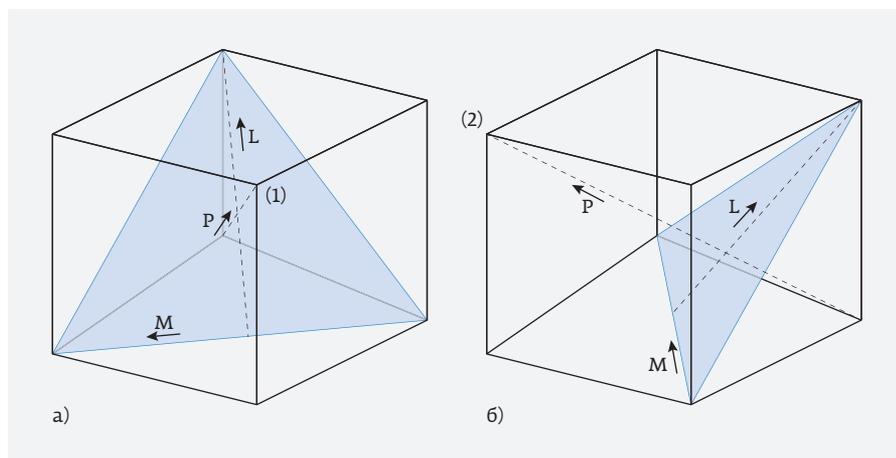


Рис. 3. Ориентация векторов антиферромагнетизма \vec{L} и слабо ферромагнитного момента \vec{M} при различных направлениях вектора поляризации \vec{P} в случае сжимающей подложки SrTiO_3

нетоэлектрическим упорядочением. К сожалению, большая часть мультиферроиков переходит в фазу с двумя типами упорядочения только при низких температурах, что препятствует их применению в электронике, работающей при комнатной температуре.

Наиболее перспективным материалом для магнитоэлектрических применений является феррит висмута BiFeO_3 , который претерпевает сегнетоэлектрический фазовый переход при $T_C=1143\text{ K}$, а антиферромагнитный фазовый переход – при температуре $T_N=643\text{ K}$, то есть является мультиферроиком уже при комнатной температуре.

Вектор спонтанной сегнетоэлектрической поляризации феррита висмута \vec{P} направлен вдоль одной из осей типа $[111]$ ромбоэдрически искаженной (пространственная группа $R3$) перовскитоподобной структуры. В элементарной ячейке содержатся две формульные единицы.

В тонких ($<500\text{ нм}$) пленках феррита висмута присущая объемным образцам пространственно-модулированная магнитная структура подавляется вследствие деформации, обусловленной упругим взаимодействием с подложкой [10], и соединение становится слабым ферромагнетиком с упорядочением G-типа, а именно двухподрешеточным антиферромагнетиком со скошенными в отсутствие внешнего поля вследствие взаимодействия Дзялошинского – Мориа на угол порядка 1° намагниченностями подрешеток.

Магнитные моменты железа лежат в плоскостях типа $(11\bar{1})$, перпендикулярных направлению спонтанной поляризации (рис. 3). Спины атомов,

принадлежащих такой плоскости, направлены параллельно друг другу, то есть принадлежат одной антиферромагнитной подрешетке. Атомы соседних плоскостей принадлежат разным подрешеткам.

Для осуществления поворота намагниченности ферромагнитного слоя на угол порядка π атомные плоскости BiFeO_3 , граничащие с ферромагнетиком, должны быть скомпенсированными, то есть содержать одинаковое число атомов двух антиферромагнитных подрешеток [11].

Гейзенберговское обменное взаимодействие между спинами ферро- и антиферромагнетика приводит к скосу спинов антиферромагнетика и возникновению в антиферромагнетике вблизи

границы раздела наведенного ферромагнитного момента, коллинеарного вектору намагниченности ферромагнетика [12]. Аналогично в ферромагнетике в результате отклонений спинов возникает наведенный антиферромагнитный момент [13]. Вектор антиферромагнетизма ортогонален вектору намагниченности ферромагнетика (спин-флоп ориентация, рис. 4). Искажения параметров порядка слоев вблизи границы раздела убывают на атомных масштабах.

Перемагничивание слоя ферромагнетика в системе ферромагнетик-мультиферроик полно-

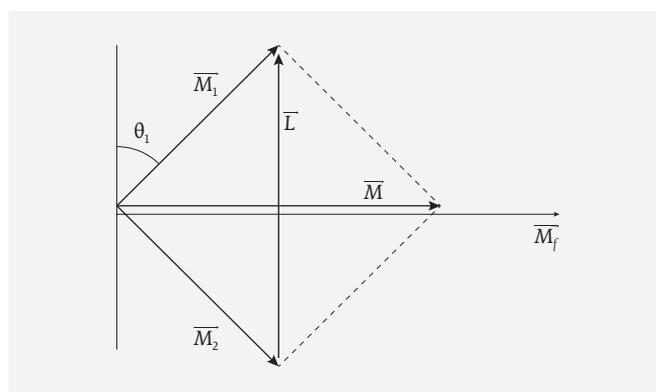


Рис. 4. Спин-флоп ориентация: \vec{M}_1 , \vec{M}_2 и θ_1 – намагниченности подрешеток и их угол скоса в верхней атомной плоскости антиферромагнетика, \vec{M} – результирующая намагниченность, \vec{L} – вектор антиферромагнетизма, \vec{M}_f – намагниченность ферромагнетика

стью определяется гейзенберговским обменным взаимодействием между слоем ферромагнетика и слоем мультиферроика. Наличие слабого ферромагнетизма и линейного магнитоэлектрического эффекта не является необходимым для реализации магниторезистивной памяти на основе нанослоев мультиферроика, переключаемой электрическим полем. Электрическое поле приводит к развороту вектора поляризации и связанного с ним вектора антиферромагнетизма в слое мультиферроика, что, в свою очередь, приводит к развороту намагниченности ферромагнитного слоя за счет обменного взаимодействия на границе раздела ферромагнетик-мультиферроик.

В случае среза (001) псевдокубической решетки феррита висмута, прикладывая электрическое поле параллельно ребру и диагонали грани в плоскости упруго сжатого слоя, можно развернуть его вектор намагниченности \vec{M} , лежащий в плоскости слоя, на 90° (рис. 3) и 180° соответственно.

В случае упруго растянутого слоя и срезов (001) или (110) приложение поля перпендикулярно слою оставляет неизменным вектор антиферромагнетизма \vec{L} , переключает на 180° латеральную составляющую вектора \vec{M} , но оставляет неизменной перпендикулярную слою компоненту этого вектора. Последний недостаток компенсируется возможностью использования перпендикулярного слою напряжения [14].

Минимальный латеральный размер бита, диктуемый суперпарамагнитным порогом, составляет в случае слоя $\text{Co}_{0,9}\text{Fe}_{0,1}$ на BiFeO_3 величину 4–6 нм [15]. Возможность перемагничивания ферромагнитного слоя $\text{Co}_{0,9}\text{Fe}_{0,1}$ путем приложения электрического поля к слою мультиферроика BiFeO_3 со скомпенсированным срезом была впервые продемонстрирована в 2008 году [16]. Приведенная оценка показывает перспективность данного вида памяти.

Упругое взаимодействие между слоями

Запись информации при этом механизме межслойного взаимодействия происходит следующим образом: под действием электрического поля происходит или деформация слоя пьезоэлектрика, или изменение деформации слоя сегнетоэлектрика-сегнетоэластика вследствие переориентации вектора спонтанной поляризации, вызванной электрическим полем. Деформация передается слою ферромагнетика. В последнем, вследствие магнитоупругого взаимодействия, происходит переориентация

легкой оси и, следовательно, вектора намагниченности. При этом возможны два случая:

- переориентация происходит между двумя положениями равновесия, существовавшими в отсутствие взаимодействия с электрочувствительным слоем;
- направление намагниченности ферромагнитного слоя определяется остаточной деформацией пьезоэлектрика или ориентацией сегнетоэластических доменов.

В первом из рассматриваемых случаев принципиальное значение имеет природа указанных положений равновесия (природа бистабильности). В качестве ферромагнитного слоя можно выбрать слой кубического или тетрагонального кристалла с ориентацией (001) и двумя взаимно-перпендикулярными легкими осями, лежащими в плоскости слоя (срез (001) кубической или тетрагональной решетки). В отсутствие электрического поля, приложенного к слою пьезоэлектрика, то есть в отсутствие деформации, обе легкие оси эквивалентны в том смысле, что энергия двух взаимно-перпендикулярных направлений намагниченности, соответствующих этим легким осям, одинакова.

Приложение электрического напряжения к пьезоэлектрическому слою вызывает деформацию растяжения или сжатия в плоскости слоя в зависимости от знака прикладываемого напряжения (знака напряженности электрического поля E). Эта деформация в силу упругой связи между слоями передается слою ферромагнетика. В ферромагнетике имеет место магнитоупругое взаимодействие, объемная плотность энергии которого имеет вид

$$w_{me} = B_1(\epsilon_{11}m_1^2 + \epsilon_{22}m_2^2 + \epsilon_{33}m_3^2) + B_2(\epsilon_{12}m_1m_2 + \epsilon_{13}m_1m_3 + \epsilon_{23}m_2m_3), \quad (5)$$

где B_i – магнитоупругие коэффициенты, ϵ_{ik} – компоненты тензора деформации, а m_i – направляющие косинусы вектора намагниченности.

Возникшая деформация делает неэквивалентными вышеуказанные легкие направления намагниченности: одно из них будет обладать меньшей энергией анизотропии, чем другое [17–19]. С ростом электрического поля один из минимумов этой энергии может вообще исчезнуть. Таким образом, намагниченность станет коллинеарной оставшейся легкой оси. После снятия напряжения она не изменит своей ориентации.

Смена знака напряжения приводит к замене растяжения сжатием и меняет минимумы энергии анизотропии местами: более выгодной становится

ориентация, перпендикулярная той, которая реализовалась при растяжении.

Таким образом, прикладывая напряжения противоположного знака, можно ориентировать намагниченность ферромагнитного слоя в двух взаимно-перпендикулярных направлениях, отвечающих записи «нуля» или «единицы».

Недостатком описанной памяти является малое значение константы кубической анизотропии, что приводит, вследствие существования суперпарамагнитного порога, к ограничению снизу на объем переключаемого ферромагнитного слоя. Для случая железа, объем ферромагнитного слоя должен превосходить $2 \cdot 10^4 \text{ нм}^3$. То есть для слоя толщиной 2 нм его размеры в плоскости слоя должны превосходить 100 нм [3]. Это неудобно по двум причинам: во-первых, существует принципиальное ограничение на уменьшение размеров бита, а, во-вторых, указанные латеральные размеры уже выходят за границы области существования монодоменного состояния в отдельном бите.

Как показывает анализ [20], не это ограничение является определяющим. Для характерных значений пьезоэлектрических модулей $d_{ijk} \sim 2-4 \cdot 10^{-10} \text{ Кл/Н}$ и напряженностей электрических полей $E < 1 \text{ МВ/м}$ получаем относительную деформацию $\epsilon \sim 0,01-0,03\%$. Поскольку в случае рассматриваемого механизма наводимая магнитная анизотропия должна превышать собственную анизотропию ферромагнитного слоя (в противном случае система не преодолет барьера между двумя равновесными направлениями намагниченности, существовавшими в отсутствие взаимодействия с электрочувствительным слоем), то при $V_1 \sim 10 \text{ МДж/м}^3$ получаем из (5) ограничение на константу анизотропии ферромагнитного слоя $K_0 < 1-3 \text{ кДж/м}^3$.

Столь малое значение константы анизотропии увеличивает минимальный объем, необходимый для превышения суперпарамагнитного предела, а вместе с ним и минимальный латеральный размер ячейки до 300 нм.

Вторая проблема, возникающая при создании МЕРАМ на основе упругого взаимодействия слоев, связана с тем, что при создании памяти электрочувствительный слой должен быть индивидуален для каждой ячейки, а общая подложка должна быть пассивным элементом. При этом она препятствует деформации электрочувствительного слоя под действием электрического поля. Исключить указанное действие подложки можно выбором формы электрочувствительного слоя: толщина электрочувствительного слоя должна намного превосхо-

дить его латеральный размер (память «на длинной ноге») [21].

Если же при отсутствии взаимодействия с электрочувствительным слоем бистабильное состояние не имеет места, то стабильность одного из двух возможных направлений намагниченности, задающих «ноль» и «единицу», обеспечивается остаточной (в отсутствие электрического поля) упругой деформацией.

Рассмотрим принципы создания магнитоэлектрической памяти на основе переключения сегнетоэластических доменов. Чтобы такое переключение было возможным, электрочувствительный слой должен быть слоем сегнетоэлектрика-сегнетоэластика, то есть слоем мультиферроика. В качестве такового выберем слой соединения $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})_{0,7}\text{Ti}_{0,3}\text{O}_3$ (PMN-PT), в котором имеет место спонтанная ромбоэдрическая деформация кристаллической решетки. В объемном образце возникают сегнетоэластические домены, различающиеся ориентацией кристаллической решетки. Причем сегнетоэлектрические и сегнетоэластические домены совпадают друг с другом: вектор спонтанной электрической поляризации параллелен ромбоэдрической оси третьего порядка (восемь возможных направлений). Переориентация вектора поляризации под действием электрического поля напряженностью $E < 10^6 \text{ В/м}$ влечет за собой переориентацию сегнетоэластических доменов и изменение направления деформации в плоскости слоя [22-25].

Для переключения параллельной слоям составляющей поляризации из одного равновесного состояния в другое необходимо создавать электрическое поле, параллельное плоскости слоев [21]. Для этого необходимо нанести электроды на боковые поверхности электрочувствительного слоя (рис. 5).

Подавая положительное напряжение на обе пары электродов, мы из восьми возможных направлений спонтанной поляризации выделяем только два, различающихся перпендикулярной составляющей (рис. 5а). Изменение полярности импульса напряжения на одной паре электродов приводит к развороту вектора поляризации на 71° (рис. 5б).

При этом параллельная границе раздела слоев составляющая спонтанной поляризации разворачивается на 90° , что сопровождается соответствующим изменением направления спонтанной деформации сегнетоэластика. Деформация сжатия $\epsilon = -0,8\%$ вдоль одной из диагоналей грани, параллельной плоскости xu на рис. 5, сменяется деформацией растяжения $\epsilon = 0,8\%$. Деформация электрочувствительного слоя вызывает деформацию нанесенного на него ферро-

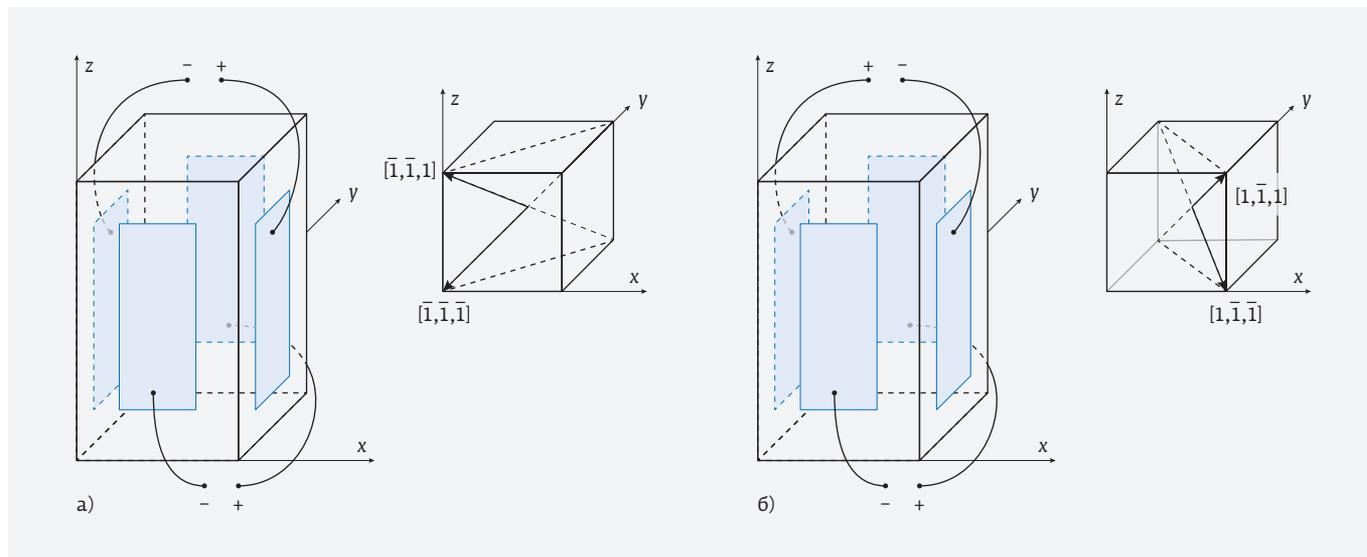


Рис. 5. Расположение электродов на электрочувствительном слое. На вставке указано направление спонтанной поляризации

магнитного слоя и, в силу магнитоупругого взаимодействия, индуцирует переориентацию легкой оси. При этом необходимо, чтобы ферромагнитный слой был аморфным либо его кристаллографическая анизотропия была мала по сравнению с индуцируемой. В случае аморфного слоя CoFeB объемная плотность энергии наведенной магнитной анизотропии равна $K = 2B\varepsilon \approx 1,6 \cdot 10^5 \text{ Дж/м}^3$ (B магнитоупругая константа аморфного CoFeB $\sim 10 \text{ МДж/м}^3$).

Энергия анизотропии ферромагнитного слоя, возникающей под действием деформации, должна превосходить суперпарамагнитный порог. Это дает для l_{\min} величину $\sim 25 \text{ нм}$. У терфенола D константа B в 20 раз больше, что дает значение $l_{\min} \sim 6 \text{ нм}$.

В исследованном в работах [22–25] прототипе памяти использовался срез (110) псевдокубической решетки PMN-PT , электрическое поле прикладывалось перпендикулярно срезу. Как показано в работе [20], для реализации такой памяти одному знаку прикладываемого напряжения должно соответствовать равновесное состояние, а противоположному знаку – метастабильное состояние вектора поляризации. Для того чтобы система попала в метастабильное состояние, переполяризация должна произойти не полностью. В работах [22–25] такое переключение наблюдалось. Однако остается открытым вопрос, возможно ли в процессе долговременной эксплуатации ячейки памяти, основанной на данном принципе, избежать случаев, когда при записи информации вместо неполного происходит

полное переключение. Ответ на него требует проведения дополнительных исследований.

ВЫВОДЫ

Рассмотрение различных типов MERAM показывает, что наиболее перспективными являются MERAM на основе обменного взаимодействия со слоем мультиферроика феррита висмута и MERAM на основе упругого взаимодействия со слоем сегнетоэлектрика-сегнетоэластика PMN-PT .

Первая позволяет масштабировать латеральный размер бита памяти вплоть до 5 нм , а вторая, в случае использования в качестве материала мягкого ферромагнитного слоя MTJ терфенола D , – вплоть до 6 нм .

Исследование прототипов MERAM следует проводить не на активной, а на пассивной подложке, создав на ней для каждого бита электрочувствительный слой (BiFeO_3 или PMN-PT) с размерами, соответствующими отдельной ячейке.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа поддержана РФФИ (проект офи-м 16-29-14017).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор подтверждает, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thomas R., Scott J. S., Bose D. N., and Katiyar R. S. Multiferroic thin-film integration

- onto semiconductor devices // *J. Phys.: Cond. Matt.* 2010. V. 22. 423201 (17 pp).
2. **Ma J., Hu J., Li Z., and Nan C.-W.** Recent Progress in Multiferroic Magnetoelectric Composites: from Bulk to Thin Films // *Adv. Matter.* 2011. V. 23. № 9. P. 1062–1087.
 3. **Морозов А.И.** Переключение намагниченности ферромагнетика электрическим полем (Обзор) // *ФТТ.* 2014. Т. 56. № 5. С. 833–840.
 4. **Hu J.-M., Chen L.-Q., and Nan C.-W.** Multiferroic heterostructures integrating ferroelectric and magnetic materials // *Advanced Materials.* 2016. V. 28. № 1. P. 15–39.
 5. **Duan C.-G., Velev J.P., Sabirianov R.F. et al.** Surface Magnetoelectric Effect in Ferromagnetic Metal Films // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. 137201 (4 pp).
 6. **Cai T., Ju S., Lee J. et al.** Magnetoelectric coupling and electric control of magnetization in ferromagnet/ferroelectric/normal-metal superlattices // *Phys. Rev. B.* 2009. V. 80. 140415 (4 pp).
 7. **Nan T., Zhou Z., Liu M. et al.** Quantification of strain and charge co-mediated magnetoelectric coupling on ultra-thin Permalloy/PMN-PT interface // *Sci. Rep.* 2014. V. 4. 3688 (6 pp).
 8. **Cherifi R.O., Ivanovskaya V., Phillips L.C. et al.** Electric-field control of magnetic order above room temperature // *Nature Materials.* 2014. V. 13. № 4. P. 345–351.
 9. **Zhou Z., Howe B.M., Liu M et al.** Interfacial charge-mediated non-volatile magnetoelectric coupling in $\text{Co}_0.3\text{Fe}_0.7/\text{Ba}_0.6\text{Sr}_0.4\text{TiO}_3/\text{Nb}:\text{SrTiO}_3$ multiferroic heterostructures // *Sci. Rep.* 2015. V. 5. 7740 (7 pp).
 10. **Sando D., Agbelele A., Rahmedov D. et al.** Crafting the magnonic and spintronic response of BiFeO_3 films by epitaxial strain // *Nature Materials.* 2013. V. 12. P. 641–646.
 11. **Морозов А.И., Сигов А.С.** Перемагничивание электрическим полем в двухслойной структуре ферромагнетик–магнитоэлектрик // *Нано- и микросистемная техника.* 2012. № 10. С. 10–14.
 12. **Koon N.C.** Calculations of exchange bias in thin films with ferromagnetic/antiferromagnetic interfaces // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 78. № 25. P. 4865–4868.
 13. **Морозов А.И.** Магнитная структура компенсированной границы раздела ферромагнетик – антиферромагнетик // *ФТТ.* 2003. Т. 45. Вып. 10. С. 1847–1849.
 14. **Берзин А.А., Винокуров Д.Л., Морозов А.И.** Эволюция вектора антиферромагнетизма мультиферроика BiFeO_3 в процессе переключения его сегнетоэлектрической поляризации // *ФТТ.* 2016. Т. 58. № 11. С. 2237–2241.
 15. **Винокуров Д.Л., Морозов А.И.** Обменная связь нанослоя мультиферроика BiFeO_3 с нанослоем ферромагнетика $\text{Co}_0.9\text{Fe}_0.1$ // *ФТТ.* 2015. Т. 57, № 9. С. 1736–1741.
 16. **Chu Y.-H., Martin L.W., Holcomb M.B. et al.** Electric-field control of local ferromagnetism using a magnetoelectric multiferroic // *Nature Materials* 2008. V. 7, N6. P. 478–482.
 17. **Pertsev N.A.** Giant magnetoelectric effect via strain-induced spin reorientation transitions in ferromagnetic Films // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 78. 212102 (4 pp).
 18. **Hu J.-M., and Nan C.W.** Electric-field-induced magnetic easy-axis reorientation in ferromagnetic/ferroelectric layered heterostructures // *Phys. Rev. B.* 2009. V. 80. 224416 (11 pp).
 19. **Pertsev N.A., Viaud G, and Dkhil B.** Polarization-controlled spin reorientation and resistive switching in ferromagnet-ferroelectric nanostructures and tunnel junctions // *Phys. Rev. B* 2014. V. 90. 024426 (8 pp).
 20. **Морозов А.И.** Магниторезистивная память с записью электрическим полем на основе упругого взаимодействия слоев // *Нано- и микросистемная техника.* 2017. Т. 19. № 12. С. 744–751.
 21. **Morosov A.I. and Sigov A.S.** «Long leg» magnetoelectric memory // *J. Appl. Phys.* 2014. V. 115. 223909 (4 pp).
 22. **Wu T., Bur A., Wong K. et al.** Electrical control of reversible and permanent magnetization reorientation for magnetoelectric memory devices // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 98. 262504 (3 pp).
 23. **Buzzi M., Chopdekar R.V., Hockel J.L. et al.** Single domain spin manipulation by electric fields in strain coupled artificial multiferroic nanostructures // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 111. 027204 (5 pp).
 24. **Liu M., Hoffman J., Wang J. et al.** Non-volatile ferroelastic switching of the Verwey transition and resistivity of epitaxial $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{PMN-PT}$ (011) // *Sci. Rep.* 2013. V. 3. 1876 (7 pp).
 25. **Zhang S., Zhao Y., Xiao X. et al.** Giant electrical modulation of magnetization in $\text{Co}_40\text{Fe}_40\text{B}_20/\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})_0.7\text{Ti}_0.3\text{O}_3$ (011) heterostructure // *Sci. Rep.* 2014. V. 4. 3727 (7 pp).

АДАПТАЦИЯ МЕТОДА МОДЕЛИРОВАНИЯ ОТЖИГА ДЛЯ РАЗМЕЩЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ В БАЗИСЕ РЕКОНФИГУРИРУЕМЫХ СИСТЕМ НА КРИСТАЛЛЕ

► С. В. Гаврилов¹, Д. А. Железников¹, Р. Ж. Чочаев¹, В. И. Эннс²

¹ИППМ РАН, ²НИИМЭ

В данной работе представлен алгоритм на основе метода моделирования отжига для оптимизации результатов начального размещения в маршруте проектирования схем в заданном базисе РСнК. Оптимизация размещения элементов осуществляется с учетом особенностей и ограничений РСнК. Размещение выполняется на двух уровнях иерархии, для каждого из которых разработана отдельная целевая функция. Декомпозиция этапа размещения позволяет использовать в процессе проектирования готовые IP-блоки. Разработанный алгоритм тестировался на наборах тестовых схем ISCAS-85 и ISCAS-89. Результаты проведенного тестирования показывают, что разработанный алгоритм позволяет реализовывать работоспособные трассируемые цифровые схемы в базисе РСнК.

