



РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ
ЕСТЕСТВЕННЫХ НАУК
ОТДЕЛЕНИЕ ПРОБЛЕМ
РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ,
НАНОФИЗИКИ И
ИНФОРМАЦИОННЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ

РЭНСИТ:

**РАДИОЭЛЕКТРОНИКА.
НАНОСИСТЕМЫ.
ИНФОРМАЦИОННЫЕ
ТЕХНОЛОГИИ.**

2020, том 12, № 4

ОСНОВАН В 2009 г. - печатное издание
С 2014 г. - печатное и сетевое издание
ВЫХОДИТ ЧЕТЫРЕ РАЗА В ГОД
МОСКВА

Главный редактор

Грачёв В.И.
grachev@cplire.ru

Зам.гл. редактора

Илюшин А.С., д.ф.-м.н., МГУ

Зам. гл. редактора

Губин С.П., д.х.н., ИОНХ РАН

Ответственный секретарь

Беляев Р.В., к.ф.-м.н., ИРЭ РАН
belyaev@cplire.ru

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Андреев А.В., д.ф.-м.н., МГУ

Бушуев В.А., д.ф.-м.н., МГУ

Гуляев Ю.В., д.ф.-м.н., акад.РАН, ИРЭ

Дмитриев А.С., д.ф.-м.н., ИРЭ РАН

Илюшин Я.А., д.ф.-м.н., МГУ

Козарь А.В., д.ф.-м.н., МГУ

Колесов В.В., к.ф.-м.н., ИРЭ РАН

Корнилова А.А., к.ф.-м.н., МГУ

Макаров В.А., д.ф.-м.н., МГУ

Окозуб А.В., д.ф.-м.н., ИОНХ СО РАН

Орешко А.П., д.ф.-м.н., МГУ

Перов И.Б., д.ф.-м.н., ч.-к.РАН, МФТИ

Потапов А.А., д.ф.-м.н., ИРЭ РАН

Русаков В.С., д.ф.-м.н., МГУ

Сигов А.С., д.ф.-м.н., акад.РАН, МИРЭА

Силонов В.М., д.ф.-м.н., МГУ

Солдатов Е.С., к.ф.-м.н., МГУ

Фетисов Ю.К., д.ф.-м.н., МИРЭА

Цепелев А.Б., д.ф.-м.н., ИМЕТ РАН

Черепенин В.А., д.ф.-м.н., ч.-к.РАН, ИРЭ

Верона Э., DrSci, Италия

Кавазое Е., DrSci, Япония

Кадыржанов К.К., DrSci, Казахстан

Мак Кен Питер Пауль, DrSci, США

Сангаа Дэлэг, DrSci, Монголия

Скиртач А., DrSci, Бельгия

Энхтор Л., DrSci, Монголия

ISSN 2218-3000

Журнал зарегистрирован в Министерстве связи и
массовых коммуникаций Российской Федерации.
Свидетельство ПИ №ФС77-38976 от 02.03.2010 г.

Все права защищены. Никакая часть этого издания
не может быть воспроизведена в какой-либо форме
без письменного разрешения издателя.

©РАЕН 2020

АДРЕС РЕДАКЦИИ:

125009 МОСКВА, РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ,
ул. Моховая, 11, корп. 7, к. 218-219,
тел. +7 495 629 3368, факс 495 629 3678 Грачеву В.И.

Отпечатано в типографии "Онлайн-Пресс М"
г. Тверь 170100, ул. Московская, 82.

СОДЕРЖАНИЕ

РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

МЕТОДЫ РАСЧЕТА РАДИОГОЛОГРАММ ОБЪЕМНЫХ
ОБЪЕКТОВ

Голунов В.А., Коротков В.А. 429

ОПТИМИЗАЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО
НЕФЕЛОМЕТРА

Ошлаков В.Г., Щербаков А.П., Илюшин Я.А. 437

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

USING OF STOPPING AND RANGE OF IONS IN
MATTER CODE TO STUDY OF RADIATION DAMAGE IN
MATERIALS

Niwa Mohammad Qadr, Ari Maghdid Hamad 451

НАНОСИСТЕМЫ

ПОВЕРХНОСТЬ НАНОЧАСТИЦ КАК СФЕРОИДАЛЬНЫЙ
ДЕФЕКТ МАТЕРИНСКОГО МАТЕРИАЛА

Губин С.П., Иони Ю.В., Буслаева Е.Ю. 457

ВЫСОКОПРОВОДЯЩИЙ ПОЛИМЕР ПЭДОТ:ПСС
- ПРИМЕНЕНИЕ В БИМЕДИЦИНСКИХ И
БИОЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Решетиллов А.Н., Китова А.Е., Тарасов С.Е., Плеханова Ю.В.,
Быков А.Г., Сандраморти А.К., Кузнецова И.Е., Колесов В.В.,
Готовцев П.М. 471