THE MODIFICATION OF SIMULATED ANNEALING-BASED PLACEMENT ALGORITHM FOR RECONFIGURABLE SYSTEMS-ON-CHIP

S. V. Gavrilov¹, D. A. Zheleznikov¹, R. Z. Chochaev¹, V. I. Enns²

¹IPPM RAS, ²NIIME

In this paper we present an algorithm based on simulating annealing approach for initial placement optimization in reconfigurable system-on-chip (RSoC) design flow. RSoC's features and constraints are taken into account while performing placement optimization. Cost functions are developed for both global and detailed placement. On the global placement stage ready-made IP cores can be used as well. Experimental results on a set of ISCAS'85 and ISCAS'89 benchmarks demonstrate that the presented algorithm generates high-quality routable placement.

ВВЕДЕНИЕ

За последние десять лет реконфигурируемые системы на кристалле (РСнК) завоевали большую популярность в мире. Тремя основными составляющими РСнК являются процессор, память и программируемая логика (ПЛИС). Также РСнК может содержать различные макроблоки – например, умножители, блоки фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ), интерфейсы Low Voltage Differential Signaling (LVDS) и т. д.

Актуальной задачей является разработка отечественного средства автоматизированного проек-

тирования (САПР) интегральных схем в базисе ПЛИС или РСнК. Помимо непосредственного конфигурирования, наличие такого САПР также позволяет оптимизировать архитектуру и схемотехнику ПЛИС на этапе ее разработки. Данная задача решается многократным прототипированием и поиском оптимальных технических решений. Кроме этого, появляется возможность проектировать схемы не только в базисе микросхем ПЛИС или РСнК, но и в рамках встроенных конфигурируемых блоков в заказных и полузаказных схемах.

Современная система САПР позволяет при заданной архитектуре и схемотехнике программируемой части РСнК достигать наилучших результатов по заполняемости логических ячеек ПЛИС и характеристикам размещаемой логической схемы. Типовыми значениями по размещению стандартной цифровой схемы является заполняемость от 70% логических ячеек ПЛИС. Предложенный в данной работе подход приближает решение задачи к этому уровню.

В стандартном маршруте проектирования схем в базисе РСнК размещение элементов является одним из наиболее важных этапов. От результатов, полученных на этапе размещения, зависят успешность последующей трассировки межсоединений и основные характеристики спроектированной цифровой микросхемы. В то же время получение качественного размещения является довольно сложной задачей, так как современные РСнК имеют емкость порядка десятка тысяч конфигурируемых логических блоков (КЛБ).

Задача размещения на РСнК может быть сформулирована следующим образом. Пусть $G=(V, E)$ неориентированный граф, где V – множество вершин, соответствующее набору элементов проектируемой схемы; E – множество гиперребер, соответствующее набору соединений между элементами; и $A=(L, C, I)$ неориентированный граф, где L – множество вершин, соответствующее КЛБ в РСнК; C – множество вершин, соответствующее коммутационным элементам и I – множество ребер, соответствующее коммутационным шинам. Необходимо поставить в соответствие каждому элементу схемы $v \in V$ элемент из множества $l \in L$ с учетом особенностей и ограничений архитектуры РСнК.

Современные алгоритмы размещения можно разделить на три основные группы:

1. алгоритмы дихотомического размещения,
2. аналитические методы,
3. эвристические методы поиска минимума целевой функции.

В дихотомических алгоритмах область размещения и спроектированная цифровая схема последовательно разбиваются на части, после чего каждая подсхема назначается на соответствующую область размещения. При этом декомпозиция схемы выполняется так, чтобы минимизировать цену сечения, что приводит к уменьшению количества используемых трассировочных ресурсов. Дихотомические алгоритмы хорошо подходят для размещения на РСнК на основе иерархических программируемых логических интегральных схем (ПЛИС) с симметричной структурой межсоединений. К данному семей-

ству алгоритмов можно отнести алгоритм размещения на ПЛИС Altera Apex 20K [1], алгоритм ALTOR [2]. Главными недостатками данных алгоритмов является сложность учета нескольких разнородных критериев и низкая устойчивость результатов к небольшим изменениям на входе.

Алгоритмы, основанные на аналитическом решении задачи, стали применяться для размещения на РСнК совсем недавно. Задача размещения в данных алгоритмах представляется в аналитическом виде и решается с помощью численных методов. Решение задачи часто содержит наложения, поэтому данные алгоритмы обязательно содержат механизмы легализации полученного размещения. К данной группе алгоритмов можно отнести алгоритм StarPlace [3], алгоритмы RippleFPGA [4] и HeAP [5], предназначенные для размещения на гетерогенных ПЛИС.

В настоящее время наиболее популярными в среде академических и профессиональных САПР являются эвристические алгоритмы. К данной группе алгоритмов относятся алгоритм моделирования отжига [6], муравьиный алгоритм [7], генетический алгоритм [8]. Наибольшей популярностью в данный момент пользуются алгоритмы на основе метода моделирования отжига, который будет описан далее.

В данной работе представлен алгоритм оптимизации размещения на основе метода моделирования отжига. Данный метод был адаптирован для размещения цифровых схем в базисе РСнК «Алмаз-14». Тестирование разработанных алгоритмов осуществлялось на наборах тестовых схем ISCAS-85 [9], ISCAS-89 [10].

АРХИТЕКТУРНАЯ МОДЕЛЬ РСнК «АЛМАЗ-14»

РСнК «Алмаз-14» имеет стандартную островную архитектуру [11]. Помимо программируемой логики, РСнК «Алмаз-14» содержит также ячейки ввода-вывода и различные макроблоки: блоки памяти, умножители и блоки фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ).

РСнК содержит более 25 тысяч логических элементов (ЛЭ), объединенных в группы (ГЛЭ) по 256 ЛЭ (рис. 1). Каждый ЛЭ состоит из двух логических ячеек (ЛЯ), каждая из которых может реализовать логическую функцию до трех переменных или D-триггер. С помощью быстрых локальных шин ЛЭ может быть соединен с соседними ЛЭ по вертикали и горизонтали (рис. 2). Для соединения ЛЭ в разных группах между собой и подключения к ячейкам

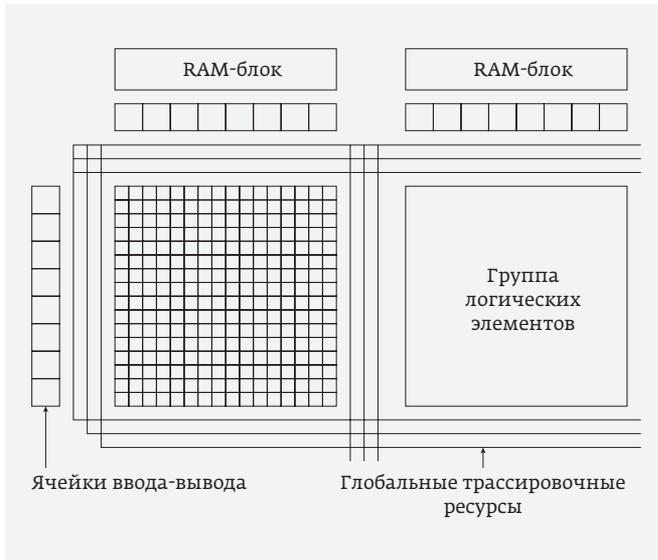


Рис. 1. Архитектура РСНК «Алмаз-14»

ввода-вывода и другим макроблокам в РСНК предусмотрены глобальные шины, которые проходят вертикально и горизонтально по всему кристаллу (рис. 1). Количество глобальных шин ограничено, поэтому на этапе размещения нужно стараться расположить элементы, связанные с ячейками ввода-вывода и макроблоками, как можно ближе к границам ГЛЭ, чтобы уменьшить вероятность трассировки локальных цепей через глобальные трассы. При этом то, на какой границе должен быть расположен элемент, зависит не только от типа внешнего блока, но и его расположения на кристалле. Так, если источником сигнала в цепи является макроблок памяти или ячейка ввода-вывода, расположенные в верхней части кристалла, то желательно, чтобы связанная с ними ГЛЭ располагалась в том же столбце, а ЛЭ внутри ГЛЭ должны быть притянуты к правому краю.

Из рис. 2 видно, что связи между ЛЭ имеют направленный характер, что также необходимо учитывать на этапе размещения ЛЭ для повышения трассируемости схем и минимизации используемых трассировочных ресурсов.

МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ ОТЖИГА

Метод моделирования отжига относится к семейству эвристических алгоритмов и предназначен для решения задач оптимизации. В методе используется упорядоченный случайный поиск, основанный на моделировании процесса кристаллизации вещества. Впервые алгоритм был описан в 1953 году Н. Метрополисом в работе [12]. В 1983 году С. Киркпатрик

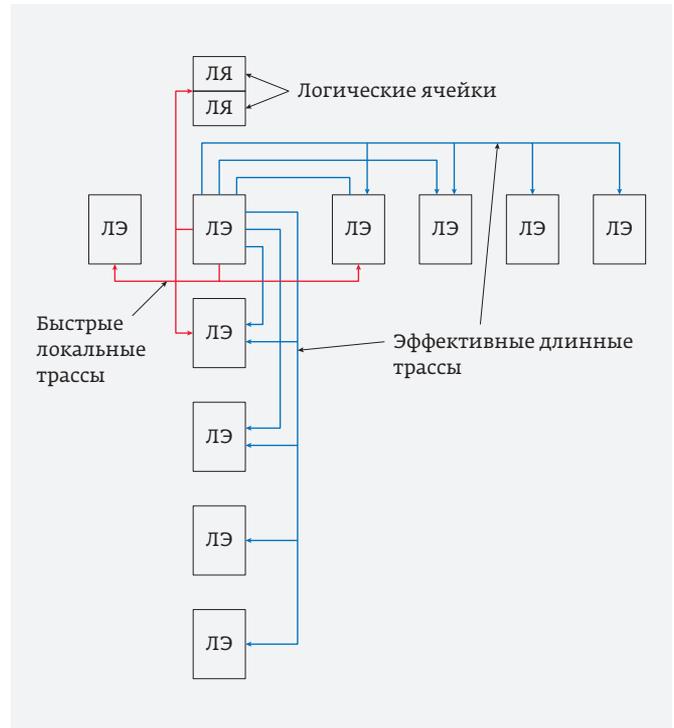


Рис. 2. Локальные трассировочные ресурсы

предложил использовать данный метод для решения задач оптимизации [13]. Для размещения элементов на ПЛИС алгоритм впервые применили Вогн Бетс и Джонатан Роуз [6], которые в 1997 году представили методологию и разработали программный комплекс VTR [14] для автоматического размещения и трассировки в ПЛИС. На рис. 3 приведен псевдокод алгоритма метода моделирования отжига.

Главная особенность метода моделирования отжига заключается в том, что при поиске глобального экстремума он с некоторой вероятностью принимает изменения, которые могут ухудшить значения целевой функции. Это позволяет избежать «застревания» алгоритма в локальных экстремумах.

```

P = Сгенерировать начальное размещение ();
T = Начальная температура ();
Пока Условие окончания процесса не выполнено
Пока Условие окончания внутреннего цикла не выполнено
    Pnew = Новое размещение путем перестановки ЛЭ (P)
    ΔCost = Cost (Pnew) - Cost (P)
    r = rand (0, 1)
    Если ΔCost < 0
        P = Pnew
    Иначе Если r < exp (-ΔCost / T)
        P = Pnew // принимаем новое размещение
    Т = Новое значение температуры (Т)
    
```

Рис. 3. Псевдокод алгоритма моделирования отжига

В данном методе можно выделить следующие основные параметры:

- начальное решение,
- целевую функцию,
- график охлаждения,
- начальное и конечное значения температуры.

В качестве начального размещения выступает размещение, полученное случайным образом или с помощью какого-либо другого алгоритма, например алгоритма аналитического размещения. От начального размещения зависит скорость сходимости к оптимальному решению.

В основе целевой функции в большинстве случаев лежит суммарная длина цепей, а также дополнительные компоненты, учитывающие, например, временные ограничения, перегруженность и другие особенности и ограничения архитектуры РСнК.

Начальная и конечная температура в большинстве случаев определяются экспериментально и часто зависят от качества начального размещения.

График понижения температуры в большинстве случаев имеет следующий вид:

$$T_{new} = \alpha \cdot T_{old}, \quad (1)$$

где α – некоторый динамически изменяемый коэффициент, T_{old} – старое значение температуры, T_{new} – новое значение температуры.

АДАПТАЦИЯ АЛГОРИТМА НА ДВУХ УРОВНЯХ ИЕРАРХИИ

В данной работе алгоритм моделирования отжига был адаптирован для решения задачи размещения на РСнК «Алмаз-14». Так как РСнК имеет островную архитектуру и содержит большое количество ЛЭ, сгруппированных в ГЛЭ, то процесс размещения разбит на два этапа. На первом этапе выполняется размещение на уровне ГЛЭ, на втором – внутри ГЛЭ.

Размещение на уровне ГЛЭ осуществляется после кластеризации схемы в группы с помощью алгоритма, описанного в работе [15]. После этапа декомпозиции выполняется генерация начального размещения ГЛЭ с помощью силового алгоритма. Данный алгоритм представляет связи между ГЛЭ в виде сил притяжения и старается «притянуть» взаимосвязанные элементы ближе друг к другу. Таким образом, достигается сокращение общей длины межсоединений и оптимизируется размещение элементов, что, в свою очередь, уменьшает задержки распространения сигналов между элементами и увеличивает рабочую частоту проектируемого устройства.

После этапа начального размещения выполняется оптимизация с помощью адаптированного алгоритма моделирования отжига.

Целевая функция рассчитывается следующим образом:

$$Cost = \sum_{l \in Labs} \left(\sum_{i \in Inputs} InpCost_{l,i} + \sum_{p \in Outputs} OutCost_{l,p} \right), \quad (2)$$

где $Cost$ – значение целевой функции, $Labs$ – список ГЛЭ; $Inputs$, $Outputs$ – списки входов и выходов l -ой ГЛЭ соответственно; $InpCost_{l,i}$ и $OutCost_{l,p}$ – «входная» и «выходная» составляющие целевой функции.

«Входная» составляющая имеет вид:

$$InpCost_{l,i} = 5 \cdot \alpha \cdot (|x_l - x_i| + |y_l - y_i|), \quad (3)$$

где (x_l, y_l) – координаты центра l -ой ГЛЭ, (x_i, y_i) – координаты источника сигнала i -го входа, α – коэффициент, равный 4, если среди терминалов цепи есть ячейка ввода-вывода или макроблок, и равный 1 во всех остальных случаях.

«Выходная» составляющая вычисляется следующим образом:

$$OutCost_{l,p} = \sum_{t \in p} 5 \cdot \beta \cdot (|x_l - x_t| + |y_l - y_t|), \quad (4)$$

где t – терминал p -ого выхода l -ой ГЛЭ, (x_t, y_t) – координаты блока, подключенного к t -ому терминалу, β – коэффициент, равный 3, если среди терминалов цепи есть макроблок или ячейка ввода-вывода, и равный 1 во всех остальных случаях.

Для вычисления начального и конечного значений температуры, количества итераций используются методы, описанные в работе [6].

График понижения температуры имеет вид (1), где параметр зависит от количества принятых перестановок [6] (табл. 1).

На каждой итерации алгоритма выполняется перестановка двух случайных ГЛЭ, после чего производится оценка значения целевой функции.

На данном этапе размещения имеется возможность загрузки и размещения на кристалле готовых IP-блоков, представленных в виде групп логических элементов.

Следующим после этапа размещения на уровне ГЛЭ идет этап размещения ЛЭ внутри ГЛЭ.

На первом этапе определяется порядок ГЛЭ, в которых будет выполняться размещение. Сортировка ГЛЭ выполняется таким образом, чтобы первыми размещались ГЛЭ, расположенные в верхних рядах. В пределах одного ряда ГЛЭ сортируются по возрастанию j -ой координаты, то есть слева направо.

Таблица 1. График охлаждения

Доля принятых перестановок, %	Значение параметра α
(96; 100]	0,5
(80; 96]	0,9
(15; 80]	0,95
[0; 15]	0,8

Когда порядок ГЛЭ определен, начинается этап начального размещения ЛЭ. На первом шаге ЛЭ сортируются по убыванию связности с макроблоками и ячейками ввода-вывода. Затем ЛЭ в соответствии с полученным порядком размещаются последовательно вдоль границы ГЛЭ, что приводит к тому, что элементы, не имеющие внешних соединений, находятся внутри ГЛЭ и не занимают глобальные трассы, количество которых ограничено.

После завершения этапа начального размещения выполняется оптимизация полученного размещения с помощью адаптированного алгоритма моделирования отжига.

Разработанная целевая функция имеет следующий вид:

$$Cost = \sum_{l \in LEs} Fine \cdot \left(\sum_{i \in Inputs} InpCost_{l,i} + \sum_{p \in Outputs} OutCost_{l,p} \right), \quad (5)$$

где $Cost$ – значение целевой функции, LEs – список ЛЭ; $Inputs$, $Outputs$ – списки входов и выходов l -ого ЛЭ соответственно; $InpCost_{l,i}$ и $OutCost_{l,p}$ – «входная» и «выходная» составляющие целевой функции; $Fine$ – штрафной коэффициент для ЛЭ, выход которых играет роль локального тактового сигнала. Если такой ЛЭ размещен не в нижнем ряду ГЛЭ, то его выход не может быть буферизован, что может привести в свою очередь к неработоспособности спроектированной цифровой схемы.

Значение «входной» составляющей целевой функции зависит от типа ячейки, которая является источником сигнала i -входа, и ее расположения. Если ячейка является макроблоком или ячейкой ввода-вывода и она расположена в верхней или нижней части кристалла, то «входная» составляющая имеет вид:

$$InpCost_{l,i} = k \cdot (|x_l - x_i|), \quad (6)$$

где k – штрафной коэффициент, равный $3,49578 \cdot \exp(0,103101 \cdot l[j] - 15)$, $l[j]$ – координата по j -ого

ЛЭ; x_l – координата по x ЛЭ, x_i – координата по x ячейки.

Если ячейка расположена в левой или правой части кристалла, то:

$$InpCost_{l,i} = s \cdot (|y_l - y_i|), \quad (7)$$

где s – штрафной коэффициент, равный $16,0779 \cdot \exp(-0,134615 \cdot l[i] - 15)$, где $l[i]$ – координата по i -ого ЛЭ; y_l – координата по y ЛЭ, y_i – координата по y ячейки.

Если ячейка – это ЛЭ, то в таком случае:

$$InpCost_{l,i} = 5 \cdot \gamma \cdot (|x_l - x_i| + |y_l - y_i|), \quad (8)$$

где $\gamma = 0,1 \cdot (|l[i] - d[i]| + |l[j] - d[j]|)$, если выполняется либо условие $l[i] = d[i]$ и $-4 \leq d[j] - l[j] \leq 1$, либо $l[j] = d[j]$ и $-1 \leq d[i] - l[i] \leq 4$, где $d[i]$, $d[j]$ – координаты ячейки; $\gamma = 1$, если $l[i] \leq d[i]$ и $l[j] \geq d[j]$; $\gamma = 2$ – во всех остальных случаях.

Как уже упоминалось ранее, в случае если ЛЭ связан с макроблоком или ячейкой ввода-вывода, его размещение внутри ГЛЭ сильно влияет на количество трассировочных ресурсов, которые будут использованы при трассировке. Для учета всех возможных случаев и используются штрафные коэффициенты k и s .

Коэффициент γ , в свою очередь, предназначен для учета направленности локальных межсоединений внутри ГЛЭ (рис. 2).

«Выходная» составляющая целевой функции имеет следующий вид:

$$OutCost_{l,p} = \sum_{t \in \text{тер}} a_t \cdot OutCostIO_t + (1 - a_t) \cdot OutCostLE_t, \quad (9)$$

где t – терминал p -ого выхода, a_t – коэффициент, равный 1, если терминал t принадлежит макроблоку или ячейке ввода-вывода, и равный 0 – если терминал принадлежит ЛЭ, $OutCostIO$ – значение целевой функции, если $a_t = 1$, $OutCostLe$ – если $a_t = 0$.

Значение $OutCostIO$ зависит от того, где находится ячейка, связанная с терминалом t . Если ячейка расположена в верхней или нижней части кристалла, то:

$$OutCostIO_t = r \cdot (|x_t - x_l|), \quad (10)$$

где r – штрафной коэффициент, равный $16,0779 \cdot \exp(-0,134615 \cdot l[j])$; x_l – координата по x ЛЭ, x_t – координата по x ячейки.

Когда ячейка расположена в правой или левой части кристалла, то:

Таблица 2. Результаты трассировки тестовых схем

Схема	Количество ЛЭ	Количество ГЛЭ	Количество неразведенных цепей	Длительность этапа размещения, мин
c499	184	2	0	32
c1355	174	2	0	24
c1908	172	2	0	25
c6288	1694	14	0	75
s1196	281	3	0	26
s1238	282	3	0	24
s510	135	2	0	50
s832	161	2	0	15
s838	175	2	0	9
s953	224	2	0	38

$$OutCostIO_t = q(|y_t - y_i|), \quad (11)$$

где q – штрафной коэффициент, равный $3,49578 \cdot \exp(0,103101 \cdot l[i])$, y_t – координата по ячейке.

Если ячейка является обычным ЛЭ, то

$$OutCostLE_t = 5 \cdot \vartheta \cdot (|x_t - x_i| + |y_t - y_i|), \quad (12)$$

где ϑ – коэффициент, который зависит от относительного расположения l -го ЛЭ и связанной с ней ячейки.

Если в ЛЭ используются две ЛЯ, то в случае, когда $l[j] = d[j]$ и $-1 \leq d[j] - l[j] \leq 4$, $\vartheta = 5 \cdot \gamma$. Если источником сигнала выходной цепи является вторая ЛЯ в ЛЭ, то при $l[i] = d[i]$ и $-4 \leq d[j] - l[j] \leq 1$, $\vartheta = 5 \cdot \gamma$. Во всех остальных случаях ϑ рассчитывается также как и коэффициент γ .

Начальная и конечная температуры, количество итераций на каждом шаге и график понижения температуры не отличаются от реализации алгоритма для ГЛЭ, описанного ранее.

На каждой итерации разработанного алгоритма выполняется перестановка двух случайных ЛЭ. При этом область перестановки в зависимости от ЛЭ может различаться. Например, ЛЭ, выход которых является локальным тактовым сигналом, могут перемещаться только в пределах нижней строки ГЛЭ, а ЛЭ, связанные с ячейками ввода-вывода или макроблоками, перемещаются только вдоль краев ГЛЭ.

Разработанные алгоритмы тестировались в базе РСнК «Алмаз-14» на наборах тестовых схем ISCAS-85, ISCAS-89. Трассировка полученного размещения выполнялась модифицированным алгоритмом PathFinder [16]. Как видно из табл. 2 разработанные алгоритмы позволяют успешно реализовывать проекты в базе РСнК.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлен адаптированный алгоритм оптимизации размещения сложных схем на основе метода моделирования отжига при проектировании в базе РСнК «Алмаз-14». Алгоритм был реализован в САПР и протестирован на наборе тестовых схем ISCAS-85, ISCAS-89. Было показано, что разработанный иерархический алгоритм с модифицированной целевой функцией позволяет реализовывать работоспособные трассируемые цифровые схемы в базе РСнК «Алмаз-14».

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Hutton M., Adibsamii K., Leaver A.** Adaptive delay estimation for partitioning driven PLD placement // IEEE Transactions on VLSI 11(1). 2003. 60 p.
2. **Rose J., Snelgrove W., Vranesic Z.** ALTOR: An automatic standard cell layout program. –

- Proceedings of the Canadian Conference on VLSI. 1985. 169 p.
3. **Xu M., Grewal G., Areibi S.**, StarPlace: A new analytic method for FPGA placement // Integration, the VLSI Journal. June 2011. Vol. 44. Is. 3. 192 p.
 4. **Chak-Wa Pui, Gengjie Chen.** RippleFPGA: A routability-driven placement for large-scale heterogeneous FPGAs // 2016 IEEE/ACM International Conference on Computer-Aided Design. 2016.
 5. **Gort M., Anderson J.H.** Analytical placement for heterogeneous FPGAs // 22nd International Conference on Field Programmable Logic and Applications (FPL). 2012. 143 p.
 6. **Betz V., Rose J.** VPR: A new packing, placement and routing tool for FPGA research // Proceedings of the Seventh International Workshop on Field-Programmable Logic and Applications. Springer-Verlag. 1997. 213 p.
 7. **Danassis P., Siozios K., Soudris D.** ANT3D: Simultaneous Partitioning and Placement for 3-D FPGAs based on Ant Colony Optimization // IEEE Embedded Systems Letters. 2016. Vol. 8. Is. 2. 41 p.
 8. **Rabozzi M., Durelli G.C.** Floorplanning Automation for Partial-Reconfigurable FPGAs via Feasible Placements Generation // IEEE Transactions on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems. 2017. Vol. 25. Is. 1. 151 p.
 9. **Bryan D.** The ISCAS '85 Benchmark Circuits and Netlist Format. North Carolina State University. 1985.
 10. **Brglez F., Bryan D. and Kozminski K.** Notes on the ISCAS '89 Benchmark Circuits. North Carolina State University. 1989.
 11. **Hauck S., DeHon A.** Reconfigurable computing: the theory and practice of FPGA-based computation. San Francisco, CA, USA: Morgan Kauffman Publishers Inc. 2007. 944 p.
 12. **Metropolis N., Rosenbluth A.W., Rosenbluth M.N., Teller A.H. and Teller E.** Equation of State Calculations by Fast Computer Machines // J. Chemical Physics. June. 1953. Vol. 21. No. 6. 1087 p.
 13. **Kirkpatrick S., Gelatt Jr. C.D. and Vecchi M.P.** Optimization by Simulated Annealing // Science. May 1983. Vol. 220. 671 p.
 14. Verilog to Routing. URL: <https://verilogtorouting.org/>
 15. **Gavrilov S., Zheleznikov D., Khvatov V. and Chochaev R.** Clustering optimization based on simulated annealing algorithm for reconfigurable systems-on-chip // 2018 IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (ElConRus), Moscow. 2018. PP. 1492–1495.
 16. **Гаврилов С.В., Железников Д.А., Хватов В.М.** Решение задач трассировки межсоединений с ресинтезом для реконфигурируемых систем на кристалле // Изв. вузов. Электроника. 2017. Т. 22. № 3. С. 266–275.

РАСЧЕТ ДОБРОТНОСТИ МЭМС-РЕЗОНАТОРА С УЧЕТОМ ВЯЗКОГО ДЕМПФИРОВАНИЯ ПРИ ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ ОПТИМИЗАЦИИ ЕГО КОНСТРУКЦИИ

► Е. И. Волкова¹, Д. В. Гусейнов¹, С. А. Попков², А. В. Сафонов²

¹ННГУ им. Н. И. Лобачевского

²Филиал ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» «НИИИС им. Ю. Е. Седакова»

Рассмотрена задача термоупругого и газодинамического демпфирования на примере резонатора МЭМС-датчика. Приводятся результаты моделирования в условиях изменяющегося давления остаточных газов с учетом основных механизмов диссипации энергии. С целью варьирования чувствительности резонатора к газодинамическому демпфированию в конструкцию вводят концентраторы механических напряжений. На примере резонатора, имеющего топологические модификации, решается задача по оптимизации его исходной конструкции. Рассмотрена эффективность введения концентраторов.

CALCULATION OF MEMS-RESONATOR Q-FACTOR TAKING INTO ACCOUNT VISCOUS DAMPING IN THE TOPOLOGICAL OPTIMIZATION OF ITS DESIGN

C. I. Volkova¹, D. V. Guseinov¹, S. A. Popkov², A. V. Safonov²

¹UNN

²Branch of FSUE «RFNC-VNIIEF» «NIIS named after Yu. Ye. Sedakov»

The problem of thermoelastic and gas-dynamic damping is considered on the example of a MEMS-sensor resonator. The results of modeling under conditions of variable pressure of residual gases taking into account the basic mechanisms of energy dissipation are given. In order to vary the sensitivity of the resonator to gas-dynamic damping, mechanical stress concentrators are introduced into the structure. On the example of a resonator having topological modifications, the optimization problem of its initial design is solved. The efficiency of local injection of mechanical stress concentrators is considered.

ВВЕДЕНИЕ

Микроэлектромеханические датчики резонансного принципа действия на сегодняшний день получили широкое распространение в таких областях как машиностроение, гражданская продукция, аэрокосмическая отрасль, робототехника и в ряде других направлений, где востребованы инерциальные системы [1]. Повышенное внимание со стороны инженеров-разработчиков к резонансным чувствительным элементам (далее ЧЭ) проявилось благодаря целому набору преимуществ относительно устройств того же рода, но рабо-

тающих на другом физическом принципе действия. Так, например, микроакселерометр резонансного типа имеет широкий динамический диапазон чувствительности и лучшую стабильность по сравнению с датчиками прямого преобразования ускорения.

Повсеместная востребованность высокоточных приборов приводит к использованию в основе работы микроэлектромеханических систем (далее МЭМС) все более «тонких» физических законов. При таких условиях становится критичным учет различных механизмов диссипации энергии.

Согласно [2], механизмы демпфирования в ЧЭ МЭМС-прибора оказывают наиболее сильное влияние на его функциональные характеристики, вследствие протекания различных процессов диссипации энергии колеблющейся или подвижной части ЧЭ. Наряду с потерями, вызванными акустическими колебаниями, геометрическими особенностями подвижных и неподвижных частей ЧЭ, структурными свойствами материала, можно выделить наиболее значимые потери, вызванные вязким демпфированием среды (вязким трением остаточных газов). Поэтому у таких приборов, как микроакселерометр или микрогироскоп и у ряда других датчиков на базе технологии микросистемной техники (далее МСТ), ЧЭ в активной зоне располагают в области вакуума высокого уровня, чтобы контакт ЧЭ с остаточной средой был минимален, и значение вакуума, как и выходные характеристики, оставались бы постоянными.

Однако в ряде случаев в процессе разработки ЧЭ решается задача по учету и использованию демпфирующего воздействия вязкого трения с газом. При этом, разработчики МЭМС-приборов сталкиваются с условиями, когда в конструкцию ЧЭ необходимо внести геометрические изменения в ограниченных пределах, чтобы варьировать его чувствительность к газодинамическому демпфированию. С такой же целью в статье рассматривается модель резонатора, в которой для изменения его чувствительности к остаточным газам вводят дополнительные концентраторы механических напряжений, форма и размеры которых подбирается на основе решения оптимизационной задачи. Таким образом, в работе применен комплексный подход по решению мультифизической задачи, объединяющей в себе различные направления, такие как газодинамика, колебания и механика.

Механизмы диссипации и их вклад в добротность колебательной системы

Известно, что при проектировании высокоточных датчиков резонатор, входящий в конструкцию ЧЭ, должен обладать высокой добротностью [3]. Многие внешние и внутренние механизмы диссипации энергии влияют на добротность колебательной системы. Поэтому в разрабатываемом приборе различные механизмы демпфирования не должны привносить существенный вклад в его работу. Согласно [4], внутренние потери энергии в монокристаллических материалах, как, например, в кремнии очень малы и их вклад в общее демпфирование незначителен по сравнению с внешними потерями.

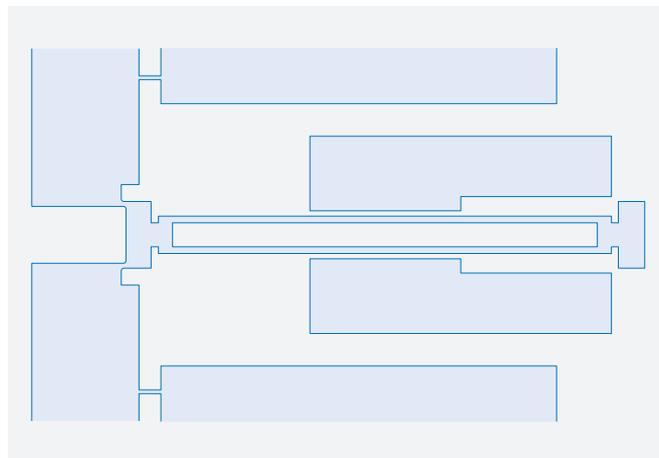


Рис. 1. Фрагмент конструкции ЧЭ микроинклинометра [1]

Доминирующий механизм внутренних потерь энергии – это термоупругое демпфирование (thermal elastic damping – TED). Оно становится значительным при уменьшении размеров устройства. С физической точки зрения, термоупругое демпфирование является следствием необратимого потока тепла, вызванного сжатием и расширением разных областей колеблющейся структуры [5].

Основные внешние механизмы диссипации – это потери, обусловленные закреплением конструкции ЧЭ, потери в окружающей среде разреженного газа и потери, вызванные акустическими колебаниями. Потери, связанные с закреплением отдельных элементов конструкции, называют также анкерными потерями. Их можно минимизировать при проектировании путем создания симметричного резонатора, чтобы в процессе колебаний наблюдался баланс системы, т. е. отсутствие перемещения центра масс. Решением проблемы анкерных потерь является выбор подходящей конструкции резонатора и способа закрепления, например, конструкция типа камертона (double ending tuning fork – DETf) с заделкой на обоих концах (рис. 1).

Акустические потери возникают вследствие распространения звуковых волн, генерируемых движением механического элемента. Данный механизм может иметь значительное влияние, если длина акустических волн сравнима или меньше, чем характерный размер механического элемента. В свою очередь, вязкое демпфирование связано с малыми зазорами между подвижными и неподвижными узлами [6]. Среди всех механизмов вязкое демпфирование самый значительный источник энергетических потерь в МЭМС. На сегодняшний день

выполнено достаточное количество работ [7–10], где на примере микроконденсатора с плоскими параллельными пластинами, одна из которых закреплена, а другая подвижна, рассмотрен эффект демпфирования в тонких газовых пленках «squeeze-film damping» (далее SQFD).

Формализовать вышеизложенное возможно путем использования понятия добротности колебательной системы [4]. Суммарный вклад от каждого из механизмов диссипации энергии в таком случае можно выразить как:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2} + \dots = \sum_j \frac{1}{Q_j},$$

где Q_j – добротность, которая определяет один из диссипационных механизмов системы.

Дальнейшее исследование было направлено на рассмотрение резонатора и его демпфирование в разреженной среде остаточного газа и эффективное использование концентраторов механических напряжений (далее концентраторов напряжений) как механизма подстройки колебательной системы к требуемым выходным параметрам в условиях динамического изменения давления в рабочем объеме резонатора ЧЭ МЭМС-датчика. В качестве оценочного параметра математической модели будет выступать добротность резонатора, экспериментальные значения которой сопоставляются со значениями, полученными на основе расчета.

Модель резонатора и форма концентраторов механических напряжений

Устоявшаяся форма резонатора камертонного типа представляет собой следующую конструкцию (рис. 2а):

Основная часть камертона – это две параллельные струны, закрепленные по обеим сторонам, жесткость которых постоянна на всей длине. Однако в зависимости от поставленной задачи форма сечения может варьироваться, что осуществимо путем изменения, как высоты, так и ширины струн. Далее концы струн с одной стороны посредством перемычки закрепляются на несущей пластине, а два других закрепляются через перемычку, но уже на чувствительной массе инерционной системы. Таким образом, схематически суммарную жесткость такой конструкции можно расписать через систему последовательных и параллельных пружин (рис. 2б), жесткость которых будет варьироваться через введенные концентраторы напряжений.

Для простоты исследования системы концентраторов напряжений представляются в виде «вырезаемых» цилиндрических поверхностей с изменя-

емым радиусом и постоянные по высоте, что отражено поэлементно на рис. 3.

Расчет добротности резонатора камертонного типа при введении в его конструкцию концентраторов механических напряжений

Взятый за основу прототип резонатора [11] обладал постоянным сечением струн по всей длине, и первоначальная работа по исследованию ввелась в области заделки (рис. 3а). Поэтому первым шагом было проведение численного моделирования работы резонатора, а именно нахождение его добротности (рис. 4) в условиях изменения давления без концентраторов напряжений (рис. 5а), с учетом эффектов термоупругого демпфирования и демпфирования в тонких газовых пленках.

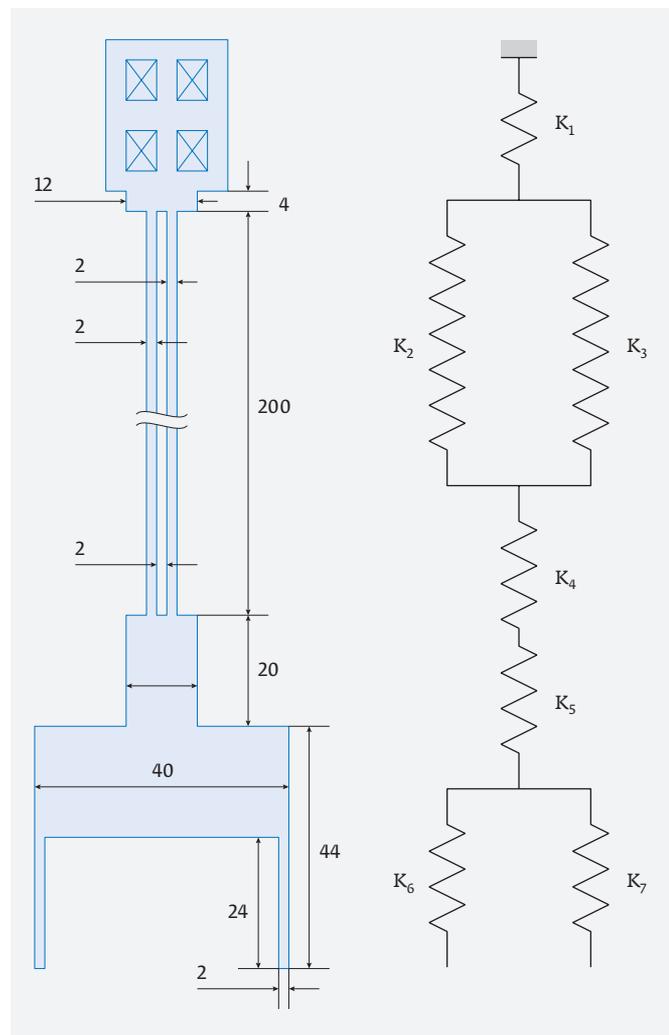


Рис. 2. Конструкция резонатора ЧЭ (а) [11] и его схематическое построение посредством пружин разной жесткости (б)

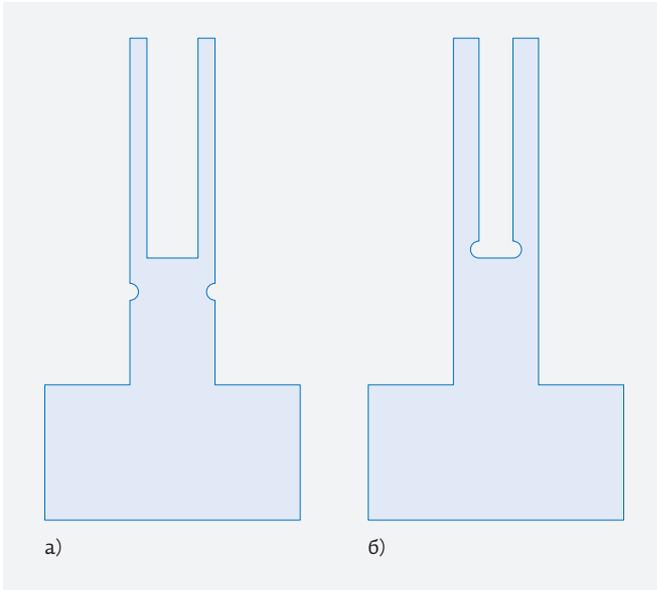


Рис. 3. Область расположения концентраторов напряжений на резонаторе камертонного типа; а – область перемычки резонатора [12] и б – область заделки струн [13]

Далее расчет добротности DETF производился уже при введенных в его конструкцию концентраторах (рис. 5б) с радиусом округности от 0 до 4 мкм.

Исходя из приведенных зависимостей, можно сделать вывод, что размещение концентраторов в области перемычек (рис. 3а) малоэффективно для варьирования добротности резонатора при разном

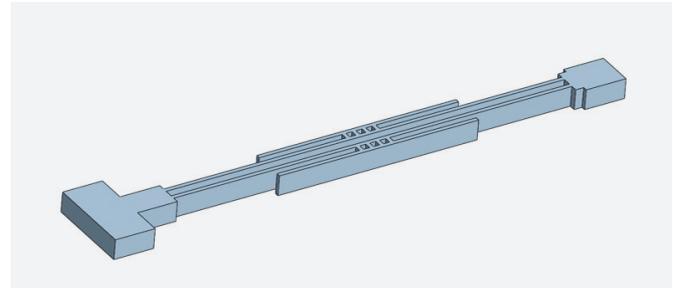


Рис. 4. Объемная модель резонатора

давлению остаточных газов, поскольку изменяются только жесткости «пружин» K_1 и K_4 (рис. 2б). Поэтому было предложено использование концентраторов напряжений, размещенных одновременно в области заделки струн и в области перемычек (рис. 6).

Из-за сравнительно малой ширины струн резонатора – 2 мкм была проведена их модификация, заключающаяся в том, что в области заделки ширина струны линейно увеличивалась до 4 мкм, начиная от плоскости симметрии резонатора, расположенной перпендикулярно его длине [14]. Радиус цилиндрических поверхностей, ввиду конечной толщины струн резонатора, выбирался в диапазоне от 0 до 3,5 мкм. Таким образом, используемые концентраторы напряжений в области перемычек и на самих струнах были одинаковыми.

Результаты таких модификаций отражены на следующем графике (рис. 7), где представлена функция собственной частоты резонатора от радиуса

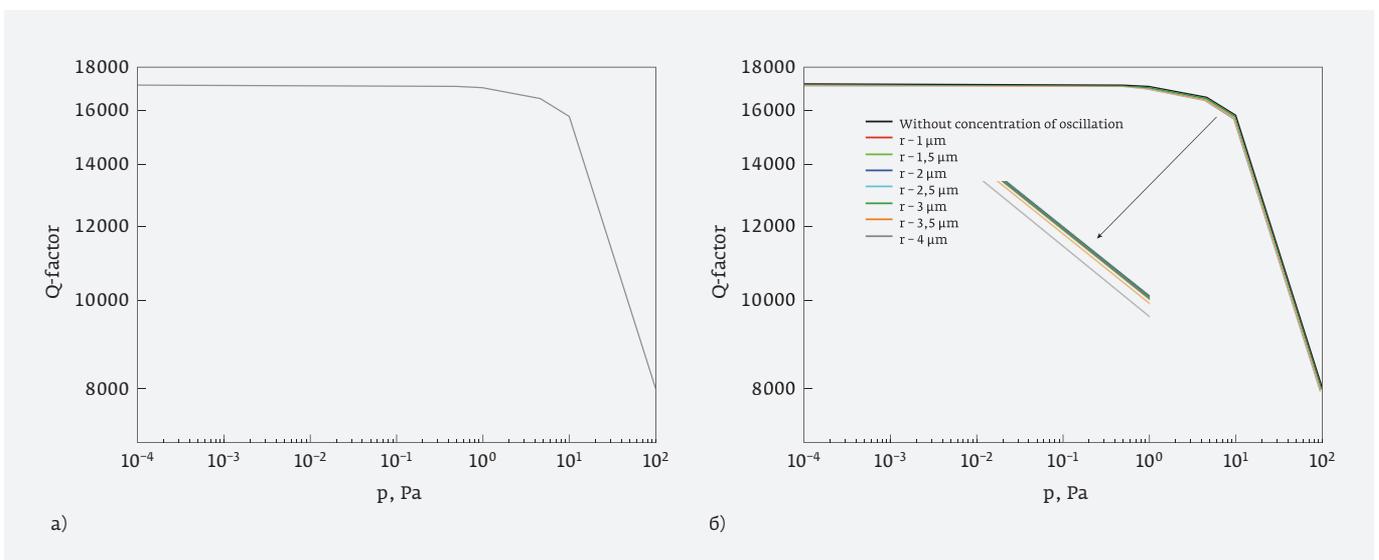


Рис. 5. Добротность DETF резонатора в зависимости от давления: а – без учета концентраторов напряжений, б – с учетом концентраторов напряжений со значением от радиуса 1–4 мкм

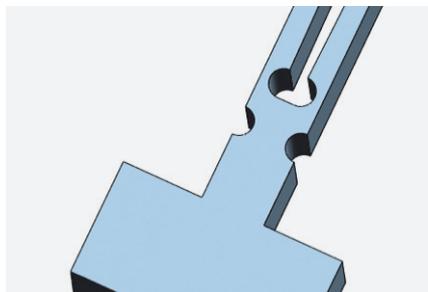


Рис. 6. Область размещения концентраторов напряжений в DETF

концентраторов напряжений. Ниже на рис. 8 приводится расчет добротности модифицированного DETF резонатора в зависимости от давления остаточных газов.

Точность проведенных расчетов по нахождению добротности резонатора в пакете Comsol Multiphysics с учетом эффектов термоупругого демпфирования и демпфирования в тонких газовых пленках верифицировалась на основе экспериментальных данных из [2], полученных при исследовании конструкции плоского резонатора.

Далее было найдено решение оптимизационной задачи по подбору линейных параметров резонатора (варьированию подвергалась только длина резонатора), который бы соответствовал резонатору с введенными в его конструкцию концентраторами механических напряжений с целью проверки эффективности введения топологических изменений в конструкцию резонатора ЧЭ (рис. 9).

Результаты проведенного расчета показывают, что частота резонатора, имеющего концентраторы напряжений со значением радиуса 3.5 мкм, соот-

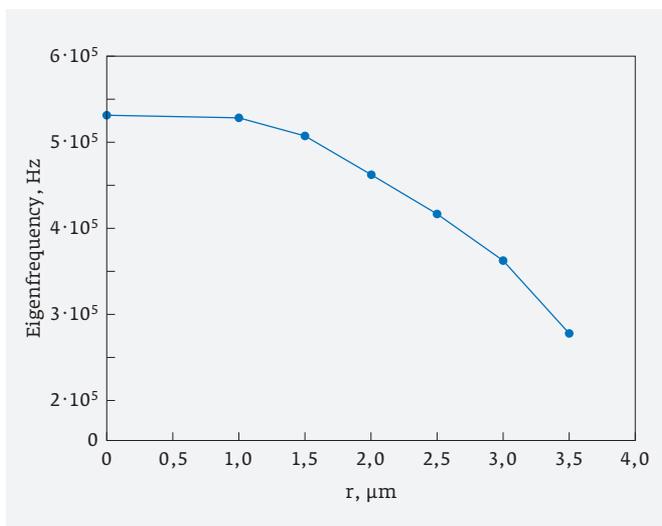


Рис. 7. Зависимость собственной частоты резонатора от радиуса концентраторов напряжений

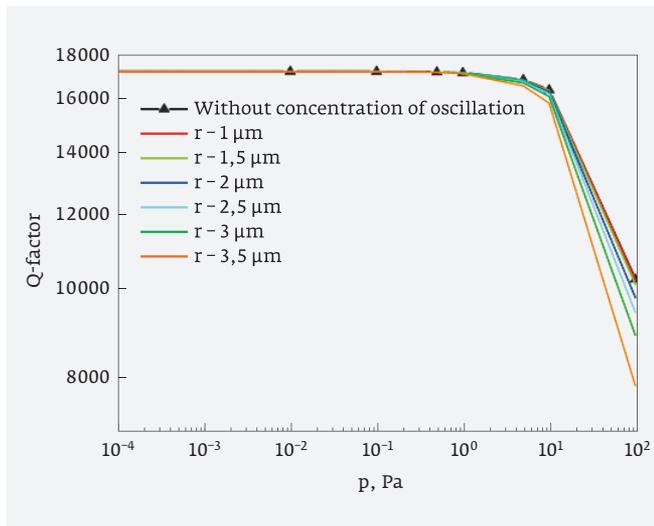


Рис. 8. Зависимость добротности DETF резонатора от давления с учетом концентраторов напряжений

ветствует резонатору, длина которого увеличена на 20%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе было рассмотрено демпфирующее воздействие с учетом основных механизмов диссипации энергии, таких как термоупругое демпфирование и газодинамическое демпфирование в тонких пленках остаточных газов, на примере резонатора ЧЭ микроакселерометра с использова-

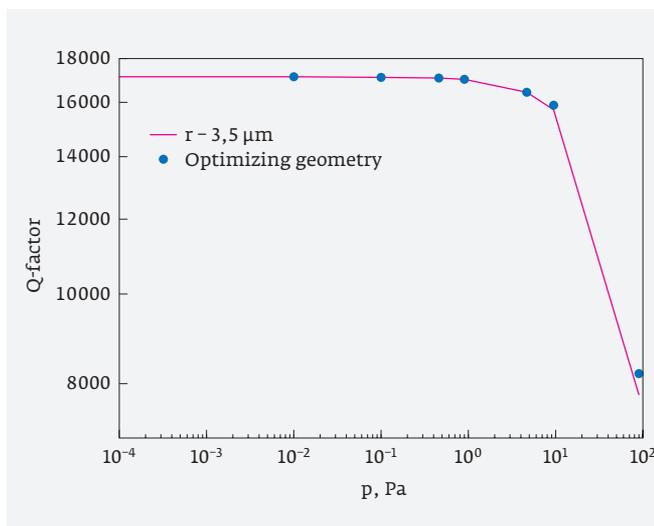


Рис. 9. Зависимость добротности DETF резонатора от давления; сплошная линия – зависимость с учетом концентраторов напряжений, точки на графике – результат решения оптимизационной задачи

нием понятия добротности системы. В ходе примененного авторами комплексного подхода по разрешению ряда технических аспектов была предложена идея использования концентраторов механических напряжений, как способа варьирования чувствительности резонатора к газодинамическому демпфированию и собственных частот. Таким образом, рассматривается эффективный инструмент для разработчиков, позволяющий варьировать чувствительность резонатора к газодинамическому демпфированию, и механизм прецизионной подгонки частоты резонатора без изменения его линейных параметров. Варьирование геометрической формы самих концентраторов механических напряжений является отдельной задачей, открывающей обширное поле для исследований других важных узлов конструкции ЧЭ МЭМС-датчика.



ЛИТЕРАТУРА

1. **Ding H., Le X., Ma Y., Xie J.** A biaxial resonant tilt sensor with two-stage microleverage mechanisms // *Transducers*. 2017. P. 1014-1016.
2. **Nayfeh A.H., Younis M.I.** A new approach to the modeling and simulation of flexible microstructures under the effect of squeeze-film damping // *Micromechanics and Microengineering*. 2004. Vol. 14. P. 170-181.
3. **Hahtela O., Chekurov N., Tittonen I.** Non-tilting out-of-plane mode high-Q mechanical silicon oscillator // *Micromechanics and microengineering*. 2005. No. 15. P. 1848-1853.
4. **Younis M.I.** MEMS linear and nonlinear statics and dynamics. - NY., Springer, 2011, - 453p.
5. **Lifshitz R., Roukes M.L.** Thermoelastic damping in micro- and nanomechanical systems // *Physical Review B*. 2000. Vol. 61. P. 5600-5609.
6. **Вавилов В.Д., Тимошенко С.П., Тимошенко А.С.** Микросистемные датчики физических величин: монография в двух частях. М.: Техносфера, 2018. 550 с.
7. **Zhang C., Xu G., Jiang Q.** Characterization of the squeeze film damping effect on the quality factor of a microbeam resonator // *Micromechanics and microengineering*. 2004. No. 14. P. 1302-1306
8. **Ouakad H.M., Younis M.I.** The dynamic behavior of MEMS arch resonators actuated electrically // *International Journal of Non-Linear Mechanics*. 2010. Vol. 45. P. 704-713.
9. **Juillard J., Arndt G., Colinet E.** Modeling of micromachined beams subject to nonlinear restoring or damping forces // *J. of microelectromechanical systems*. 2011. Vol. 20. No. 1. P. 165-177.
10. **Ouakad H.M., Al-Qahtani H.M., Hawwa M.A.** Influence of squeeze-film damping on the dynamic behavior of a curved micro-beam // *Advances in mechanical engineering*. 2016. Vol. 8(6). P. 1-8.
11. **Su S. X.-P., Yang H.S.** Analytical modeling and FEM simulations of single-stage microleverage mechanism // *Mechanical sciences*. 2002. Vol. 44. P. 2217-2238.
12. **Johnson T.H., Wyatt M.R.** Load cell // U. S. Patent № 5,391,844. Feb. 21, 1995.
13. **Kato Y., Ohuye H.** Mechanical oscillator // U. S. Patent № 3,697,789. Oct. 10, 1972.
14. **Force measurement element** // Munz M. et al. // U. S. Patent Application Publication № US2007/0107531 A1. May 17, 2007.

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС MaskFlow ДЛЯ АВТОМАТИЗАЦИИ ПРОЦЕССА ПОДГОТОВКИ УПРАВЛЯЮЩЕЙ ИНФОРМАЦИИ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ФОТОШАБЛОНОВ

► В. В. Иванов, К. А. Медведев, О. А. Тельминов
АО «НИИМЭ»

В работе проанализирован существующий в АО «НИИМЭ» маршрут подготовки управляющей информации, выявлены его ключевые недостатки. Предложен модернизированный маршрут, включающий альтернативный подход к обеспечению целостности данных и оптимизированный алгоритм сборки фотошаблонов. Для имплементации модернизированного маршрута разработан программный комплекс, внедрение которого позволило существенно увеличить ошибкоустойчивость процесса подготовки управляющей информации и в несколько раз сократить временные затраты на его выполнение.

A SOFTWARE PACKAGE MaskFlow FOR AUTOMATING THE PROCESS OF CONTROL INFORMATION PREPARATION FOR PHOTOMASKS MANUFACTURING

V.V. Ivanov, K.A. Medvedev, O.A. Telminov

MERI SC

The paper describes the control information preparation flow existing at MERI SC and reveals its key shortcomings. A modernized flow is proposed, including an alternative approach to data integrity ensuring and an optimized algorithm for photo masks composition. A software package for the modernized flow execution is developed and deployed at NIIME JSC. The implementation results show significant improvements of the robustness of control information preparation process and distinguish time expenditures decreasing.

При переходе к микро- и нанометровому технологическим уровням изготовления электронной компонентной базы фотошаблоны становятся одной из самых критичных и дорогостоящих составляющих литографического цикла, поскольку стоимость оборудования для их изготовления и контроля может превышать стоимость соответствующих сканеров. Таким образом, задача обеспечения соответствующего качества выполнения всех этапов проектирования и производства фотошаблонов все более актуальна в наши дни.

МАРШРУТ ПОДГОТОВКИ УПРАВЛЯЮЩЕЙ ИНФОРМАЦИИ Описание действующего маршрута

В типовом маршруте изготовления микросхем [1] (рис. 1) большое внимание следует уделить изготовлению фотошаблонов (ФШ), особенно в подготовке управляющей информации (УИ), поскольку это достаточно трудоемкий процесс и ошибки, допущенные на этом этапе, зачастую сложно отследить до полного завершения цикла изготовления комплекта ФШ.

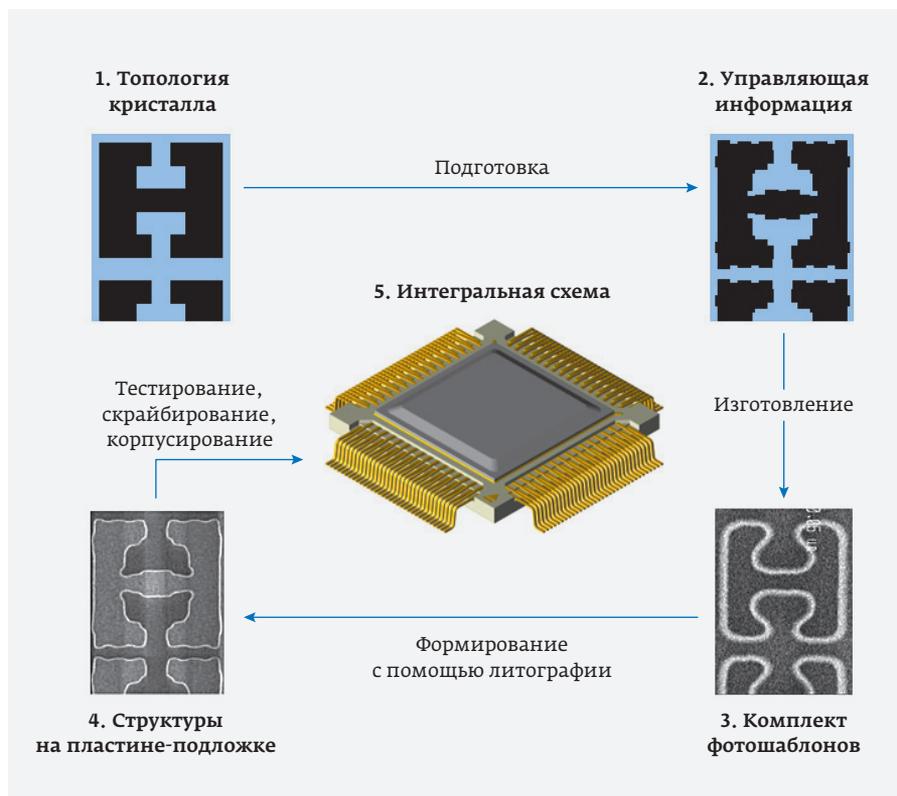


Рис. 1. Производство ИС: от проектирования топологии до изделия в корпусе

С момента начала освоения технологии 180 нм в нашей организации сформировался следующий маршрут подготовки УИ (рис. 2) [2].

Разработчик на своей рабочей станции создает рабочий каталог, затем размещает в нем файлы проекта.

Далее формируется файл-задание с описанием характеристик ФШ и параметров маршрута подготовки УИ. С этого момента начинается формирование элементов кадра изображения.

После получения полного комплекта загруженных и проверенных на этапе входного контроля слоев топологии кристалла формируется и согласуется эскиз – схема размещения кристаллов в кадре изображения.

На следующем этапе формируются топологические слои кристаллов в кадре изображения.

Параллельно осуществляется формирование топологических слоев для рамки кадра изображения, которые не зависят от кристаллов.

При готовности топологических слоев рамки кадра изображения и кристаллов начинается формирование топологических слоев структуры-заполнителя.

Далее топологические слои переводятся в масочные – итоговые для изготовления ФШ. Затем производится их выходной контроль и шифрование.

Параллельно подготавливается директивный комплект документов и, по готовности, он вместе с зашифрованными масочными слоями архивируется.

В результате анализа действующего маршрута подготовки УИ и исследования статистических данных [3], связанных с его применением, выявлен ряд недостатков. Во-первых, это достаточно низкий уровень автоматизации маршрута (порядка 45%), в результате чего более 70% всех ошибок, возникающих при проектировании ФШ, составляют ошибки, вызванные влиянием человеческого фактора. Во-вторых, вследствие несовершенства алгоритмов передачи входных данных [4] и необходимости разного рода согласований, на отдельных этапах могут возникать существенные временные задержки.

В-третьих, учитывая, что все промежуточные результаты работы хранятся на рабочих станциях разработчиков, существует проблема синхронизации, проверки актуальности и передачи данных между участниками процесса.

Структурирование и обеспечение целостности данных на этапах маршрута

Для определения проблем надежности хранения и передачи результатов выполнения ключевых этапов рассмотрим наиболее часто встречающийся вариант подготовки УИ для комплекта ФШ типа MPW (Multi Project Wafer). Количество заказчиков в одном MPW может достигать нескольких десятков. Как правило, 70% заказчиков передают окончательный вариант топологии со второго-третьего раза из-за проблем на входном контроле или при согласовании эскиза с главным конструктором. При этом продолжение работы невозможно до тех пор, пока не будет передан весь комплект топологий проектов, участвующих в запуске MPW. Аналогичная проблема возникает при хранении и передаче про-

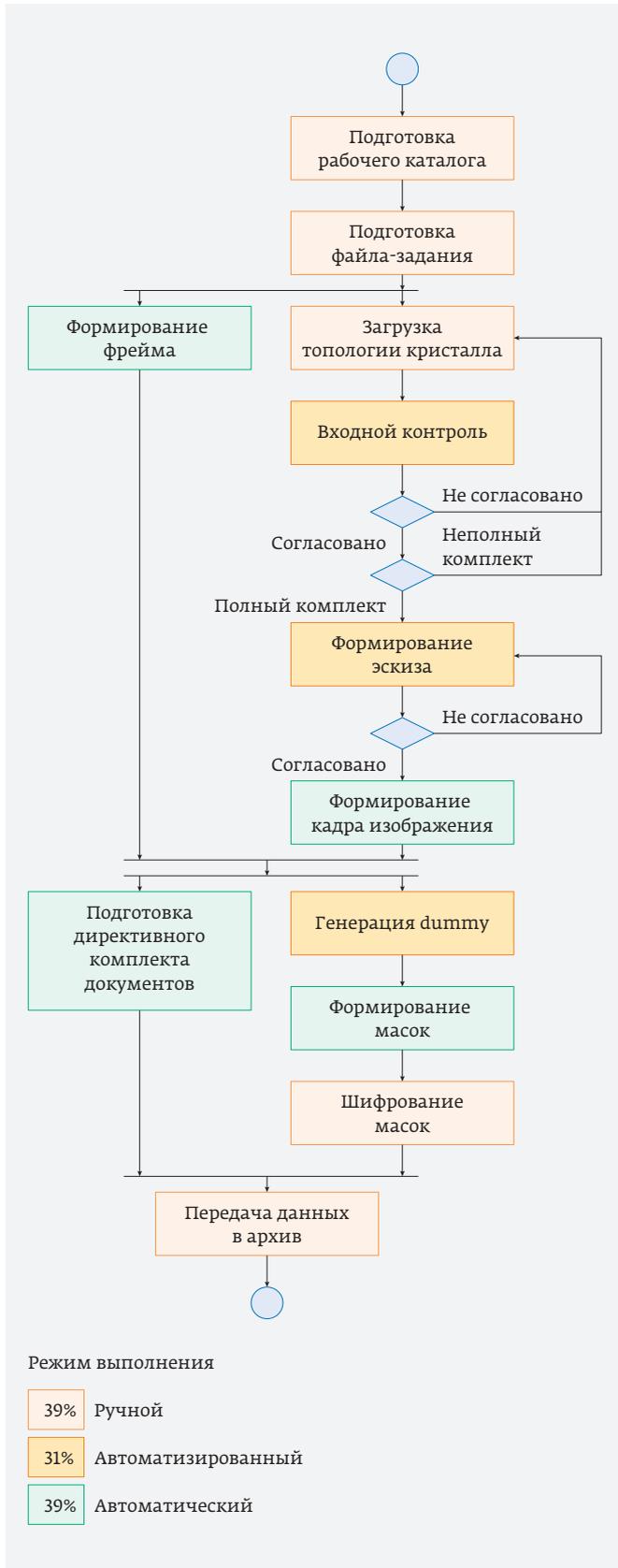


Рис. 2. Существующий маршрут подготовки УИ

межуточных результатов работы. Отправка данных в электронный архив осуществляется лишь после завершения подготовки УИ, в то же время процесс целиком может занимать от нескольких дней до нескольких месяцев. Разработчик в некоторых случаях не может выполнить работу до конца, например, по причине отпуска, болезни, увольнения и т.д. При этом у разработчика, продолжающего подготовку УИ, могут возникнуть сложности с поиском результатов уже проделанной работы, определением стадии, на которой эта работа была прервана, наконец, информация может быть вообще утрачена.

Решение обеих проблем можно унифицировать при помощи жесткой системы каталогизации и автоматизации хранения информации [5]. Для этого было расширено взаимодействие с электронным архивом (репозиторием SVN) (рис. 3).

В маршрут был внедрен этап синхронизации с SVN, который выполняется в начале любой итерации подготовки управляющей информации. На этой стадии происходит двусторонний обмен данными с архивом. В начале работы в репозитории SVN создается дерево каталогов для хранения разрабатываемой информации, содержимое которого синхронизируется с каталогом (рабочей копией) на рабочей станции разработчика УИ. На последующих итерациях этап выполняет функцию контроля актуальности данных в рабочей копии разработчика. При наличии более свежих версий файлов в репозитории, выполняется обновление информации в рабочей копии. Такой подход позволяет избе-

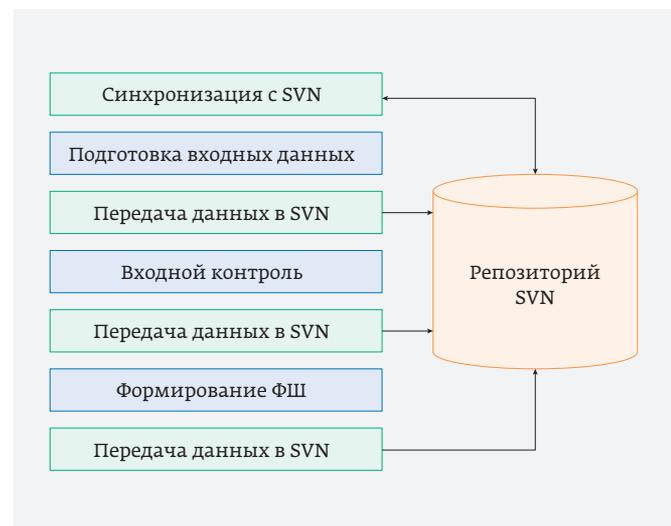


Рис. 3. Добавление этапа «передача данных в SVN» в маршрут подготовки УИ

жать сложностей при совместном проектировании фотошаблонов, когда отдельные этапы маршрута выполняются разными разработчиками.

Кроме того, были выявлены группы операций, после выполнения которых существует вероятность возникновения существенных временных задержек:

- подготовка входных данных и информации, которая может быть сгенерирована на их основе. Сюда входят этапы подготовки рабочего каталога, файла-задания, создание эскиза, формирование фрейма кадра изображения и генерация dummy-структур в межкристалльном пространстве. На практике, после завершения этих операций, как правило, возникают задержки, связанные с получением топологической информации от заказчика, которые могут достигать нескольких дней и даже недель;
- загрузка топологической информации и выполнение входного контроля. В случае возникновения критических ошибок может потребоваться доработка топологии кристалла, и цикл повторяется вновь. Эти процессы также могут занимать достаточно длительное время;
- перевод топологий кристалла, фрейма кадра изображения и топологии, содержащей межкристалльное пространство с фиктивными dummy-структурами из топологических слоев в масочные;
- сборка полученных масок на кадре изображения, формирование технологического обрамления ФШ, выполнение операций выходного контроля, шифрование файлов-масок функциональных слоев и подготовка комплекта директивных документов.

Выполнение операций каждой из ключевых групп этапов маршрута завершается передачей полученных результатов в репозиторий SVN. Таким образом, при возобновлении разработки УИ с любой рабочей станции разработчик получает актуальные данные с результатами выполнения последней завершенной группы этапов.

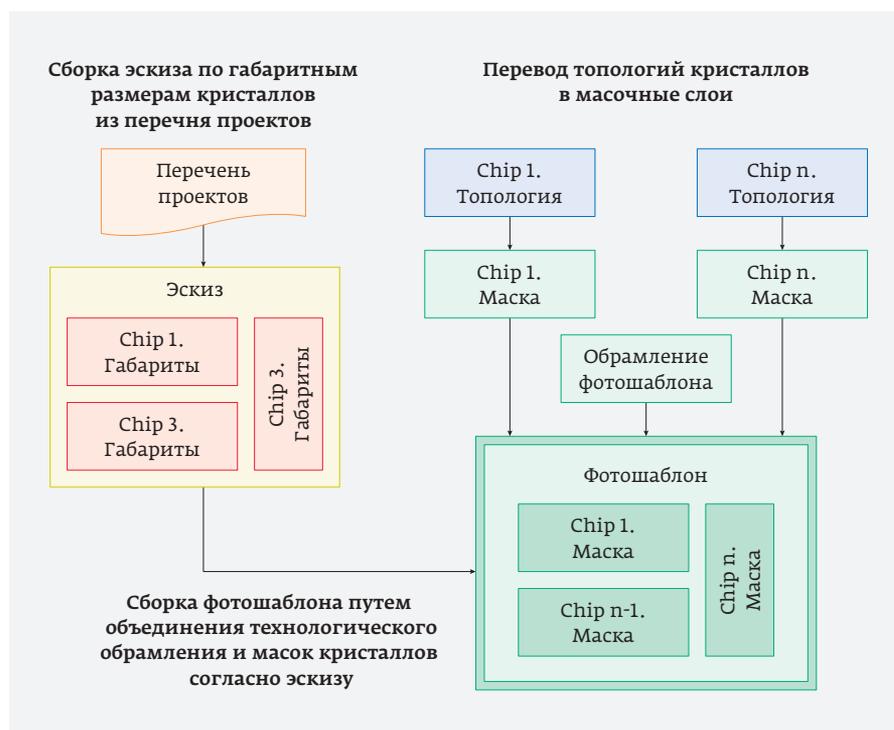


Рис. 4. Алгоритм формирования фотошаблона

Поиск возможности сокращения времени выполнения маршрута подготовки УИ

Еще одним ключевым аспектом стал оптимизированный алгоритм сборки фотошаблонов, который позволяет существенно сократить общее время выполнения подготовки информации за счет распараллеливания задач, решаемых при проектировании фотошаблонов. На рис. 4 схематично изображен алгоритм формирования фотошаблона.

Основная идея алгоритма – новый порядок создания эскиза и отказ от промежуточного представления данных в виде кадра изображения в топологических слоях. Формирование эскиза при таком подходе осуществляется на основании габаритных размеров кристаллов, указанных заказчиком в перечне проектов, что позволяет не дожидаться передачи всей топологической информации. Соответственно, чем раньше будет сформирован эскиз, тем раньше можно запустить процесс его согласования, тем раньше будут выполнены зависимые от него этапы.

Параллельно с созданием эскиза по мере поступления топологий кристаллов, участвующих в запуске, выполняется их входной контроль, согласование выявленных ошибок и перевод топологических слоев в масочные. Таким образом, на момент передачи топологии последнего кристалла, остальные

проекты могут быть полностью обработаны и готовы к компоновке фотошаблона.

На заключительной стадии осуществляется сборка готовых масок кристаллов на поле фотошаблона, создается и импортируется технологическое обрамление ФШ, выполняются мероприятия выходного контроля и шифрования.

Надо отметить, что наряду с явными преимуществами, внесенные изменения ужесточают некоторые правила передачи топологической информации. В частности, создание эскиза на базе топологий кристаллов позволяло допускать определенную погрешность при указании размеров кристаллов в перечне проектов. Это достаточно удобно, так как некоторые топологии на момент подачи заявок на участие в запуске находятся в стадии доработки, и окончательные точные размеры кристалла могут быть неизвестны. Допустимая погрешность этих данных при использовании представленного алгоритма существенно ниже, так как разница в размерах зарезервированного под кристалл пространства в эскизе и кристалла в переданной топологии может привести к наложению кристаллов или к нарушению плотности заполнения поля фотошаблона. Кроме того, алгоритм формирования эскиза требует обязательного расположения начала координат в центре топологии кристалла. Это необходимо для обеспечения корректной привязки кристалла при компоновке фотошаблона.

Указанные недостатки алгоритма формирования ФШ не являются критичными и не вызывают особых сложностей на практике, в то же время экономия времени за счет распараллеливания задач и выполнения времязатратных операций «сразу как только это возможно» может достигать от нескольких часов до нескольких дней.

Модернизированный маршрут подготовки управляющей информации

Более детально маршрут отражен на диаграмме деятельности разработчика УИ на рис. 5. Проанализировав диаграмму, можно сделать вывод, что внедрение автоматизации этапов проектирования УИ вместе с автоматизированным контролем запуска этапов существенно снижает вероятность возникновения ошибок, вызванных влиянием человеческого фактора, возникающих при проектировании ФШ. Кроме того, внедрение дополнительных этапов для взаимодействия с электронным архивом повышает надежность хранения результатов выполнения промежуточных операций маршрута, снижает

вероятность безвозвратной потери данных и обеспечивает возможность совместной работы нескольких разработчиков при подготовке УИ. Наконец, применение более рационального алгоритма формирования ФШ приводит к существенному возрастанию степени параллелизации выполняемых операций и минимизации простоев, возникающих на разных стадиях маршрута, в результате чего общее время подготовки УИ сокращается в некоторых случаях на десятки часов.

Для повышения надежности маршрута подготовки УИ и уменьшения количества ошибок, возникающих в процессе проектирования фотошаблонов вследствие влияния человеческого фактора, было принято решение минимизировать влияние человека (разработчика УИ) на выполнение процесса.

Для выполнения этой задачи предполагается внедрить максимально возможную автоматизацию выполнения этапов. Кроме того, должен быть предусмотрен автоматический контроль запуска подготовки УИ с промежуточных этапов (определение необходимости запуска, определение необходимости перезапуска в случае изменения входных данных, запуск, прерывание в случае возникновения критических ошибок).

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА MaskFlow

Выбор программной платформы для разработки программного комплекса

Современные системы автоматизированного проектирования СБИС и подготовки УИ для изготовления ФШ представляют собой сложный комплекс функциональных модулей, работающих с учетом физических и химических свойств материалов, характеристик производственного процесса, технических возможностей производственного оборудования и многих других параметров.

Поэтому, для реализации технологического процесса изготовления СБИС с проектными нормами 90–65 нм на предприятии, необходимо использовать весь арсенал современных программных и технических средств, а также технологические приемы, применяемые зарубежными фирмами.

Для минимизации затрат на разработку маршрутов проектирования целесообразно строить архитектуру прикладного программного обеспечения на основе выделения ядра, которое можно наращивать путем добавления соответствующих программных модулей. Для реализации функций такого ядра, как правило, используются специализированные про-

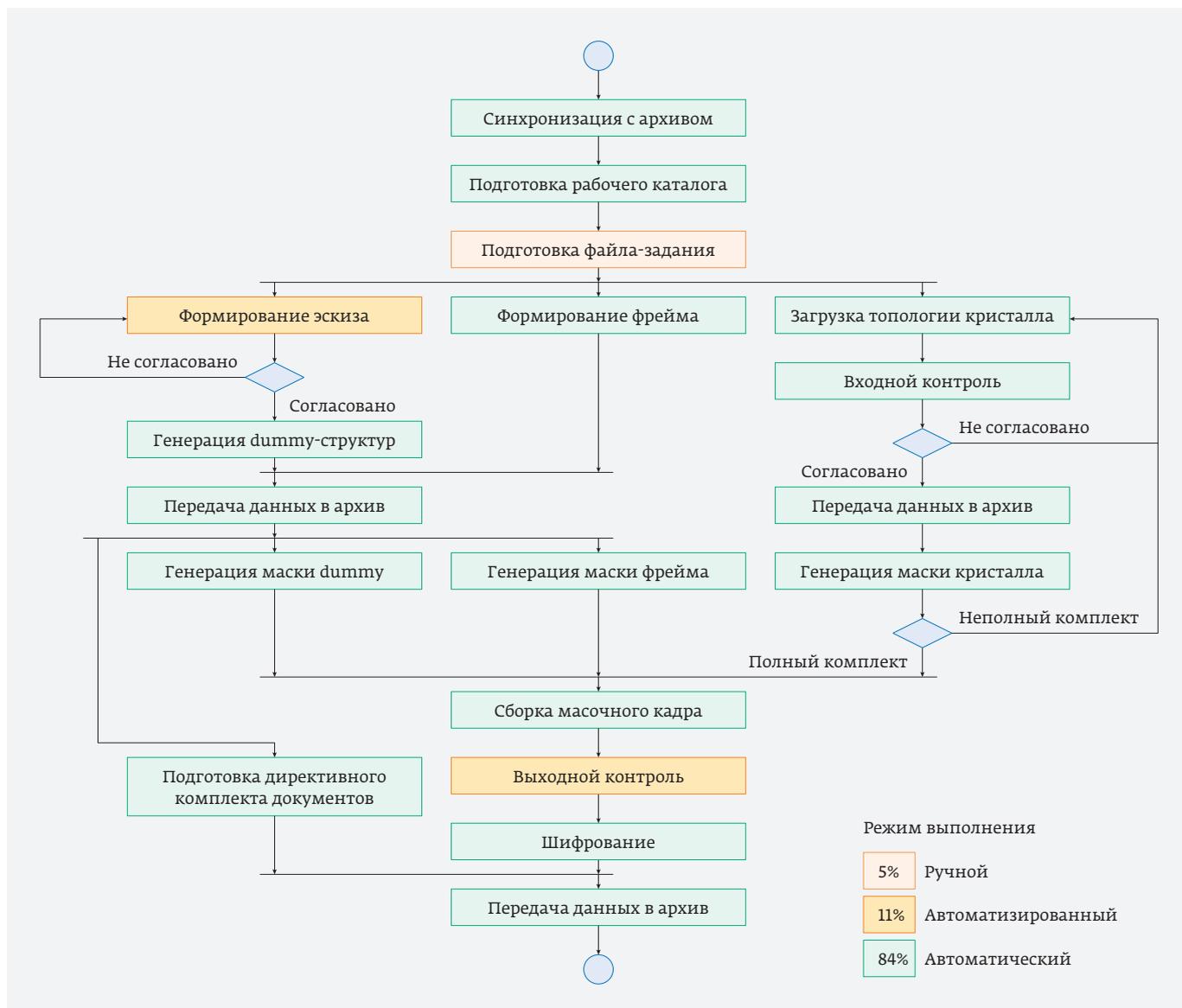


Рис. 5. Диаграмма деятельности разработчика УИ

граммные платформы, которые обеспечивают на самом современном уровне дизайн фотошаблонов, верификацию исходных топологических решений электронной компонентной базы, а также верификацию на различных стадиях преобразования исходной топологической информации в управляющую информацию для изготовления фотошаблонов.

Перечисленным выше требованиям в полной мере отвечает архитектура программного обеспечения, ядро которой построено на базе программных платформ Synopsys CATS, Cadence MaskCompose и Mentor Graphics Calibre. Программные решения этих компаний на сегодняшний день наиболее востребованы фабриками по производству микро-

схем и специализированными центрами проектирования фотошаблонов во всем мире, но ни одни из них не предоставляет полный цикл подготовки УИ (рис. 6).

С целью выбора подходящей платформы была проведена балльная оценка эффективности описанных платформ с точки зрения использования их в качестве основы для разрабатываемого программного комплекса. Результаты исследования представлены в табл. 1.

Первые пять критериев определяют покрытие основных технологических операций маршрута подготовки управляющей информации. Критерий расширяемости функционала отражает наличие

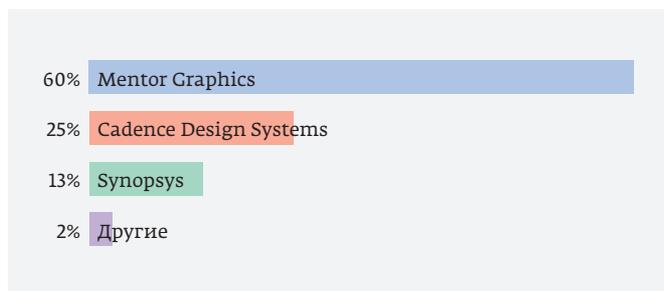


Рис. 6. Востребованность средств проектирования фотошаблонов фабриками по производству микросхем

в программном пакете средств реализации специфических функций заложенных в маршруте проектирования и возможности автоматизации рутинных операций, остальные критерии характеризуют накладные расходы, связанные с приобретением лицензий для использования программного обеспечения, развертыванием платформы на предприятии, обучением персонала и т. д. Наиболее значимыми для предприятия характеристиками анализируемых программных средств являются стоимость их покупки, эффективность работы с топологической информацией, эффективность выполнения операций контроля и возможности расширения функциональности. Менее значимыми факторами считаются обеспечение автоматической компо-

новки фотошаблона, которая может быть выполнена с помощью графических редакторов, сложности развертывания платформы и постобработка выходных данных, так как эти операции зачастую выполняются фабриками изготовления фотошаблонов самостоятельно.

Как видно из таблицы, MaskCompose достаточно узкоспециализированный программный пакет. Основное его назначение – формирование технологического обрамления фотошаблона и выполнение операций подготовки информации для передачи в производство, таких как фрагментация и конвертация данных. Остальные этапы подготовки УИ не входят в данный программный пакет. Выполнение этих операций возможно с помощью других продуктов компании Cadence, однако их использование чревато дополнительными расходами. Кроме того, в MaskCompose отсутствует поддержка скриптовых языков для автоматизации и реализации дополнительных специфических функций маршрута.

Платформа CATS более полно покрывает маршрут подготовки управляющей информации. Основные ее преимущества проявляются на этапах выходного контроля готовых масок и их постобработки. Кроме того, существует возможность расширения функционала программного пакета за счет встроенного скриптового языка. В то же время отсутствие встроенных инструментов верификации входных

Балльная оценка эффективности средств проектирования ФШ

Критерий оценки	Вес критерия	Средства проектирования ФШ		
		Calibre	Mask-Compose	CATS
Входной контроль (DRC)	7	10	0	0
Перевод топологической информации в масочные слои (булевы операции над слоями, технологические припуски, OPC)	10	10	0	8
Выходной контроль (MRC)	8	7	0	10
Компоновка фотошаблона, создание технологического обрамления	5	4	10	5
Фрагментация данных, конвертация выходной информации в форматы оборудования для изготовления ФШ	2	7	10	10
Расширяемость функционала	8	10	0	8
Стоимость лицензий	10	5	5	5
Сложности внедрения	5	8	6	4
ИТОГ		430	148	339

данных является существенным недостатком этого продукта.

Из рассмотренных платформ наиболее полно удовлетворяет выдвигаемым требованиям платформа Calibre от Mentor Graphics. Пакет обеспечивает высокую эффективность выполнения всех ключевых этапов маршрута проектирования ФШ, а встроенный интерпретатор скриптового языка TCL позволяет значительно расширить возможности продукта и покрыть слабые места маршрута, построенного на базе этой платформы.

Таким образом, было признано целесообразным использование платформы Calibre в качестве ядра при разработке программного комплекса для выполнения маршрута подготовки УИ.

Выбор платформы во многом определил и выбор языка программирования для реализации модулей комплекса. Поскольку большинство операций маршрута подразумевает использование компонентов Calibre, очевидным решением для автоматизации этого процесса стало использование языка TCL.

Поскольку работа комплекса подразумевает ввод данных разработчиком УИ и конфигурацию выполнения маршрута, модуль конфигурации предполагает наличие графического пользовательского интерфейса. Основными требованиями к средствам его разработки были высокий уровень абстракции, наличие удобных инструментов разработчика и высокая производительность создаваемых приложений. Этим требованиям полностью удовлетворяет фреймворк QT – инструментарий разработки программного обеспечения на языке C++. Основные преимущества данной платформы:

- модульная библиотека из более чем 700 классов;
- полный набор инструментов разработчика (интегрированная IDE, дизайнер форм);
- низкий порог вхождения, детальная документация;
- высокая производительность приложений;
- кроссплатформенность.

Реализация программного комплекса

Одним из основных требований к разрабатываемому программному решению является его адаптивность к возможным изменениям в маршруте проектирования фотошаблонов. Эти изменения могут быть вызваны переходом к новым уровням изготовления электронной компонентной базы, внедрением в маршрут новых операций и другими факторами. Для минимизации затрат на приспособле-

ние разрабатываемого программного обеспечения к новым условиям было принято решение об использовании модульной архитектуры системы. Структурная схема комплекса изображена на рис. 7.

Программный комплекс состоит из пяти логических блоков, каждый из которых содержит в себе один или несколько автономных модулей. Синим цветом на схеме обозначены модули, реализованные в виде TCL-скриптов, розовым – модуль, написанный на языке C++ с использованием фреймворка QT, зеленым – модули, входящие в состав платформы Calibre. Стрелками обозначены потоки управления.

Управляющий модуль инициирует запуск модуля конфигурации и модулей операционного блока. В случае, если операционный модуль осуществляет обработку топологических данных, для выполнения скрипта, реализующего модуль, используется компонент Calibre WORKBench, который выступает в роли интерпретатора TCL-скриптов с расширенным набором команд. В свою очередь, операционные модули могут задействовать в процессе выполнения компонент Calibre nmDRC-H, который обеспечивает высокопроизводительную верификацию топологий и решает множество других задач по созданию, модификации и контролю топологических данных.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ВНЕДРЕНИЯ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА MaskFlow В АО «НИИМЭ»

Апробация программного комплекса MaskFlow при подготовке УИ выполнена в АО «НИИМЭ» на 20-ти проектах MPW с количеством уникальных кристаллов – от 7 до 18 в каждом из них.

Сравнительный анализ ошибок, допущенных до и после использования программного комплекса MaskFlow, показал пятикратное сокращение ошибок, вызванных человеческим фактором. Это связано с высокой степенью автоматизации этапов маршрута разработки УИ, хотя несколько указанных выше этапов объективно не могут выполняться полностью автоматически.

Количество прочих ошибок оказалось примерно равным.

Далее выполнено ранжирование 20 проектов MPW по совокупному критерию «сложность MPW». Он учитывает количество кристаллов, степень жесткости ограничений на их размещение в кадре изображения и объем топологии кристаллов. Время на ожидание исходных данных от заказчика не учитывалось.



Рис. 7. Структурная схема программного комплекса для подготовки управляющей информации

Из рис. 8 видно, что выигрыш по времени порядка двух раз наблюдается для сложных MPW. С уменьшением топологических норм критерий «сложность MPW» будет расти, а значит и выигрыш по времени также будет увеличиваться.

К положительным эффектам совокупного использования программного комплекса MaskFlow и ранее рассмотренных средств для организации рабочего процесса исполнителей можно отнести:

- сокращение ошибок исполнителей и времени разработки УИ до двух раз и выше при увеличении сложности MPW за счет автоматизации и распараллеливания этапов маршрута;
- архивация информации на всех этапах, длительность каждого из которых может достигать нескольких суток.

Перспективным направлением развития программного комплекса MaskFlow можно считать его адаптацию к отечественным САПР и поиск путей

сокращения критического пути в маршруте разработки УИ.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

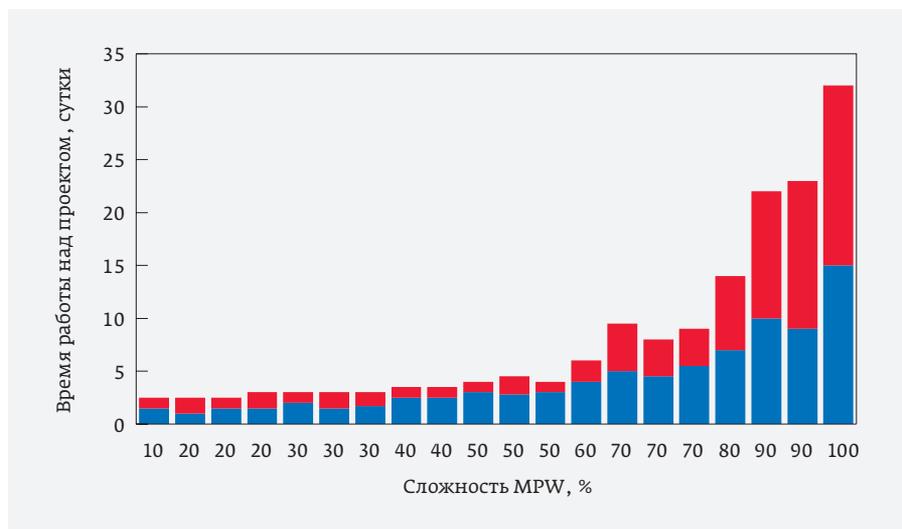


Рис. 8. Доля времени на выполнение маршрута (синий) при использовании программного комплекса MaskFlow по отношению к ранее используемому ПО (синий плюс красный) в зависимости от сложности MPW

ЛИТЕРАТУРА

1. **Красников Г. Я., Горнев Е. С., Матюшкин И. В.** Общая теория технологии и микроэлектроника: часть 3. Уровень технологической операции // Электронная техника. Серия 3.: Микроэлектроника 2018. № 3 (171). С. 63–93.
2. **Красников Г. Я., Горнев Е. С.** Развитие полупроводниковой микроэлектроники ОАО «НИИМЭ и Микрон», История отечественной электроники. В 2-х т. – М.: Столичная энциклопедия, 2012.
3. **Шелепин Н. А.** Особенности суб-100 нанометровых технологий СБИС. В кн.: Международная конференция «Микроэлектроника 2015» Интегральные схемы и микроэлектронные модули: проектирование, производство и применение. Сборник докладов, Алушта 2016. – М.: Техносфера, 2016. С. 22–30.
4. **Young-Hwa Noh, Sung-Hoon Jang, Won-Tai Ki, Ji-Hyeon Choi, Seong-Woon Choi, Woo-Sung Han.** Reduction of MDP time through the improvement of verification method. Proc. SPIE6283, Photomask and Next- Generation Lithography Mask Technology XIII, 62832N (May 20, 2006); doi:10.1117/12.681800.
5. **Norihiko Miyazaki, Iriki N., Homma M., Sato T., Mori M., Tadashi Imoriya, Toshio Onodera, Matsuda T., Hidehiro Higashino, Okuda K., Iwao Higashikawa, Nobuyuki Yoshioka.** The guideline of reticle data management. Proc. SPIE5446, Photomask and Next-Generation Lithography Mask Technology XI, 439 (August 20, 2004); doi:10.1117/12.557741.

О ДВУХ ВАРИАНТАХ ИНТЕРПРЕТАЦИИ СВОЙСТВ ЗАМКНУТЫХ ЗАПУТАННЫХ СИСТЕМ

► А. В. Белинский, А. К. Жуковский

МГУ им. М. В. Ломоносова

Проанализированы особенности ограничения степеней свободы случайных процессов, протекающих в квантовых замкнутых системах, вследствие закона сохранения импульса и возможностей описания их исходя из ортодоксальной интерпретации квантовой теории и концепции «волны-пилота» Дэвида Бома.

ABOUT TWO VARIANTS OF THE INTERPRETATION OF THE PROPERTIES OF CLOSED ENTANGLED SYSTEMS

A. V. Belinsky, A. K. Zhukovskiy

MSU

The features of the limitation of the degrees of freedom of random processes occurring in quantum closed systems due to the law of conservation of momentum and the possibilities of their description based on the orthodox interpretation of the quantum theory and the «wave-pilot» concept of David Bohm are analyzed.

Замкнутая или закрытая система (closed system) – это система, изолированная от внешней среды, в которой действуют только силы, созданные материальными объектами, входящими в эту систему.

Несмотря на то, что в реальной жизни (и на Земле, и в любом другом месте) создать такие системы практически невозможно, анализ их особенностей может привести к довольно любопытным следствиям, которые проясняют роль и место случайности в квантовой физике.

Закон сохранения импульса говорит о том, что импульс замкнутой системы является постоянной величиной. Необходимо обратить внимание на то, что этот закон является фундаментальным и должен безукоризненно выполняться в любой замкнутой системе. Легко показать, что абсолютно случайные процессы, протекающие в замкнутой системе, неизбежно приведут к его нарушению.

Для решения поставленной задачи проведем различные варианты мысленных экспериментов. В первом – возьмем квантовую замкнутую систему «Сигма», находящуюся в импульсном состоянии, то есть с вполне определенным импульсом, и состоящую из двух «свободных» частиц и n связанных частиц, входящих в два макродатчика. Импульс же каждой из частиц точно не определен и находится

в состоянии квантовой суперпозиции всех возможных значений.

Реально такой эксперимент можно осуществить в схеме спонтанного параметрического рассеяния (см. [1, 2]). В процессе параметрического рассеяния света фотоны накачки распадаются на пары сигнальных (s) и холостых (i) фотонов с частотами: $\omega_p = \omega_s + \omega_i$. Это фактически закон сохранения энергии. Кроме того, должен сохраняться и импульс, а следовательно, волновые векторы должны подчиняться соотношению (см. рис. 1): $\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i$. Кроме того, существует жесткая связь между поляризациями сигнального и холостого фотонов. Реально при первом типе взаимодействия выходящий из кристалла свет образует конус (см. рис. 2). При этом для каждого из пары генерируемых фотонов будет существовать некоторая неопределенность импульса, связанная с условием фазового синхронизма, но $\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i$ должно выполняться всегда. Это означает, что регистрация первого фотона неизбежно и строго определяет импульс и направление второго. Если, согласно интерпретации «волны-пилота» Бома (см. [3]), фотоны до момента измерения обладают определенными значениями измеряемых величин, то проблемы не возникает, поскольку все это очень напоминает классическую картину. Но, как будет показано ниже, эта концепция имеет серьезные

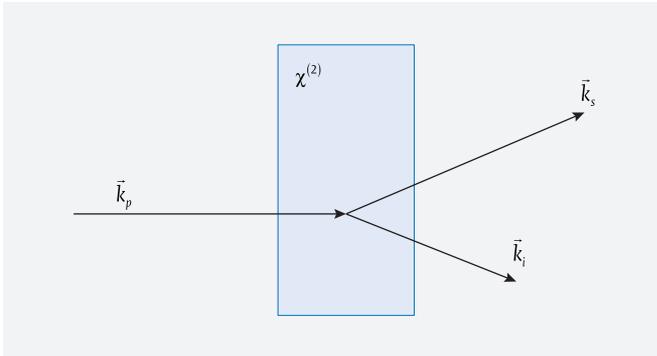


Рис. 1. В прозрачном нелинейном кристалле с квадратичной нелинейностью $\chi^{(2)}$ фотон накачки может распадаться на пару сигнального и холостого фотонов

недостатки. Если же исходить из ортодоксальной интерпретации квантовой теории (см. [3]), то возникает странная, с точки зрения «классической» физики, вещь: до момента измерения измеряемые величины не имеют определенных значений (см. [2, 4]), тем не менее второй фотон после регистрации первого полностью утрачивает свою «свободу» и приобретает вполне определенный импульс, соответствующий $\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i$.

Аналогичное рассуждение можно провести и для произвольной квантово-механической системы частиц.

Предположим, что в момент времени t_1 наши «свободные» частицы находятся в состоянии квантовой суперпозиции, то есть их точное месторасположение в рамках системы «Сигма» не определено. Пусть границы волновых функций, в которых при этом может находиться каждая частица, совпадают с пунктирной окружностью (см. левую часть рис. 3).

Произведем измерение в следующий момент времени t_2 . Частицы 1 и 2 перейдут в редуцированные состояния измеренных величин: 1 перейдет в точку С, а 2 - в D (см. правую часть рис. 3).

Как изменится импульс датчиков, например фотопластин при регистрации попавших в них частиц? Очевидно, что под влиянием этих частиц неподвиж-

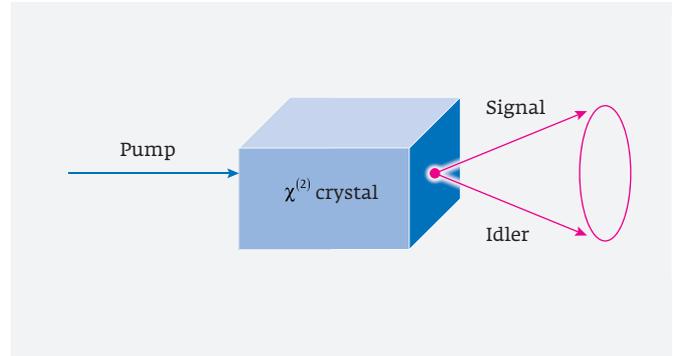


Рис. 2. Световой конус параметрически рассеянного света

ные ранее пластины получают какие-то импульсы. Если частицы будут двигаться так, как показано на рисунке, то пластины «сдадут» немного к границам замкнутой системы, тем самым, сохранив суммарный импульс неизменным.

Зададим вопрос: если в момент времени t_2 частица 1 была зарегистрирована в точке С', то может ли в этом случае 2-я частица оказаться зарегистрированной в каком-то ином положении, нежели чем в точке D', например в точке D''?

Очевидный ответ: нет, не может. Для того чтобы выполнялся закон сохранения импульса, новые координаты обеих точек обязательно должны быть

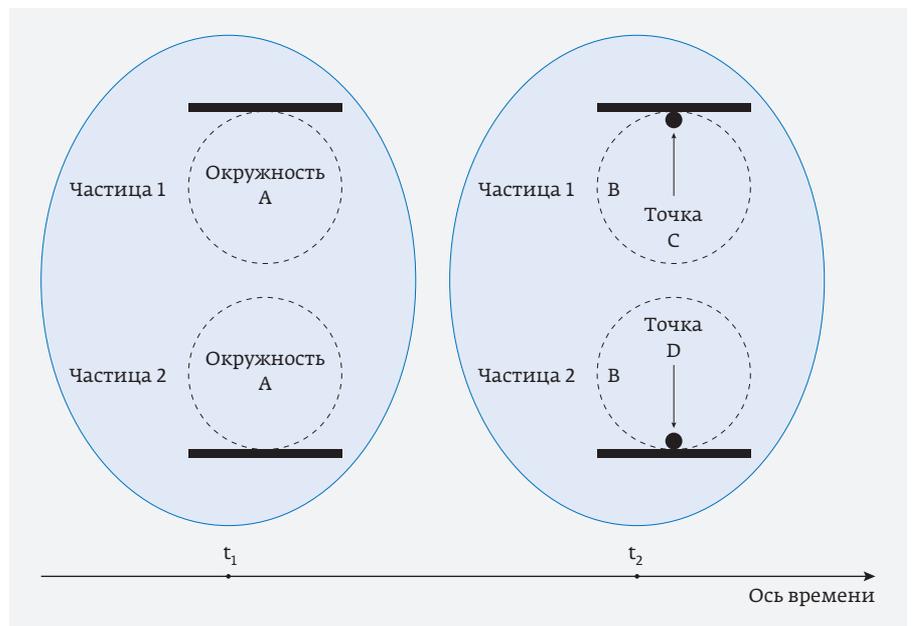


Рис. 3. Эволюция замкнутой системы «Сигма» во времени. Жирной чертой отмечены линии стационарных датчиков

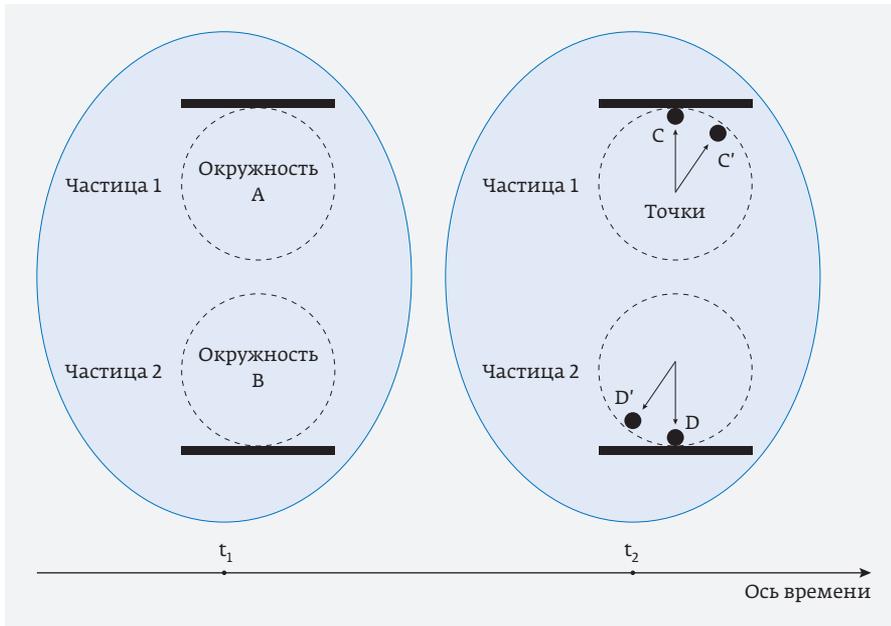


Рис. 4. Второй альтернативный вариант эволюции замкнутой системы «Сигма» во времени

таковы, чтобы сумма импульсов всей системы оставалась неизменной.

Но что это фактически означает? Это означает, что закон сохранения импульса будет жестко упорядочивать и определять движение частиц. Если в процессе регистрации частицы А мы найдем ее в точке С', то частица В должна будет оказаться только и только в точке D'. В этом можно усмотреть проявление квантовой нелокальности (см. [2]). Конечно же, в таком эксперименте, с учетом изолированного характера рассматриваемой системы, исследуемые частицы находятся в запутанном (entangle) состоянии, а значит, исходя из известных свойств микромира (см. [2] и цитирую там литературу), в момент измерения частицы А частица В должна мгновенно и нелокально под нее «подстроиться». Действительно, объяснение, которое мы получим в ортодоксальной интерпретации, будет выглядеть так: находясь в изначальной суперпозиции всех своих состояний, волновая функция второй частицы должна мгновенно коллапсировать в момент измерения первой частицы, то есть вторая должна также мгновенно

оказаться в жестко заданной точке, обусловленной законом сохранения импульса, где мы ее и найдем.

Таким образом, при любом измерении одной из частиц первая из них может оказаться в любом месте системы (в пределах своей ненулевой волновой функции), однако вторая – строго в определенном месте, определяемом законом сохранения импульса.

Давайте теперь усложним задачу и проведем второй мысленный эксперимент, представив эволюцию более сложной замкнутой системы, состоящей из 10-ти частиц (см. рис. 5). В данном случае, для того чтобы не загромождать схему, на рисунке не изображены датчики, но давайте предположим, что они есть.

Если исходить из того, что в данном мысленном эксперименте все 10 частиц принадлежат замкнутой системе так же, как и в предыдущем, то по большому счету, ничего не изменится. Каждый раз, когда мы будем регистрировать какую-то частицу, волновая функция, описывающая всю «запутанную систему», будет коллапсировать вместе с ней к меньшему числу измерений, а оставшиеся будут постепенно утрачивать «степени свободы» в том числе и при одновременной регистрации несколь-

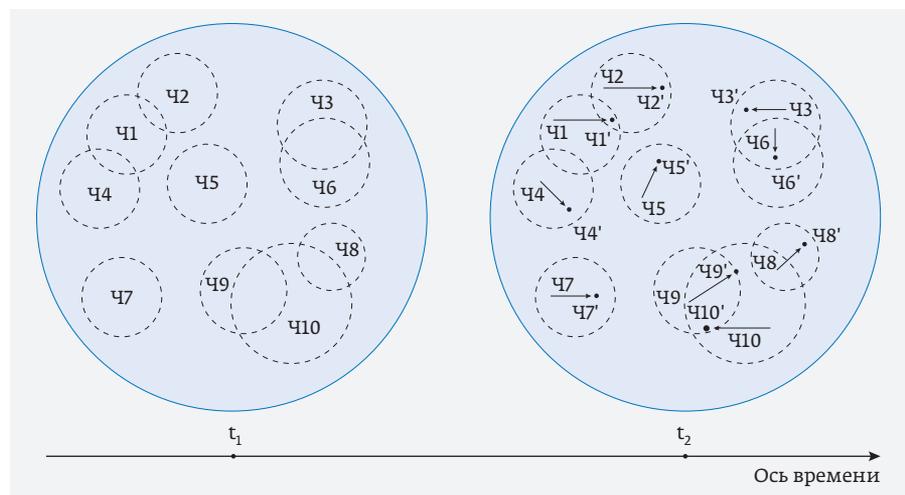


Рис. 5. Вариант эволюции во времени замкнутой системы «Сигма», состоящей из 10-ти частиц

ких частиц. Несомненно, что частицы будут зарегистрированы таким образом, чтобы общий импульс системы оставался неизменным. Это неоспоримо будет свидетельствовать о том, что их эволюция так же, как и в случае с двумя частицами, окажется *скоординированной* – а как иначе можно будет объяснить то, что сумма импульсов частиц останется неизменной? В момент времени t_2 , когда мы зарегистрируем «первую» частицу, ее импульс станет известен, однако общий импульс системы не изменится – все остальные частицы также будут продолжать оставаться в состоянии *согласованной суперпозиции*.

Итак, из факта, что, вне зависимости от того, являются ли частицы, из которых состоит замкнутая система, зарегистрированными или нет, а суммарный импульс системы все равно является постоянным, вытекают следующие выводы.

1. Все вещество замкнутой системы в любой момент времени оказывается скоррелированным законами сохранения. С одной стороны, исходя из вероятностного характера, месторасположение частиц будет неопределенным, но, с другой стороны, оно окажется подчиненным предельно жесткой взаимозависимости.
2. Существуют всего два логических объяснения подобного жесткого согласования вещества в замкнутой системе.
- 2.1. Механизм такого согласования в классическом, детерминированном мире всем понятен и ясен – это физические силы, действующие по вполне жестким, детерминистическим законам. Примером такого закона являются законы Ньютона, согласно которым, известное тело «А», попавшее в определенное поле сил «С», всегда оказывается во вполне определенной точке «D».

Однако в квантовой физике, согласно ортодоксальной интерпретации, все обстоит совсем не так. В ней любая из частиц системы «Сигма» подчиняется вероятностному закону и поэтому в каком-то смысле кажется «свободной». Нет ни одной причины предполагать, что в итоге частица будет найдена с какой-то вероятностью «там» или «здесь», и ровно поэтому, через один интервал времени она может занять целый ряд позиций, из целого ряда пространственных координат. Исходя из этого, детерминизм «микромира», который противоречит вероятностному математическому аппарату квантовой физики, традиционно подвергается большому сомнению.

- 2.2. Вторым возможным логическим объяснением жесткой координации объектов в замкнутой системе может выступить действие некоторого поля или среды. В этом случае поведение частиц должно быть жестко скоординировано (или управляемо) с какого-то единого «центра», который следил бы за общим импульсом всей системы, оставляя всякий раз его строго неизменным. В этой связи уместно вспомнить о нелокальных теориях скрытых параметров. Традиционно считается, что концепция «волны-пилота» Д.Бома, как и копенгагенская интерпретация квантовой теории, принципиально неопровержима, поскольку она базируется на уравнении Шредингера, и ее результаты полностью соответствуют результатам экспериментов. Более того, она была восторженно принята таким гигантом «квантовой мысли», как Джон Белл [5]:

«Но почему тогда Борн не говорил мне об этой „волне-пилоте“? Хотя бы не указал на то, что было в ней неправильно? Почему эту теорию не рассматривал фон Нейман? Более того, почему люди приводят доказательства „невозможности“ после 1952 года и даже в 1978 году? Даже Паули, Розенфельд и Гейзенберг не смогли критиковать бомовскую версию более содержательно, чем обозвав ее „метафизической“ и „идеологической“. Почему представление о „волне-пилоте“ игнорируется в учебниках? Не следует ли думать об этом если не как о единственно правильном пути, то хотя бы как о лекарстве против самоуспокоенности? Чтобы показать, что неопределенность, субъективность и индетерминизм не возникают для нас из экспериментальных данных, но только из свободного теоретического выбора».

Итак, интерпретация явно заслуживает внимания, хотя определенные сомнения в ее неоспоримости все же остаются. Но рассмотрим в начале основные предпосылки и положения этой концепции.

В 1926 году Эрвин Шрёдингер, развивая идею Луиде Бройля о наличии у квантовых частиц волновых свойств [6], сформулировал волновое уравнение [7] для описания квантовомеханической системы:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V \right) \Psi, \quad (1)$$

где ψ – волновая функция, \hbar – постоянная Планка, $V(\vec{x}, t)$ – потенциальное поле, действующее на частицу массы m .

«...» Увидев, что [это] уравнение подобно уравнению с мнимым коэффициентом диффузии, Шрёдингер ослабил свое первоначальное требование о вещественности ψ и допустил возможность комплексных значений для механического полевого скаляра ψ <...>. В заключительном разделе [своей] статьи Шрёдингер обсудил физический смысл ψ . Он интерпретировал $\psi\psi^*$ как весовую функцию в конфигурационном пространстве, которая задает электродинамические флуктуации пространственной плотности электрических зарядов, и заключил, что ψ -функция должна быть не более и не менее как средством <...> математически охватить и представить всю совокупность таких флуктуаций с помощью единственного дифференциального уравнения в частных производных... <...> не нужно и не следует искать для самой ψ -функции в общем случае прямой интерпретации в трехмерном пространстве...» [8].

Летом 1926 года появилась знаменитая вероятностная интерпретация Макса Борна, принесшая ему Нобелевскую премию.

«Для Борна вероятность (постольку, поскольку она была связана с волновой функцией) была не просто математической абстракцией, это было нечто, наделенное физической реальностью, ибо она менялась во времени и в пространстве в согласии с уравнением Шрёдингера. Впрочем, от обычных физических величин она фундаментально отличалась тем, что не переносила энергии или импульса. Поскольку в классической физике, будь то механика Ньютона или электродинамика Максвелла, физически „реальным“ признавалось только то, что переносило энергию или импульс (или и то, и другое), онтологический статус ψ следовало считать каким-то промежуточным... Законы природы, как стали утверждать с этого момента Борн и Гейзенберг, определяют не появление события, а вероятность его появления...»

Придя к интерпретации ψ как вероятностной волны в только что описанном смысле, но памятуя, что ψ можно разложить по полному ортонормированному набору собственных функций <...>, Борн должен был спросить себя, какой смысл следует приписать коэффициентам $[c_n]$ этого разложения? <...>. Он полагал, «что интеграл $\int |\psi(q)|^2 dq$ можно рассматривать как число частиц, а $|c_n|^2$ – как статистическую частоту появления состояния, характеризуемого индексом n ». Для проверки этого

предположения Борн вычислил <...> ожидаемое значение энергии и получил для нее правильные собственные значения [8].

В 1952 году Дэвид Бом опубликовал две статьи [9, 10], в которых предложил нетривиальный подход к дальнейшему развитию квантовой механики. С чисто формальной точки зрения его предложение сводилось к тому, чтобы от одного уравнения для комплексной волновой функции перейти к двум уравнениям для двух действительных величин – амплитуды $R(\vec{x}, t)$ и фазы $S(\vec{x}, t)$ волновой функции. Обозначим

$$\psi = R \cdot \exp(iS/\hbar) \quad (2)$$

В случае одной квантовой частицы, используя это выражение и уравнение Шрёдингера, обозначив $\rho = R^2$, можно получить:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \frac{\nabla S}{m}) = 0,$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{(\nabla S)^2}{2m} + V + Q = 0, \quad (3)$$

где $Q = -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\Delta R}{R}$ – так называемый квантовый потенциал.

В классической механике функция S интерпретируется как действие, ее производная по времени $\partial S/\partial t$ – как энергия, а $\nabla S/m$ – как скорость. Полученные соотношения можно рассматривать как уравнение непрерывности и уравнение баланса энергии, однако в этом последнем выражении появляется принципиально новое слагаемое – *квантовый потенциал* Q .

В случае N частиц можно ввести волновую функцию $\psi = R(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_N, t) \cdot \exp[iS(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_N, t)/\hbar]$ и определить $3N$ -мерную траекторию в конфигурационном пространстве, которая описывает поведение каждой частицы в системе. Скорость i -той частицы равна $\vec{v}_i = \nabla_i S(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_N, t)/m$.

Аналогично случаю с одной частицей, с помощью величины R определяется квантовый потенциал $U(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_N) = -\frac{\hbar^2}{2mR} \sum_{k=1}^N \Delta_k R(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_N)$, причем $\rho(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_N, t) = R^2$ равно плотности представляющих точек $(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_N)$ в нашем $3N$ -мерном ансамбле.

Еще раз отметим, что наличие квантового потенциала отличает квантовое описание от классического, где никакого аналога этому члену нет. Квантовый потенциал обеспечивает в общем слу-

чае так называемую запутанность (entanglement) между частицами, то есть тот факт, что отдельные траектории, которые в боровской интерпретации имеют физический смысл, не независимы одна от другой и не описываются отдельными независимыми волновыми функциями. Очень важно, что квантовый потенциал в конфигурационном пространстве при изменении волновой функции, как принято считать, изменяется *мгновенно*, и этот механизм отвечает за нелокальные корреляции, столь характерные для квантовой механики. Человеческим же эти мгновенные изменения скорее могут восприниматься как сверхсветовой обмен информацией [11].

Тезис о нелокальности квантового потенциала обычно особо нигде не подчеркивается. Высказываются лишь косвенные соображения, основанные на том, что координаты одной из частиц квантовой системы с его помощью оказываются зависимыми от координат всех остальных частиц системы и, в частности, таким образом, не только волновая функция управляет движением частицы, но и частица оказывает обратное воздействие на волновую функцию системы [12]. Логически, однако, из этого не следует, что подобные воздействия передаются мгновенно, а не, скажем, со скоростью света в вакууме. Однако, нарушение неравенств Белла, зафиксированное между весьма удаленными наблюдателями [13], как представляется, доказывает и то и другое.

С другой стороны, нелокальность квантовой механики (независимо от модели Боба) является в настоящее время общепризнанным фактом (см. [14-17]), который, тем не менее, представляется парадоксальным. В 2017 году были опубликованы работы [18, 19], в которых сделана попытка объяснить эту парадоксальность эффектом теории относительности, очень близким к известному парадоксу близнецов.

Остановимся на двух возможных представлениях о дуализме «волна-частица». Возможны два подхода [20]:

- «Волна **или** частица»: Гейзенберг, Паули, Дирак, Йордан и многие другие считали, что в зависимости от экспериментальной ситуации следует выбирать то ИЛИ иное описание поведения квантовой системы. Электроны ассоциируются с амплитудами вероятности. Корпускулярная природа электрона проявляется, когда мы измеряем его координату. Выражаясь словами Бора, объект не может быть одновременно и тем и другим (это принято называть копенгагенской интерпре-

тацией квантовой механики и принципом дополнительности)*.

- «Волна и частица»: де Бройль, со своей стороны, а вслед за ним и Бом считали, что понятия волны и частицы сливаются на уровне атомных масштабов, где «волна-пилот» направляет траектории электронов. В одно и то же время существуют сразу два объекта, а не какой-либо один из них.

Различие между этими двумя подходами можно легко увидеть на примере интерпретации двущелевого эксперимента, в котором пучок электронов низкой интенсивности (так, что электроны инжектируются поодиночке) направляется на непрозрачную поверхность с двумя щелями в ней. С другой стороны, от этой поверхности на детектирующем экране регистрируются дискретные следы попадания электронов. Если даже считать, что следы на экране соответствуют частицам, они группируются в интерференционные полосы, характерные для волн. Таким образом, воспроизводится как волновое (интерференция), так и корпускулярное (точки на экране) поведение.

Согласно подходу де Бройля – Боба «волна И частица», волновая функция (модуль которой дает плотность вероятности для электрона находиться в некоторой координате независимо от процесса измерения) проходит через **обе** щели. В то же самое время с электроном ассоциируется хорошо определенная траектория. Но эта траектория проходит только через **одну** из щелей. Финальное положение частицы на детектирующем экране и щель, через которую проходит частица, определяются начальным состоянием частицы. Такое начальное состояние не контролируется экспериментатором, так что возникает эффект случайности детектируемого изображения. Волновая функция так управляет частицей, что разреживает следы частиц в области, где интерференция деструктивна, и сгущает в области, где интерференция конструктивна, порождая интерференционные полосы на детектирующем экране. По этому поводу Белл писал [5]: «Эта идея кажется мне настолько естественной и простой для разрешения дилеммы «волна-частица» столь ясным

* Углубленный теоретический анализ соотношения дополнительности приводит к неравенству $V^2 + D^2 \leq 1$, которое ограничивает сверху максимальные значения одновременно определенных параметров – интерференционной видности V и различимости пути (path distinguishability) D [21]. Очевидно, случаи $V=1, D=0$ и $V=0, D=1$ являются предельными.

и прямым способом, что остается большой загадкой, почему она так долго игнорировалась».

Двухщелевой опыт Юнга долго служил решающим экспериментом для интерпретации дуализма «волна – частица». Этот простой эффект обладает двумя свойствами квантового феномена: волновой природой на микроскопическом уровне, связанной с феноменом интерференции волновой функции, и корпускулярной природой на микроскопическом уровне, связанной со следами соударений на экране. Двухщелевые интерференционные эксперименты были выполнены с такими массивными объектами, как электроны, нейтроны, холодные нейтроны, атомы, а также, недавно, с когерентными ансамблями ультрахолодных атомов и с мезоскопическими одиночными квантовыми объектами.

Корректное численное моделирование двухщелевого эксперимента на базе интерпретации Бома впервые было успешно осуществлено в работе [22], а затем – в [23]. Там квантовый потенциал был вычислен для обычной двухщелевой конфигурации, включающей источник электронов S_1 , две щели A и B и экран S_2 . В системе координат с началом в O, показанной на рис. 6а, центры щелей имеют координаты $(0, Y)$ и $(0, -Y)$.

Щели являются достаточно длинными (бесконечными) вдоль оси z (нормальной к плоскости рисунка), так что вдоль этой оси нет эффекта дифракции. При моделировании поэтому рассматривали только волновую функцию вдоль оси y ; переменная x классически интерпретировалась как $x=vt$. Электроны, испускаемые электронной пушкой, представлялись одной и той же начальной гауссовой волновой функ-

цией со стандартным отклонением $\sigma_0=3$ мкм. Метод континуальных интегралов по траекториям Фейнмана позволил вычислить зависящую от времени волновую функцию.

За щелями волновая функция есть сумма значений волновых функций A и B: $\psi(y,t)=\psi_A(y,t)+\psi_B(y,t)$.

Амплитуды вероятностей $\psi_A(y,t)$ и $\psi_B(y,t)$ находились интегрированием по всем координатам щелей. Вычисление волновой функции осуществлялось, используя метод континуальных интегралов по траекториям, с помощью которого квантовый потенциал получен из приведенного ранее выражения (4) (рис. 7 и 8).

Траектории вычислены путем интегрирования по времени уравнения $\nabla S=mv$, которое связывает S -функцию со скоростью частиц обычным способом. В начале траектории от каждой щели расходятся таким образом, что они совместимы с одиночной гауссовой щелью. Последовательные изломы траекторий совпадают с «провалами» (throughs) в квантовом потенциале. Они возникают потому, что, когда частица попадает в область провала, она как бы испытывает значительное воздействие в y -направлении, которое быстро ускоряет частицу от провала к провалу в области, где «сила» снова становится слабой. Как следствие, большинство траекторий располагается вдоль плато и дает яркую интерференционную картину, когда провалы совпадают с темными полосами.

Интересно, что, согласно рис. 8, боровские траектории не могут пересекаться, поскольку поле скоростей однозначно относительно оси x , иначе о какой детерминированности можно говорить вообще?

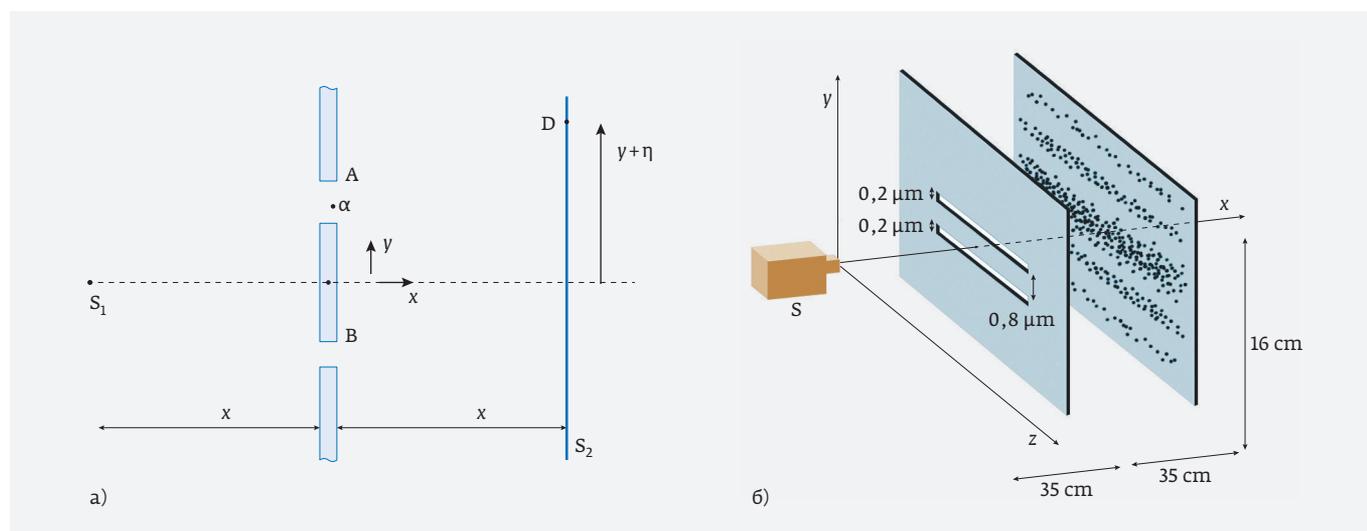


Рис. 6. Конфигурация и результаты интерференционного опыта с двумя щелями [22, 23]

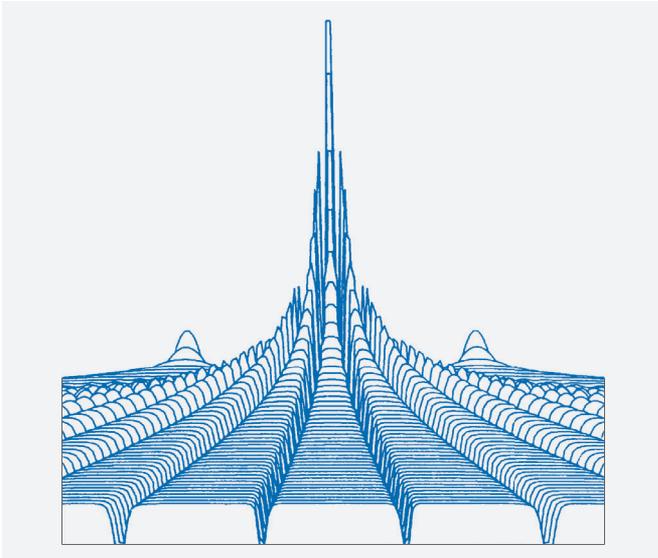


Рис. 7. Квантовый потенциал для двух гауссовых щелей относительно S_2 [22])

Но тогда получается, что частицы, прошедшие верхнюю щель, никогда не могут оказаться ниже плоскости $y=0$, и наоборот. Хотя совершенно очевидно, что за счет дифракции на щели – это вполне возможные траектории. Вопрос серьезный, ибо ставит под сомнение всю логику Дэвида Бом. Его обсуждению посвящены работы [12, 24].

Еще в работе [25] фон Нейман обратил специальное внимание на принципиальное различие между «собственной» эволюцией квантовой системы (описываемой обратимым во времени уравнением Шрёдингера) и «редукционной» эволюцией. Последняя обычно имеет необратимый характер и происходит при измерении состояния частицы. Измерительная процедура приводит к коллапсу квантового состояния, когда суперпозиция возможных состояний мгновенно, как принято думать, в случае ортогональных измерений заменяется одним и только одним из состояний суперпозиции, в которой система пребывает до измерения. Фон Нейман назвал такое измерение «проективным», поскольку исходный вектор состояния в гильбертовом пространстве мгновенно трансформируется («редуцируется», или «коллапсирует») в одну из своих базисных компонент в этом пространстве. Это означает, что начальная (до измерения) волновая функция заменяется одним из собственных состояний конкретного проекционного оператора \hat{P} . В отличие от детерминистического закона эволюции волновой функции, задаваемого уравнением Шрёдингера, коллапс не является детерминистическим,

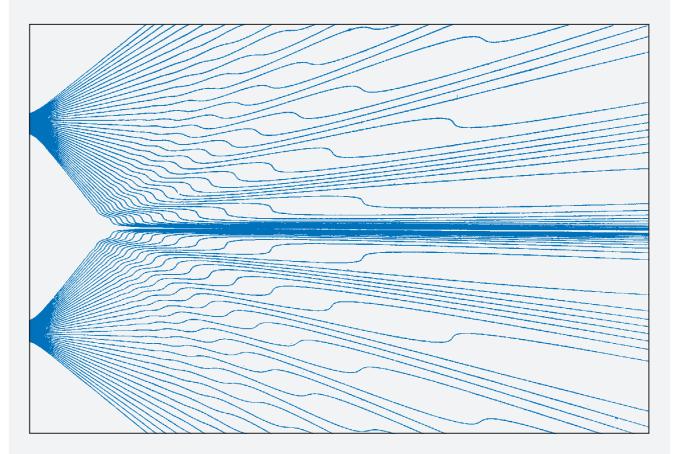


Рис. 8. Ансамбль траекторий, проходящих через две гауссовы щели [22]

поскольку финальная волновая функция выбирается случайно среди собственных состояний оператора \hat{P} . Такое описание напоминает некий «трюк» [26], а главное – произвольно «изолирует» измеряемую квантовую систему от остального мира.

Бом предложил совершенно другой подход к проблеме измерения. В его теории измерительный процесс интерпретируется как любой другой процесс взаимодействия частиц, так что выше описанные трудности ортоксальной интерпретации просто исчезают, в частности – отпадает необходимость введения проекционных операторов. Здесь вся квантовая система описывается траекторией плюс волновой функцией, а не одной только волновой функцией. Волновая функция и траектория ассоциируются с системой *в целом*, то есть с измеряемой квантовой системой и измерительным прибором. Для такой составной системы в общем уравнении Шрёдингера в течение процесса измерения в гамильтониане появляется слагаемое, описывающее взаимодействие, так что уравнение Шрёдингера остается справедливым как во время измерения, так и после прекращения взаимодействия. Именно это слагаемое вводит связь между состоянием системы и измерительного прибора, давая тем самым возможность осуществить измерение. В то же время при измерении происходят изменения в состоянии измеряемой системы и измерительного прибора – их степени свободы, взаимно независимые до измерения, после измерения оказываются скоррелированными (запутанными) между собой. Как указывал Бом, при выполнении измерения важно, чтобы связь между системой

и прибором была достаточно сильной, а само взаимодействие должно продолжаться определенный минимальный интервал времени, но не настолько долго, чтобы вызвать искажения (в книге [27] Бом приводит в виде сравнительного аналога слишком короткую или слишком длинную экспозиции при фотосъемке).

Хорошим примером измерения может служить двухщелевой эксперимент с непрерывным спектром возможных траекторий. Согласно представлениям Бом, в отличие от ортодоксальной интерпретации квантовой теории, благодаря влиянию нелокального скрытого параметра (фазы волновой функции), частица выбирает определенную траекторию: одну из возможных в соответствии с уравнением Шрёдингера. В ходе эксперимента общая волновая функция, отвечающая суперпозиции потенциально возможных состояний, расщепляется на волновые пакеты по числу таких траекторий, причем расстояние между центрами пакетов увеличивается, так что они перестают перекрываться в пространстве. В итоге одному из пакетов соответствует боровская траектория, тогда как все остальные оказываются «пустыми» (рис. 9, см. также [10]).

Расщепление волновой функции очень напоминает многомировую интерпретацию квантовой механики Эверетта [28] с той лишь разницей, что там частица принадлежит всем волновым пакетам, но они находятся в разных «мирах» (см. [29–31]), а у Бом все пакеты, кроме одного – пустые.

С современной точки зрения процесс измерения и эволюции при этом векторов состояния называется декогеренцией. В этом участвуют и измеряемая система M , и измеряющий прибор (или окружение) ϵ [32].

Перед измерением система M характеризуется матрицей плотности, отвечающей этому состоянию. Члены, стоящие на главной диагонали матрицы, дают вероятности получения каждого из возможных (базисных) результатов измерения, а члены, расположенные вне главной диагонали, соответствуют корреляциям (фазовым соотношениям) между базисными состояниями. Аналогичным образом описывается и окружение ϵ .

При взаимодействии системы M с окружением ϵ (т.е. при измерении) происходит запутывание степеней свободы M и ϵ . Описывающая их общая матрица плотности, которая до измерения могла быть разложена (факторизована) на два сомножителя, по отдельности отвечавших за M и ϵ , утрачивает это свойство, так как возникает корреляция между степенями свободы M и ϵ , которой до измерения не было. В частности, если M и ϵ изначально находились в чистых состояниях, то каждая часть составной системы (M и ϵ) на этом этапе уже не может быть описана отдельным вектором состояния, а только матрицей плотности.

Завершающий этап сводится к процессу декогеренции. Он характеризуется разрушением фазовых соотношений между отдельными состояниями, происходит ослабление элементов матрицы плотности вне главной диагонали (коэффициентов корреляции), тогда как элементы на главной диагонали (вероятности базисных состояний) существенно не изменяются. В конечном счете измеряемая система переходит в статистическую смесь возможных результатов измерений, что формально может соответствовать проекционному оператору фон Неймана в случае, если матрица плотности является проектором.

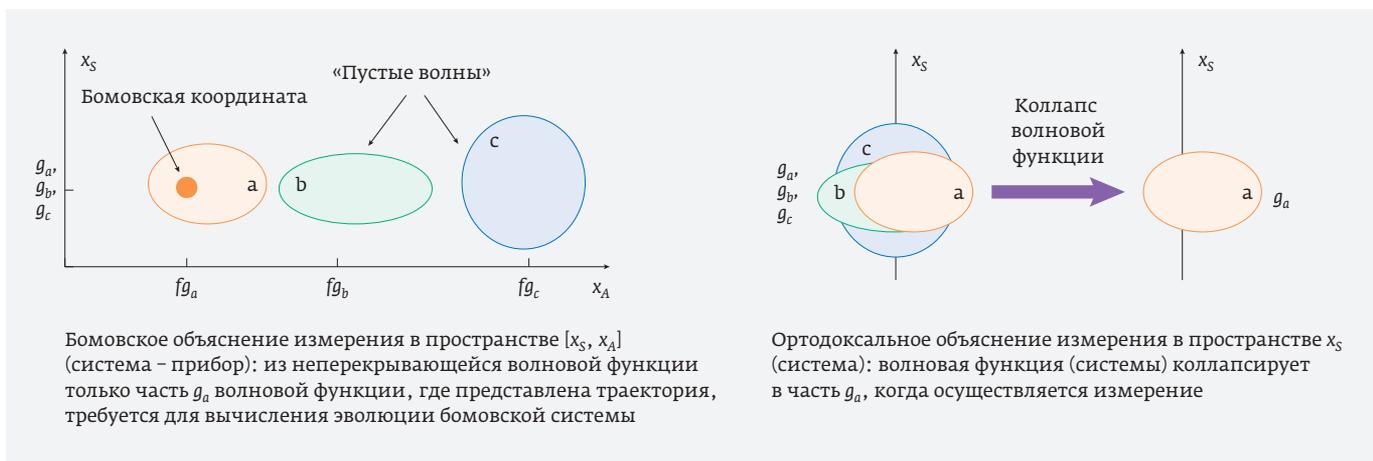


Рис. 9. Диаграммы, иллюстрирующие отличия Бомовской и ортодоксальной интерпретаций (из [20])

Если следовать гипотезе Боба о расщеплении волновой функции на пустые и непустой волновые пакеты, то в интерференционных схемах с разделением частиц на два канала сама частица должна присутствовать только в одном канале, иначе у нее либо не будет траектории вообще, либо придется говорить об интерпретации Р. Фейнмана, согласно которой каждая частица распространяется одновременно сразу по всем возможным траекториям [33]. Заметим, что интерпретация Боба сильно отличается от формализма фейнмановских путей в квантовой механике, где вероятность перехода между двумя точками в фазовом пространстве вычисляется с использованием всех возможных путей между этими двумя точками. В противоположность фейнмановскому формализму механика Боба утверждает, что каждая квантовая частица следует по своей траектории детерминистическим образом. При этом во многом сохраняются представления классической механики. Здесь наряду с проверками «сюрреалистических» траекторий мы имеем счастливую возможность проверить гипотезу Боба экспериментально, по крайней мере, в виде мысленного эксперимента, просчитав соответствующую экспериментальную схему обычным квантовомеханическим расчетом. Действительно, можно предложить строгое доказательство пребывания фотона в обоих плечах интерферометра Маха-Цендера одновременно [34], то есть доказать, что ВСЕ волновые пакеты непустые и никакой предопределенности нахождения частицы в одном из них нет.

Поместим вместо или в качестве фазовых задержек в плечах интерферометра две идентичные нелинейные среды, обладающие кубичной нелинейностью, в которых происходит фазовая само модуляция

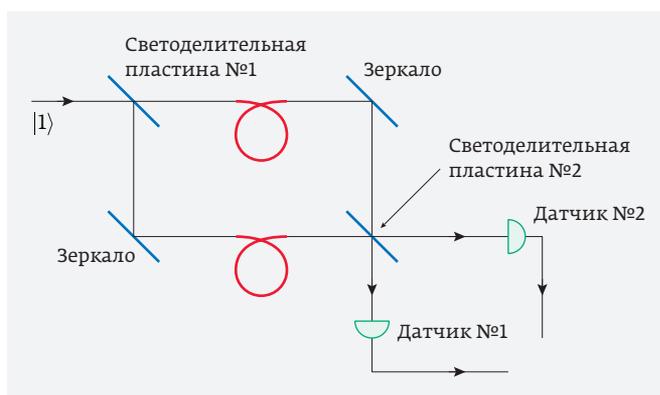


Рис. 10. Схема интерферометра Маха-Цендера с идентичными нелинейными волокнами в каналах

(ФСМ), то есть изменение показателя преломления сред под действием находящегося в них света. Это могут быть, например, кварцевые волокна (рис. 10). Фотон, проходя через них, должен приобретать дополнительный фазовый набег, который неизбежно скажется на результате интерференции. Но для появления этого нелинейного фазового набега в волокне должен присутствовать сам фотон, а не просто его пустой волновой пакет, ведь в последнем нет энергии, которая бы инициировала нелинейный эффект ФСМ. Вся энергия частицы сосредоточена, согласно Бобу, именно в самой частице, а вектор квантового состояния лишь направляет ее в ту или иную сторону.

Пусть в отсутствие излучения фазовые набег в плечах были одинаковы. Тогда, посылая в интерферометр единичный фотон, мы имеем две альтернативы: либо фотон пройдет только одно плечо, и разность фаз изменится за счет нелинейного набега фазы в этом плече, либо фотон пройдет оба плеча, нелинейные фазовые набег в которых будут одинаковы, так что разность фаз не изменится. В последнем случае мы увидим появление фотона лишь на одном из выходов интерферометра.

Входную монохроматическую моду в фоковском состоянии $|1\rangle$ будем описывать оператором уничтожения фотона \hat{a}_1 , а вакуумную моду $|0\rangle$ на втором входе – оператором \hat{a}_0 . После первого 50%-ного светоделителя также рассматриваем две моды, описываемые операторами \hat{a}_2, \hat{a}_3 в представлении Гейзенберга:

$$\hat{a}_2 = \frac{\hat{a}_1 + \hat{a}_0}{\sqrt{2}}, \hat{a}_3 = \frac{\hat{a}_1 - \hat{a}_0}{\sqrt{2}}. \quad (4)$$

Далее учитываем действие керровской нелинейности. Устойчивое поперечное распределение интенсивности в кварцевых волокнах можно рассматривать как моду излучения, а сам четырехфотонный процесс описывать одномодовым гамилтонианом (см., напр., [35] и цитируемую там литературу):

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \chi^{(3)} \hat{a}^+ \hat{a}^+ \hat{a} \hat{a}, \quad (5)$$

где $\chi^{(3)}$ – коэффициент кубичной нелинейности, пронормированный по числу фотонов. Нелинейный отклик полагаем мгновенным.

Соответствующий оператор эволюции квантового состояния в представлении Шредингера равен

$$\hat{U} = \hat{I} \exp\left(-i \frac{\chi}{2} \hat{a}^+ \hat{a}^+ \hat{a} \hat{a}\right) = \hat{I} \exp\left(-i \frac{\chi}{2} \hat{n}(\hat{n}-1)\right), \quad (6)$$

где $\bar{\chi} = \chi^{(3)}t$, а время эволюции t связано с длиной волокна $l = vt$, v – скорость распространения моды в волокне, $\hat{n}(t)$ – оператор числа фотонов.

В представлении Гейзенберга оператор уничтожения фотона моды поля подчиняется уравнению $i\hbar \frac{d\hat{a}}{dt} = [\hat{a}, \hat{H}]$, откуда $\hat{a}(t) = e^{-i\bar{\chi}\hat{a}^{(0)}\hat{a}^{(0)}}\hat{a}(0)$, а в нашем случае

$$\hat{a}'_2 = e^{-i\bar{\chi}\hat{a}_2\hat{a}_2}\hat{a}_2, \hat{a}'_3 = e^{-i\bar{\chi}\hat{a}_3\hat{a}_3}\hat{a}_3. \quad (7)$$

Соответственно, две выходных моды интерферометра:

$$\hat{a}'_0 = \frac{\hat{a}'_2 - \hat{a}'_3}{\sqrt{2}}, \hat{a}'_1 = \frac{\hat{a}'_2 + \hat{a}'_3}{\sqrt{2}}. \quad (8)$$

Найдем средние значения чисел фотонов на выходах интерферометра:

$$\langle \hat{n}_0 \rangle \equiv \langle \hat{a}'_0{}^\dagger \hat{a}'_0 \rangle = 0, \langle \hat{n}_1 \rangle \equiv \langle \hat{a}'_1{}^\dagger \hat{a}'_1 \rangle = 1. \quad (9)$$

Итак, мы наблюдаем интерференцию с нулевой разностью фаз, значит, фотон прибывает в обоих каналах одновременно.

Все было бы хорошо, если бы не одно прискорбное обстоятельство. Согласно (6) одиночный фотон в фоковском состоянии $|1\rangle$ не приобретает нелинейного фазового набега, ведь при $n=1$, то есть при любом усреднении по $|1\rangle \hat{U} = \hat{I}$. Это не удивительно, поскольку ФСМ является одним из видов нелинейного четырехфотонного процесса, вырожденного по частоте и по направлению, когда два фотона накачки превращаются в точно такие же два фотона, но уже с фазовым набегом. Поэтому одиночный фотон реализовать процесс ФСМ не в состоянии. Но что же делать? Попробуем направить в два плеча интерферометра не суперпозицию $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle + |10\rangle)$, а $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|12\rangle + |21\rangle)$. Такие трехфотонные поля можно приготовить следующими способами. Во-первых, использовать трехкаскадный переход атома из возбужденного в основное состояние, при котором два из трех испускаемых фотонов вырождены, то есть принадлежат одной моде. Во-вторых, применить нелинейное преобразование частоты вниз в среде с кубичной нелинейностью $\chi^{(3)}$ [36], либо в результате каскадного процесса, аналогичного описанному в [37, 38]. В последнем варианте на первом этапе рождаются два фотона в ходе невырожденного параметрического рассеяния в пьезокристалле, например типа $3\omega \rightarrow 2\omega + \omega$, а на втором – расщепление одного из фотонов при вырожденном параметрическом процессе, то есть появление субгармоники: $2\omega \rightarrow \omega + \omega$. Сформированные таким

образом моды «a» «b» поступают далее в плечи интерферометра Маха-Цендера с нелинейными волокнами. Вектор состояния на входе в них равен

$$|\psi\rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_a |2\rangle_b + |2\rangle_a |1\rangle_b). \quad (10)$$

После действия оператора эволюции \hat{U} (6) имеем

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_a |2\rangle_b e^{-i\bar{\chi}_b} + |2\rangle_a |1\rangle_b e^{-i\bar{\chi}_a}). \quad (11)$$

На выходе интерферометра, согласно (8), вероятность срабатывания детекторов будет пропорциональна среднему числу фотонов:

$$\begin{aligned} \langle \hat{n}_1 \rangle &\equiv \langle \hat{a}'_0{}^\dagger \hat{a}'_0 \rangle = \frac{1}{2}(1 + \cos(\bar{\chi}_a - \bar{\chi}_b)), \\ \langle \hat{n}_2 \rangle &\equiv \langle \hat{a}'_1{}^\dagger \hat{a}'_1 \rangle = \frac{1}{2}(1 - \cos(\bar{\chi}_a - \bar{\chi}_b)). \end{aligned} \quad (12)$$

Решая эту задачу в представлении Гейзенберга, получаем тот же результат.

Итак, при одинаковых волокнах $\bar{\chi}_a = \bar{\chi}_b$ имеем фотоотсчеты лишь одного детектора, а это означает, что интерференция есть, и оба состояния суперпозиции одновременно присутствуют в обоих плечах интерферометра. Следовательно, ни расщепления вектора состояния, ни пустых волновых пакетов нет, как и в случае с однофотонными состояниями.

Если иметь в виду интерферометр Маха – Цендера, то на вход его можно подать фоковское состояние $|3\rangle$, тогда поле в плечах его будет описываться вектором состояния

$$|\psi\rangle_0 = \frac{1}{2\sqrt{2}}(|0\rangle_a |3\rangle_b + \sqrt{3}|1\rangle_a |2\rangle_b + \sqrt{3}|2\rangle_a |1\rangle_b + |3\rangle_a |0\rangle_b), \quad (13)$$

а вероятности срабатывания детекторов будут неравными (1 и 0), что также доказывает наличие интерференционного эффекта и одновременного присутствия всех составляющих квантовой суперпозиции в плечах интерферометра.

Есть еще одно, хотя и косвенное доказательство этого факта, базирующегося на неоспоримом присутствии квантовой суперпозиции вместо конкретных значений измеряемых величин квантовых наблюдаемых. А наличие квантовой суперпозиции как раз и противоречит существованию одной определенной траектории квантовой частицы или частиц. Это доказательство состоит в эксперименте, пока только мысленном, в котором отсутствует конкретное значение разности фаз у двух запутанных фотонов, а присутствует полная суперпозиция всех возможных значений этой разности фаз [4].

Подведем некоторые итоги.

Прежде всего, отметим, что формально Бом не расширил сам аппарат квантовой механики. Он «просто» предложил заменить уравнение Шрёдингера для одной *комплекснозначной* волновой функции эквивалентной системой двух уравнений для двух *действительных* функций – амплитуды и фазы волновой функции.

С другой стороны, такое представление математического аппарата позволило посмотреть на квантовую теорию с новых позиций.

- До Боба, насколько можно судить, «абсолютную» фазу волновой функции считали формальным параметром, не имеющим физического смысла. В новом представлении на смену уравнению Шрёдингера пришли известные из классической физики уравнение непрерывности (для плотности вероятности) и уравнение Гамильтона – Якоби, позволяющее фиксировать фазу волновой функции для отдельной траектории (или группы траекторий). В квантовом аналоге уравнения Гамильтона – Якоби появилось новое слагаемое – квантовый потенциал, которое отсутствовало в классическом уравнении и обусловило в явном виде *нелокальные* корреляции квантовых частиц.
- Бом интерпретировал отдельные траектории, фиксируемые определенным значением фазы волновой функции, как треки движения индивидуальных квантовых частиц. Однако теоретические аргументы и экспериментальные факты позволяют думать, что речь идет, скорее, о классах траекторий, усредненных по данному значению фазы, тогда как понятие траектории индивидуальной частицы является весьма спорным. Тем более, что сюда добавляется и «сюрреализм». Теория Боба говорит, по-видимому, не об отдельных частицах и их траекториях, а о линиях переноса массы/энергии.
- Бом привел ряд аргументов, опровергающих универсальную справедливость теоремы фон Неймана о скрытых параметрах. Введенная им «абсолютная» фаза волновой функции является хорошим примером (нелокального) скрытого параметра.
- Бом высказывал твердую уверенность в том, что, хотя квантовая механика является полной и непротиворечивой теорией, возможны иные физические теории, также полные и непротиворечивые, но работающие на более тонком уровне представлений о пространстве, времени и физических взаимодействиях.

Итак, несмотря на несомненную полезность гипотезы Дэвида Боба, вряд ли с ее помощью можно рассчитывать на обоснование детерминизма квантовых процессов, а расщепление волновой функции на пустые и непустой волновые пакеты, что, как предлагается, противоречит результатам возможных экспериментов и их интерпретациям.

Таким образом, с точки зрения попытки интерпретации физического процесса, протекающего в замкнутой системе «Сигма», логически мы можем получить всего две возможные картины ее эволюции.

1. Если квантовая физика не полна, то и в физическом мире элементарных частиц *каждому явлению* присуща строгая причинность – а значит, и предопределенность. В этом случае будет логичным, если эта причинность станет соответствовать причинности макромира, а значит – приводить к простой и логичной цепи причинно-следственных действий в «обоих мирах» (а значит, и к их полной согласованности). В этом «едином» мире волна вероятности и ее коллапс, полученный в результате измерения, станут не более чем математическими приемами, используемыми для квантовых расчетов. Частицы в этом мире окажутся в строго определенных местах потому, что на них подействуют вполне определенные силы, под действием которых они переместятся во вполне определенное место. Фактически, данная картина эволюции является детерминистичной и, впрочем, легко может оказаться невычислимой. Но эта невычислимость в данном случае будет обусловлена не «вероятностной» и «случайной» природой вещества, а гораздо более простыми причинами – огромным количеством взаимодействующих частиц, их маленьким размером и размытыми начальными условиями любого эксперимента, при которых очень небольшое изменение в начальных условиях может привести к возникновению чудовищных изменений в конечных состояниях и т. д. Необходимо отметить, что подобную возможность допускают ряд исследователей (см. [39]).

Заметим, что, объединяя выполненные выше логические выводы с анализом экспериментов Аспе [40–42] по проверке неравенств Белла, в данном случае мы получаем вариант существования реальности, в котором она становится *причинной и нелокальной*, а все процессы, которые в ней идут – *предопределенными*. То есть,

фактически, мы приходим к варианту существования скрытых параметров и огромной, беспрецедентной нелокальности. «Двигателем» в такой системе будут являться либо сами физические тела, либо силовые поля, которые они порождают. Одним из возможных кандидатов на такую ситуацию является концепция «волны-пилота» Дэвида Бома.

- Вторая возможная картина физического мира будет выглядеть совершенно иначе. В ней, действительно, в каком-то смысле может царствовать вероятность и «природная» случайность, а частицы этого мира действительно будут находиться в «поразительном» состоянии суперпозиции всех своих состояний. Однако, подобное положение вещей будет неокончательным. Вероятностное, а значит, в каком-то смысле «свободное» движение каждой частицы (ведь в итоге, не будет ни одной причины, согласно которой та или иная частица в итоге будет обнаружена «здесь» или «там») на самом деле окажется иллюзией. При более пристальном рассмотрении окажется, что положение частиц должно быть жестко скоординировано друг с другом. Даже если предположить, что одна часть частиц системы может оказаться в «любом месте» (согласно своим волновым функциям), то вторая часть частиц, входящих в систему, должна оказаться во вполне определенных местах, которые бы оставили импульс системы строго неизменным. Подобная координация будет происходить как в свободном состоянии частиц (когда они будут находиться в состоянии *согласованной суперпозиции*) [43], так и в состоянии, когда все или часть частиц окажутся зарегистрированными (когда они будут находиться в состоянии *согласованной частичной или полной регистрации*). Логически подобное развитие событий также возможно всего в двух случаях: либо частицы должны как-то быстро «договариваться» друг с другом благодаря имеющемуся у них индивидуальному полю, либо мы должны признать, что в замкнутой физической системе должно появиться некоторое таинственное «сверхполе», некоторый таинственный и всеведущий «Дирижер», который в каждый момент времени будет согласовывать и направлять моменты импульсов всех частиц, находящихся в нашей системе таким образом, чтобы общий импульс системы сохранился неизменным. При этом еще раз, этому «сверхполю» будет все равно, будут ли эти частицы

находиться в «свободном» или зарегистрированном состоянии, будут ли они запутанны или уже потеряют свои запутанные свойства в процессе своей эволюции.

В обоих случаях в физической системе не царит полная случайность, при которой ее частицы оказываются абсолютно «свободными».

ПРИЗНАТЕЛЬНОСТЬ

Мы благодарны М. Х. Шульману за сотрудничество и помощь в работе.

ПОДДЕРЖКА

Работа поддержана грантом РФФИ 18-01-00598.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы подтверждают, что представленные данные не содержат конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

- Клышко Д. Н.** Фотоны и нелинейная оптика. – М.: Наука, 1980. 254 с.
- Белинский А. В.** Квантовые измерения. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2015. 185 с.
- Ефремов Ю. С.** Квантовая механика. – М.: Директ-Медиа. 457 с.
- Белинский А. В., Клевцов А. А.** УФН 2018 188 № 3, с. 335–342.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.09.038210>,
<https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.09.038210>.
- Bell J. S.** Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics. Cambridge University Press. 1987, 2nd edition 2004.
- Louis de Broglie.** Ondes et quanta. Compt. Rend., 1923 179 P. 507.
- Schrödinger E.** Quantisierung als Eigenwertproblem (I mir'tt), Annalen der Physik, 1926 Bd 79 P. 361. Рус. перевод: Э. Шрёдингер // Квантование как задача о собственных значениях. В кн. «Избранные труды». – М.: Наука, 1976. С. 9–51.
- Jammer M.** The conceptual development of quantum mechanics. McGraw-Hill book Company. New York, St. Louis. San Francisco, Toronto, London, Sydney 1967. Русский перевод: Макс Джеммер. Эволюция понятий квантовой механики. – М.: Наука, 1985.
- Bohm D.** A suggested interpretation of the quantum theory in terms of «hidden» variables. I, Phys. Rev. 1952. 85. P. 166.
- Bohm D.** A suggested interpretation of the quantum theory in terms of «hidden» variables. II, Phys. Rev. 1952. 85 P. 180.

11. **Styer D.F., Balkin M.S., Becker K.M. et al.** Nine formulations of quantum mechanics. *Am. J. Phys.* 2002 70. P. 288. DOI: 10.1119/1.1445404 <http://ojps.aip.org/ajp/>
12. **Mahler D. H., Rozema L., Fisher K., Vermeyden L., Resch K.J., Wiseman H.M., Steinberg A.** Experimental nonlocal and surreal Bohmian trajectories. *Sci. Adv.* 2016. 2. P. e1501466.
13. **Hensen B., Bernien H., Dre'au A.E. et al.** Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres // *Nature*. 2015 526. P. 682. doi:10.1038/nature15759.
14. **Hessmo B., Usachev P., Heydar H. and Björk G.** *Phys. Rev. Lett.* 2004. 92. P. 180401.
15. **Babichev S.A., Appel J. and Lvovsky A.I.** *Phys. Rev. Lett.* 2004. 92. P. 193601.
16. **Fuwa M., Takeda S., Zwierz M. et al.** *Nature Communications*. 2015. 6. P. 6665.
17. **Belinsky A.V., Zhukovskiy A.K.** *Journal of Russian Laser Research*. 2016. 37. P. 521.
18. **Белинский А. В., Шульман М. Х.** Об относительности нелокальности для фотонных корреляций // *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия*. 2017. Вып.1. С. 38.
19. **Belinsky A.V., Shulman M. Kh.** A possible origin of quantum correlations // *Journal of Russian Laser Research*. 2017. 38. P. 230.
20. **Oriols X., Mompart J.** «Overview of Bohmian Mechanics»; pages: 15–147; Chapter 1 of the book «Applied Bohmian Mechanics: From Nanoscale Systems to Cosmology» Editorial Pan Stanford Publishing Pte. Ltd 2012.
21. **Jacques V., Wu E., Grosshans F. et. al.** Delayed-choice test of complementarity with single photons // *Phys. Rev. Lett.* 2008 100. P. 220402.
22. **Philippidis C., Dewdney C. and Hiley B.J.** *Nuovo Cimento*. 1979. 52B. P. 15.
23. **Gondran M., Gondran A.** Numerical simulation of the double-slit interference with ultracold atoms. *Am. J. Phys.* 2005. 73. P. 6.
24. **Englert B.G., Scully M.O., Süssmann G. and Walther H.** Surrealistic Böhm Trajectories. *Z. Naturforsch.* 1992. 47a. P. 1175.
25. **Neumann J. von.** *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*. Verlag von Julius Springer. 1932, Berlin. Русск. перевод: Й. фон Нейман. Математические основы квантовой механики. – М.: Наука, 1964.
26. **Dürr D., Goldstein S. and Zanghi N.** Quantum Equilibrium and the Role of Operators as Observables in Quantum Theory // *Journal of Statistical Physics*. 2004 116. P. 9595.
27. **Bohm D.** *Quantum Theory* (Dover Publications, New York, 1951).
28. **Everett Hugh III.** Relative State" Formulation of Quantum Mechanics // *Reviews of Modern Physics*, 1957. 29. 3.
29. **Менский М. Б.** УФН 2000 170 631. [Menskii M. V. *Phys. Usp.* 43585(2000)].
30. **Менский М. Б.** УФН 2005 175 413. [Menskii M. V. *Phys. Usp.* 48389(2005)]
31. **Гриб А. А.** УФН 2013 183 1337. [Grib AA *Phys. Usp.* 561230 (2013)].
32. **Менский М. Б.** Квантовые измерения и декогеренция. Модели и феноменология. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. 232 с.
33. **Feynman R.P.** Space-time approach to non-relativistic quantum mechanics // *Rev. Mod. Phys.* 1948. 20. 367–387.
34. **Белинский А. В.** Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2017. № 3. С. 21–32.
35. **Белинский А. В.** Квантовые измерения. – М.: БИНОМ, 2008. 182 с.
36. **Elyutin P. V., Klyshko D.N.** *Phys. Lett. A* 1990 149. P. 241.
37. **Белинский А. В.** Письма в ЖЭТФ 54 131991.
38. **Eberhard P.H.** *Phys. Rev. A* 47747 1993.
39. **Пенроуз Р.** Новый ум короля. О компьютерах, мышлении и законах физики / Пер. с англ. – М.: Эдиториал УРСС, 2003.
40. **Aspect A., Grangier P., Roger G.** *Phys. Rev. Lett.* 1981. 47. P. 460; 1982. 49. P. 91.
41. **Aspect A., Dalibar J., Roger G.** *Phys. Rev. Lett.* 1982. 49. P. 1804.
42. **Aspect A.** *The naive view of an experimentalist* // Springer. 2002.
43. **Жуковский А. К.** О человеческом поведении, квантовой физике, биологии и свободе воли. Книга не для всех. – М.: ЭКСМО, 2018. 255 с.

ОСНОВЫ НЕОКЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВОБОДНЫХ И СЛАБОВСВЯЗАННЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В настоящей работе проведен анализ экспериментов по рассеянию рентгеновского излучения. Сделан вывод об ошибочности теории Комптона, приведшей к парадоксам в физике рассеяния рентгеновского излучения. На основе этого анализа сформулированы основные положения новой «неоклассической» теории рассеяния.

Ключевые слова: рассеяние рентгеновского излучения, теория Комптона, квантовая электродинамика, квантование электромагнитного поля, теория электрона

Сведения об авторах:

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, Нозинский район, Черноголовка, Институтская ул., д. 6, e-mail: aristov@iptm.ru.

МЕТОД АВТОМАТИЧЕСКОЙ РАССТАНОВКИ КРИСТАЛЛОВ В ПОЛЕ ФОТОШАБЛОНА С УЧЕТОМ ОГРАНИЧЕНИЙ ТЕХНОЛОГИИ

Как известно, с уменьшением проектных норм микросхем растет стоимость комплекта фотошаблонов. В связи с этим растет экономическая привлекательность MPW (Multi-project wafer) проектов для мелкосерийного производства микросхем. Эффективность таких проектов определяется схемой размещения кристаллов в кадре фотошаблона. В статье рассматриваются существующие методы и предлагается новый метод расстановки кристаллов для минимизации числа пластин, затрачиваемых на производство.

Ключевые слова: MPW, мультипроектный фотошаблон, расстановка кристаллов

Сведения об авторах:

Кузовков Алексей Валерьевич, Акционерное общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, г. Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1, e-mail: akuzovkov@niime.ru;
Иванов Владимир Викторович, Акционерное общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, г. Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1, e-mail: vlaivanov@niime.ru;
Шипицын Дмитрий Святославович, кандидат физико-математических наук, Акционерное общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, г. Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1, e-mail: dshipitsin@niime.ru.

ТЕРМОСТАБИЛЬНЫЙ ГЕНЕРАТОР С ПОДАВЛЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭФФЕКТОВ ПЕРВОГО И ВТОРОГО ПОРЯДКА

В статье предложена схема и описан принцип действия интегрального термостабильного генератора с подавлением линейных и квадратичных температурных эффектов, разработанного по технологии кремний-на-изоляторе. Схема генератора основана на схеме релаксационного осциллятора с двумя компараторами с высокой зависимостью частоты от температуры. Выявлены причины и характер влияния температуры на частоту, показана недостаточная степень компенсации температурных эффектов только при помощи независимых от температуры источников опорного напряжения и тока. Для увеличения степени подавления температурных эффектов предложено использовать PTAT-PTAT2 источник опорного напряжения для компараторов в составе генератора. Применение предложенной схемы позволяет достичь ухода частоты $\pm 0,18\%$ в диапазоне температур от -65 до 125 °C, центральная частота составляет 6,57 МГц.

Ключевые слова: технология кремний-на-изоляторе, релаксационные генераторы, температурная компенсация, генераторы тактовой частоты

Сведения об авторах:

Белюсов Егор Олегович, кандидат технических наук, Акционерное Общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, г. Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1, e-mail: ebelousov@niime.ru;
Кочетков Дмитрий Валерьевич, Акционерное Общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, г. Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1, e-mail: dkochetkov@niime.ru;
Моленкамп Ксения Михайловна, Акционерное Общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, г. Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1, e-mail: kmolenkamp@niime.ru;
Эннс Александр Викторович, кандидат технических наук, Акционерное Общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, г. Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1, e-mail: aenns@niime.ru.

BACKGROUND OF NEOCLASSICAL THEORY OF X-RAY SCATTERING BY FREE AND WEAKLY BOUND ELECTRONS AT REST

Generalized analysis of experiments of x-ray radiation scattering is presented. It is concluded, that theory of Compton effect is incorrect, and has led to some paradoxes in physics of x-ray radiation scattering. Based on this analysis, main position of new «neoclassical» theory of x-ray scattering is formulated.

Keywords: x-ray scattering, theory of Compton scattering, quantum electrodynamics, quantization of the electromagnetic field, the theory of the electron

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.

AUTOMATED RETICLE FLOORPLANNING METHOD WITH TECHNOLOGY RESTRICTIONS CONSIDERATIONS

As known, when technology node shrinks photomask set cost increases. In this regard MPW projects become more attractive economically for small batch production. Such a projects' efficiency is defined by chip placement scheme in a photomask field. The article describes existing ways of reticle floorplanning and proposes a new one for wafer consumption minimization.

Keywords: MPW, multi-project reticle, reticle floorplanning

Data of authors:

Kuzovkov Aleksey Valerirvich, «Molecular Electronic Research Institute» Stock Company, 124460, Russia, Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, d. 12 / 1, e-mail: akuzovkov@niime.ru;
Ivanov Vladimir Viktorovich, «Molecular Electronic Research Institute» Stock Company, 124460, Russia, Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, d. 12 / 1, e-mail: akuzovkov@niime.ru;
Shipitsin Dmitriy Svyatoclavovich, candidate of physical and mathematical Sciences, «Molecular Electronic Research Institute» Stock Company, 124460, Russia, Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, d. 12 / 1, e-mail: dshipitsin@niime.ru.

FIRST AND SECOND ORDER TEMPERATURE COMPENSATED CLOCK OSCILLATOR

This paper presents the design and characterization of a first and second order temperature compensated clock oscillator in a 0.18- μm silicon-on-insulator process. Proposed oscillator is based on a well-known relaxation oscillator circuit with two comparators with large temperature dependence. Character and origins of frequency deviation with temperature is discussed, also it is shown that using temperature stable bandgap voltage and current sources only is not sufficient for achieving high degree of temperature compensation of frequency. In order to further decrease the influence of temperature effects on frequency, it is proposed to use a PTAT-PTAT2 voltage source as a reference source for comparators in the oscillator. Simulation of the proposed circuit across a temperature range of -65 до 125 °C shows a variation of $\pm 0,18\%$ while the central frequency is 6.57 MHz.

Keywords: silicon-on-insulator process, relaxation oscillators, temperature compensation, clock generators

Data of authors:

Belousov Egor Olegovich, candidate of Engineering Sciences; «Molecular Electronic Research Institute» Stock Company, 124460, Russia, Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, d. 12 / 1, e-mail: ebelousov@niime.ru;
Kochetkov Dmitriy Valeriyevich, «Molecular Electronic Research Institute» Stock Company, 124460, Russia, Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, d. 12 / 1, e-mail: dkochetkov@niime.ru;
Molenkamp Ksenia Mikhailovna, «Molecular Electronic Research Institute» Stock Company, 124460, Russia, Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, d. 12 / 1, e-mail: dkochetkov@niime.ru;
Enns Aleksandr Viktorovich, candidate of Engineering Sciences; «Molecular Electronic Research Institute» Stock Company, 124460, Russia, Moscow, Zelenograd, 1st Zapadny proezd, d. 12 / 1, e-mail: ebelousov@niime.ru

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ТРАССИРОВКИ МЕЖСОЕДИНЕНИЙ ДЛЯ РЕКОНФИГУРИРУЕМЫХ СИСТЕМ НА КРИСТАЛЛЕ С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ КОММУТАЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Предложена адаптация алгоритма PathFinder для решения задачи трассировки межсоединений в маршруте проектирования цифровых схем в базе реконфигурируемых систем на кристалле с различными типами коммутационных элементов. Рассмотренный подход успешно внедрен в существующий маршрут проектирования схем, разработанный ИППМ РАН для микросхем РСНК с заданной архитектурой. Представленное решение в первую очередь призвано ускорить разработку крупных IP-блоков в базе программируемых логических интегральных схем в условиях совмещения в одном кристалле разнообразных схемотехнических решений, касающихся вида и функционирования конфигурируемых коммутационных элементов, а также элементов системы на кристалле.

Ключевые слова: трассировка межсоединений, автоматизация проектирования, программируемые логические интегральные схемы (ПЛИС), реконфигурируемые системы на кристалле (РСНК)

Сведения об авторах:

Железников Даниил Александрович, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем проектирования в микроэлектронике Российской академии наук, 124365, Москва, Зеленоград, ул. Советская, дом 3; e-mail: zheleznikov_d@ippm.ru;
 Заплетина Мария Андреевна, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем проектирования в микроэлектронике Российской академии наук, 124365, Москва, Зеленоград, ул. Советская, дом 3. e-mail: zapletina_m@ippm.ru;
 Хватов Василий Михайлович, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем проектирования в микроэлектронике Российской академии наук, 124365, Москва, Зеленоград, ул. Советская, дом 3; e-mail: khvatov_v@ippm.ru.

СПОСОБ УДАЛЕНИЯ СЛУЧАЙНОЙ ПОСТОЯННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ИЗ ВХОДНОГО СИГНАЛА, ОПТИМИЗИРОВАННЫЙ ПО СКОРОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ РЕШЕНИЯ

В настоящее время находят широкое применение способы построения цифровых фильтров и, соответственно, разработка алгоритмов фильтрации при решении задач по оценке неизвестных случайных или детерминированных параметров распределения случайных величин. В данной работе предложен способ фильтрации, который может быть полезен при решении задач обнаружения и предсказания сигналов в условиях априорной неопределенности. Одной из таких задач являются выделения полезного сигнала МЭМС-датчиков, на примере которых разрабатываемый математический аппарат может быть наиболее эффективно отработан. Подобный выбор обусловлен тем фактом, что МЭМС-датчики выполняют первичное измерение физических величин, точные значения которых не могут быть предсказаны и поступают на приемное устройство на фоне шумов, которые тоже не могут быть полностью определены заранее. Разработка универсального способа, позволяющего за максимально короткое время решить задачу фильтрации, представляет интерес для всех областей современной техники, в том числе медицинской, где требуется выделение полезного сигнала на фоне шумов в условиях отсутствия полной и достоверной информации о характере и величине полезного сигнала. Материалы исследования могут быть интересны широкому кругу разработчиков цифровых фильтров и, несомненно, применены на практике, что обуславливает высокую практическую значимость работы.

Ключевые слова: априорная неопределенность, оптимальная фильтрация, методы обнаружения и предсказания сигналов, МЭМС

Сведения об авторах:

Шалимов Андрей Сергеевич, кандидат технических наук, доцент, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники»; 124498, г. Москва, г. Зеленоград, площадь Шокина, д. 1, e-mail: 8Se@mail.ru.

ЗАКАТ КОНЦЕПЦИИ THRESHOLD ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ МИКРОРАЗМЕРОВ В СКАНИРУЮЩЕМ ЭЛЕКТРОННОМ МИКРОСКОПЕ

Рассмотрены особенности работы усилительных каскадов современных SEM. Наличие разделительных конденсаторов в тракте приводит к отсечению постоянной составляющей (и нуля!) видеосигнала, что препятствует реализации приемлемой точности измерений в рамках концепции Threshold. Нами предложен и опробован прием вычислений положения краев физического объекта (и, значит, его размера) по измерениям видеосигнала исключительно вдоль его оси абсцисс.

Ключевые слова: разделительный конденсатор, постоянная составляющая видеосигнала, положение края объекта измерений

Сведения об авторах:

Минаев Вячеслав Вениаминович, кандидат физико-математических наук, академик Общественной международной академии технологических наук, Акционерное

SOLUTION OF INTERCONNECT ROUTING PROBLEM FOR RECONFIGURABLE SYSTEMS-ON-CHIP WITH DIFFERENT TYPES OF SWITCHING ELEMENTS

The paper presents an adaptation of the PathFinder algorithm that is proposed to solve the interconnect routing problem for digital circuit design flow in the basis of reconfigurable systems-on-a-chip with different types of switching elements. The proposed approach has been successfully implemented in the existing digital circuit design flow developed by the Institute for Design Problems in Microelectronics of the Russian Academy of Sciences (IPPM RAS) for the RSoC chips with the given architecture. The presented solution is primarily designed to accelerate the development of large IP-blocks in the basis of programmable logic in conditions of integrating a variety of types of switching elements in a single chip, as well as the elements of the system-on-the-chip.

Keywords: interconnect routing, computer-aided design, field-programmable logic arrays (FPGA), reconfigurable systems-on-chip (RSoC)

Data of authors:

Zheleznikov Daniil Aleksandrovich, Federal State-Funded Institution of Science Institute for Design Problems in Microelectronics of Russian Academy of Sciences, 3, Sovetskaya Street, Moscow 124365, Russian Federation, e-mail: zheleznikov_d@ippm.ru;
 Zapletina Mariya Anreevna, Federal State-Funded Institution of Science Institute for Design Problems in Microelectronics of Russian Academy of Sciences (IPPM RAS), 3, Sovetskaya Street, Moscow 124365, Russian Federation; e-mail: zapletina_m@ippm.ru;
 Khvatov Vasily Mikhailovich, Federal State-Funded Institution of Science Institute for Design Problems in Microelectronics of Russian Academy of Sciences, 3, Sovetskaya Street, Moscow 124365, Russian Federation, e-mail: khvatov_v@ippm.ru.

METHOD OF ELIMINATION OF THE CONSTANT RANDOM COMPONENT FROM THE INPUT SIGNAL, OPTIMIZED BY THE SPEED OF SOLUTION

Methods of development of digital filters for different tasks of estimation of unknown random or determinate parameters of signals find an application for different fields of science. The present work describes the method of filtration, which can be useful for detection and prediction of signals under prior uncertainty conditions, such as signals from MEMS. This signals has parameters, which cannot be predicted for anytime and always measured with the noise. Development of the universal method, which will give the ability to solve the filtering task at minimum time is very actual for many different fields of science, such as medical, where extraction of informative signal is implemented under prior uncertainty conditions.

Keywords: prior uncertainty, optimal filtration, detection and prediction of signals, MEMS

Data of authors:

Shalimov Andrey Sergeevich, candidate of technical Sciences, Associate Professor, National Research University of Electronic Technology, Bld. 1, Shokin Square, Zelenograd, Moscow, Russia, 124498, e-mail: 8Se@mail.ru.



THE SUNSET OF THE «THRESHOLD» CONCEPT WHILE EASURING MICRO DIMENSIONS WITH THE SCANNING ELECTRON MICROSCOPE

We have considered the peculiarity of the standard SEM, having the stopping capacitor in its construction. This leads to cutting off the steady components of video-signals (and, of course, to zero cutting!). It prevents realizing the adequate accuracy of size measurements with the Threshold Concept. We have created the new approach for calculating the Edge Positions of the real sample and its real sizes on the basis of analysis of the present video-signals solely along X-direction.

Keywords: stopping capacitor, steady components of the video signals, Edge Position (EP)

Data of authors:

Minaev Vyacheslav Veniaminovich, Principal research assistant in «Angstrom», Stock Company candidate of physical and mathematical Sciences, member of the Public International Academy

общество «Ангстрем», 124460, г. Москва, Зеленоград, Площадь Шокина, д. 2, строение 3, e-mail: angstrem.minaev@yandex.ru;

Никитин Аркадий Викторович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры Московского филиала Санкт-Петербургского гуманитарного университета профсоюзов, академик негосударственной Метрологической Академии РФ, Московский областной филиал Санкт-Петербургского Гуманитарного университета, 141570, Московская область, Солнечногорский район, Львовское шоссе, д. 1, e-mail: nikitin.arkady2015@yandex.ru.

МАГНИТОРЕЗИСТИВНАЯ ПАМЯТЬ С ЗАПИСЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Рассмотрены проблемы создания магниторезистивной памяти с записью электрическим полем (MERAM), основанной на зарядовом, обменном или упругом взаимодействии между электрочувствительным слоем и ферромагнитным слоем, входящим в состав магнитного туннельного соединения. Найдены ограничения на размер ячейки, связанные с существованием суперпарамагнитного порога.

Ключевые слова: магниторезистивная память, обменное взаимодействие, упругое взаимодействие, суперпарамагнитный порог, магнитное туннельное соединение

Сведения об авторе:

Морозов Александр Игоревич, доктор физико-математических наук, профессор, Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, e-mail: mor-alexandr@yandex.ru

АДАПТАЦИЯ МЕТОДА МОДЕЛИРОВАНИЯ ОТЖИГА ДЛЯ РАЗМЕЩЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ В БАЗИСЕ РЕКОНФИГУРИРУЕМЫХ СИСТЕМ НА КРИСТАЛЛЕ

В данной работе представлен алгоритм на основе метода моделирования отжига для оптимизации результатов начального размещения в маршруте проектирования схем в заданном базисе РСНК. Оптимизация размещения элементов осуществляется с учетом особенностей и ограничений РСНК. Размещение выполняется на двух уровнях иерархии, для каждого из которых разработана отдельная целевая функция. Декомпозиция этапа размещения позволяет использовать в процессе проектирования готовые IP-блоки. Разработанный алгоритм тестировался на наборах тестовых схем ISCAS-85 и ISCAS-89. Результаты проведенного тестирования показывают, что разработанный алгоритм позволяет реализовывать работоспособные трассируемые цифровые схемы в базисе РСНК.

Ключевые слова: размещение элементов, автоматизация проектирования, моделирование отжига, программируемые логические интегральные схемы (ПЛИС), реконфигурируемые системы на кристалле (РСНК)

Сведения об авторах:

Гаврилов Сергей Витальевич, доктор технических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем проектирования в микроэлектронике Российской академии наук, 124365, Москва, Зеленоград, ул. Советская, д. 3, e-mail: sergey_g@iprm.ru;

Железников Даниил Александрович, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем проектирования в микроэлектронике Российской академии наук, 124365, Москва, Зеленоград, ул. Советская, д. 3, e-mail: zheleznikov_d@iprm.ru;

Чочаев Рустам Жамболатович, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем проектирования в микроэлектронике Российской академии наук, 124365, Москва, Зеленоград, ул. Советская, д. 3, e-mail: chochaev_r@iprm.ru;

Эннс Виктор Иванович, кандидат технических наук, Научно-исследовательский институт молекулярной электроники, 124460, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1, e-mail: venns@niime.ru.

РАСЧЕТ ДОБОРНОСТИ МЭМС-РЕЗОНАТОРА С УЧЕТОМ ВЯЗКОГО ДЕМПФИРОВАНИЯ ПРИ ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ ОПТИМИЗАЦИИ ЕГО КОНСТРУКЦИИ

Рассмотрена задача термоупругого и газодинамического демпфирования на примере резонатора МЭМС-датчика. Приводятся результаты моделирования в условиях изменяющегося давления остаточных газов с учетом основных механизмов диссипации энергии. С целью варьирования чувствительности резонатора к газодинамическому демпфированию в конструкцию вводят концентраторы механических напряжений. На примере резонатора, имеющего топологические модификации, решается задача по оптимизации его исходной конструкции. Рассмотрена эффективность введения концентраторов.

Ключевые слова: микросистемная техника, резонатор, добротность системы, демпфирование, концентратор механических напряжений

of Technology Science, 124460, Moscow, Zelenograd, Shokin square, 2 / 3, e-mail: angstrem.minaev@yandex.ru;

Nikitin Arkady Viktorovich, doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of chair in Moscow branch of Saint Petersburg Humanitarian University of Trade Unions, Member of the voluntary Russian Metrology Academy. d. 2, Lyalovo highway, Solnechnogorsk district, Moscow region, 141570, e-mail: nikitin.arkady2015@yandex.ru.

MAGNETORESISTIVE MEMORY WITH ELECTRIC FIELD RECORDING

The problems arising in the process of development of the magnetoresistive memory with the electric field recording (MERAM) based on, exchange, charge or elastic interaction between the electrosensitive layer and the ferromagnetic layer comprising the magnetic tunnel junction were considered. The limitations were discovered concerning the size of the cells connected with the existing superparamagnetic threshold.

Keywords: magnetoresistive memory, exchange interaction, elastic interaction, superparamagnetic threshold, magnetic tunnel junction

Data of author:

Morozov Alexander Igorevich, doctor of physical and mathematical Sciences, Professor, Moscow Institute of Physics and Technology (State University), 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, e-mail: mor-alexandr@yandex.ru

THE MODIFICATION OF SIMULATED ANNEALING-BASED PLACEMENT ALGORITHM FOR RECONFIGURABLE SYSTEMS-ON-CHIP

In this paper we present an algorithm based on simulating annealing approach for initial placement optimization in reconfigurable system-on-chip (RSoc) design flow. RSoc's features and constraints are taken into account while performing placement optimization. Cost functions are developed for both global and detailed placement. On the global placement stage ready-made IP cores can be used as well. Experimental results on a set of ISCAS'85 and ISCAS'89 benchmarks demonstrate that the presented algorithm generates high-quality routable placement.

Keywords: placement, computer-aided design, simulated annealing, field-programmable logic arrays (FPGA), reconfigurable systems-on-chip (RSoc)

Data of authors:

Gavrilov Sergey Vitalievich, Doctor of technical science, Federal State-Funded Institution of Science Institute for Design Problems in Microelectronics of Russian Academy of Sciences, 3, Sovetskaya Street, Moscow 124365, Russian Federation. e-mail: sergey_g@iprm.ru;

Zheleznikov Daniil Aleksandrovich, Federal State-Funded Institution of Science Institute for Design Problems in Microelectronics of Russian Academy of Sciences, 3, Sovetskaya Street, Moscow 124365, Russian Federation, e-mail: zheleznikov_d@iprm.ru;

Chochev Rustom Zhambolatovich, Federal State-Funded Institution of Science Institute for Design Problems in Microelectronics of Russian Academy of Sciences (IPPM RAS), 3, Sovetskaya Street, Moscow 124365, Russian Federation, e-mail: chochaev_r@iprm.ru;

Enns Victor Ivanovich, candidate of technical Sciences, «Molecular Electronics Research Institute», Stock Company, 1-st Zapadnyy proezd, 12 / 1 Zelenograd, Moscow, 124460, Russian Federation. e-mail: venns@niime.ru

CALCULATION OF MEMS-RESONATOR Q-FACTOR TAKING INTO ACCOUNT VISCOUS DAMPING IN THE TOPOLOGICAL OPTIMIZATION OF ITS DESIGN

The problem of thermoelastic and gas-dynamic damping is considered on the example of a MEMS-sensor resonator. The results of modeling under conditions of variable pressure of residual gases taking into account the basic mechanisms of energy dissipation are given. In order to vary the sensitivity of the resonator to gas-dynamic damping, mechanical stress concentrators are introduced into the structure. On the example of a resonator having topological modifications, the optimization problem of its initial design is solved. The efficiency of local injection of mechanical stress concentrators is considered.

Keywords: microsystem technology, resonator, Q-factor of the system, damping, mechanical stress concentrator

Data of authors:

Volkova Catherine Ivanovna; Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod (UNN), 603950, Nizhny Novgorod, Gagarin av., 23, b. 3; kattykat@inbox.ru.

Сведения об авторах:

Волкова Екатерина Ивановна; Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского» (ННГУ им. Н. И. Лобачевского), 603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, корп. 3; kattykat@inbox.ru.

Гусейнов Давуд Вадимович; кандидат физико-математических наук; Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского» (ННГУ им. Н. И. Лобачевского), 603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, корп. 3; david.guseinov@gmail.com.

Попков Сергей Алексеевич; кандидат физико-математических наук; Филиал Федерального государственного унитарного предприятия «Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики» «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю. Е. Седакова» (Филиал ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» «НИИИС им. Ю. Е. Седакова»), 603137, г. Нижний Новгород, ул. Тропинина, 47; popkov@phys.unn.ru.

Сафонов Алексей Владимирович; кандидат физико-математических наук; Филиал Федерального государственного унитарного предприятия «Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики» «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю. Е. Седакова» (Филиал ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» «НИИИС им. Ю. Е. Седакова»), 603137, г. Нижний Новгород, ул. Тропинина, 47; safalex@mail.ru.

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС MaskFlow для АВТОМАТИЗАЦИИ ПРОЦЕССА ПОДГОТОВКИ УПРАВЛЯЮЩЕЙ ИНФОРМАЦИИ для ИЗГОТОВЛЕНИЯ ФОТОШАБЛОНОВ

В работе проанализирован существующий в АО «НИИМЭ» маршрут подготовки управляющей информации, выявлены его ключевые недостатки. Предложен модернизированный маршрут, включающий альтернативный подход к обеспечению целостности данных и оптимизированный алгоритм сборки фотошаблонов. Для имплементации модернизированного маршрута разработан программный комплекс, внедрение которого позволило существенно увеличить ошибкоустойчивость процесса подготовки управляющей информации и в несколько раз сократить временные затраты на его выполнение.

Ключевые слова: подготовка управляющей информации, целостность данных, алгоритм сборки фотошаблонов

Сведения об авторах:

Иванов Владимир Викторович, Акционерное общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, г. Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1, e-mail: vlaivanov@niime.ru;

Медведев Константин Александрович, Акционерное общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, г. Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1, e-mail: kmedvedev@niime.ru;

Тельминов Олег Александрович, кандидат технических наук, Акционерное общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, г. Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12, стр. 1, e-mail: otelminov@niime.ru.

О ДВУХ ВАРИАНТАХ ИНТЕРПРЕТАЦИИ СВОЙСТВ ЗАМКНУТЫХ ЗАПУТАННЫХ СИСТЕМ

Проанализированы особенности ограничения степеней свободы случайных процессов, протекающих в квантовых замкнутых системах вследствие закона сохранения импульса и возможностей описания их исходя из ортодоксальной интерпретации квантовой теории и концепции «волны-пилота» Дэвида Бома.

Ключевые слова: замкнутая система, квантовая запутанность, нелокальность, закон сохранения импульса, ортодоксальная интерпретация квантовой теории, концепция «волны-пилота» Бома

Сведения об авторах:

Белинский Александр Витальевич, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики Земли физического факультета, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», Россия, 119991, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2; e-mail: belinsky@inbox.ru;

Жуковский Андрей Кузьмич, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2., e-mail: andrez@rambler.ru

Guseinov David Vadimovich; candidate of physical and mathematical sciences; Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod (UNN), 603950, Nizhny Novgorod, Gagarin av., 23, b. 3; david.guseinov@gmail.com.

Popkov Sergey Alekseevich; candidate of physical and mathematical sciences; Branch of Federal State Unitary Enterprise «Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics» «Research Institute of Measuring Systems named after Yu. Ye. Sedakov» (Branch of FSUE «RFNC-VNIIEF» «NIIS named after Yu. Ye. Sedakov»), 603137, Nizhny Novgorod, Tropinina street, 47; popkov@phys.unn.ru.

Safonov Alexey Vladimirovich; candidate of physical and mathematical sciences; Branch of Federal State Unitary Enterprise «Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics» «Research Institute of Measuring Systems named after Yu. Ye. Sedakov» (Branch of FSUE «RFNC-VNIIEF» «NIIS named after Yu. Ye. Sedakov»), 603137, Nizhny Novgorod, Tropinina street, 47; safalex@mail.ru.

A SOFTWARE PACKAGE MaskFlow FOR AUTOMATING THE PROCESS OF CONTROL INFORMATION PREPARATION FOR PHOTOMASKS MANUFACTURING

The paper describes the control information preparation flow existing at MERI SC and reveals its key shortcomings. A modernized flow is proposed, including an alternative approach to data integrity ensuring and an optimized algorithm for photo masks composition. A software package for the modernized flow execution is developed and deployed at NIIME JSC. The implementation results show significant improvements of the robustness of control information preparation process and distinguish time expenditures decreasing.

Keywords: control information preparation, data integrity, photomask composition algorithm

Data of authors:

Ivanov Vladimir Viktorovich, Molecular Electronics Research Institute, Stock Company, 12 / 1, 1st Zapadnyi Proezd, Zelenograd, Moscow, Russia, 124460, e-mail: vlaivanov@niime.ru;

Medvedev Konstantin Aleksandrovich, Molecular Electronics Research Institute, Stock Company, 12 / 1, 1st Zapadnyi Proezd, Zelenograd, Moscow, Russia, 124460, e-mail: kmedvedev@niime.ru;

Telminov Oleg Aleksandrovich, candidate of engineering sciences, Molecular Electronics Research Institute, Stock Company, 12 / 1, 1st Zapadnyi Proezd, Zelenograd, Moscow, Russia, 124460, e-mail: otelminov@niime.ru.

ABOUT TWO VARIANTS OF THE INTERPRETATION OF THE PROPERTIES OF CLOSED ENTANGLED SYSTEMS

The features of the limitation of the degrees of freedom of random processes occurring in quantum closed systems due to the law of conservation of momentum and the possibilities of their description based on the orthodox interpretation of the quantum theory and the «wave-pilot» concept of David Bohm are analyzed.

Keywords: closed system, quantum entanglement, nonlocality, the law of conservation of momentum, orthodox interpretation of quantum theory, the «wave-pilot» concept of David Bohm

Data of authors:

Belinsky Alexander Vital'evich, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the Department of Physics of the Earth, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, 1, building 2, Leninskie Gory, Moscow, Russia, 119991; e-mail: belinsky@inbox.ru;

Zhukovskiy Andrey Kuzmich, Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory, 1 / build.2, Moscow, 119991, Russia, e-mail: andrez@rambler.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 14.12.2018.

Отпечатано в типографии «Печатных Дел Мастер».
Номер заказа .
✉ 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 воз-
вращаются. 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