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА
АКУСТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ПРОТЯЖЕННЫХ АНТЕНН В ДИСПЕРГИРУЮЩИХ СРЕДАХ

Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Ткаченко С.А., Казначеев И.В. . 483

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ОТСУТСТВУЮЩИХ
ФРАГМЕНТОВ ИЗОБРАЖЕНИЯ, ИСКАЖЕННОГО
ВСЛЕДСТВИЕ ДЕФОКУСИРОВКИ ИЛИ СМАЗА ПРИ
ИЗВЕСТНОЙ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ

Кокошкин А.В., Новичихин Е.П. 495

ANALYZE AND EVALUATE THE PERFORMANCE
VELOCITY CONTROL IN DC MOTOR

Hazim M. Alkargole, Abbas S. Hassan, Raouf T. Hussein 507

АЛГОРИТМЫ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ В
АВИАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ РАДИОЭЛЕКТРОННОГО
НАБЛЮДЕНИЯ

Бирюков И.Д., Бучучан П.В., Тимошенко П.И. 517

МЕТОДОЛОГИЯ НАУКИ

НА ПУТИ К НОВОЙ ПАРАДИГМЕ

Мышинский Г.В. 529

CONTENTS

RADIOELECTRONICS

METHODS FOR CALCULATING RADIO HOLOGRAMS OF VOLUMETRIC OBJECTS

Valery A. Golunov, Vadim A. Korotkov 429

OPTIMIZATION OF A POLARIZATION NEPHELOMETER

Viktor G. Oshlakov, Anatoly P. Shcherbakov, Yaroslav A. Ilyushin .. 437

SOLID STATE PHYSICS

USING OF STOPPING AND RANGE OF IONS IN MATTER CODE TO STUDY OF RADIATION DAMAGE IN MATERIALS

Hiwa Mohammad Qadr, Ari Maghdid Hamad 451

NANOSYSTEMS

NANOPARTICLES SURFACE AS A SPHEROIDAL DEFECT IN THE PARENT MATERIAL

Sergey P. Gubin, Yulia V. Ioni, Elene Yu. Buslaeva 457

HIGHLY CONDUCTIVE POLYMER PEDOT: PSS - APPLICATION IN BIOMEDICAL AND BIOELECTROCHEMICAL SYSTEMS

Anatoly N. Reshetilov, Anna E. Kitova, Sergey E. Tarasov, Yulia V. Plekhanova, Alexander G. Bykov, Ashok K. Sundramoorthy, Iren E. Kuznetsova, Vladimir V. Kolesov, Pavel M. Gotovtsev 471

INFORMATION TECHNOLOGIES

INTERFEROMETRIC PROCESSING OF ACOUSTIC INFORMATION BY USING EXTENDED ANTENNAS IN DISPERSING MEDIA

Venedikt M. Kuz'kin, Sergey A. Pereselkov, Sergey A. Tkachenko, Ilia V. Kaznacheev 483

RESTORING MISSING FRAGMENTS OF A DISTORTED IMAGE DUE TO DEFOCUSING OR BLUR OF A KNOWN HARDWARE FUNCTION

Alexander V. Kokoshkin, Evgeny P. Novichikhin 495

ANALYZE AND EVALUATE THE PERFORMANCE VELOCITY CONTROL IN DC MOTOR

Hazim M. Alkargole, Abbas S. Hassan, Raof T. Hussein 507

INFORMATION PROCESSING ALGORITHMS IN AVIATION-BASED RADIOELECTRONIC SURVEILLANCE SYSTEMS

Ivan D. Biryukov, Pavel V. Buchuchan, Polina I. Timoshenko 517

SCIENCE METHODOLOGY

TOWARDS A NEW PARADIGM

Gennady V. Mishinsky 529



RUSSIAN ACADEMY
OF NATURAL SCIENCES

DEPARTMENT OF
RADIOELECTRONICS,
NANOPHYSICS AND
INFORMATION TECHNOLOGIES
PROBLEMS

RENSIT:

**RADIOELECTRONICS.
NANOSYSTEMS.
INFORMATION
TECHNOLOGIES.**

2020, VOL. 12, № 4

FOUNDED IN 2009

4 ISSUES PER YEAR

MOSCOW

Editor-in-Chief

VLADIMIR I. GRACHEV

grachev@cplire.ru

Deputy Chief Editor

Alexander S. Ilyushin, DrSci, MSU

Deputy Chief Editor

Sergey P. Gubin, DrSci, IGIC RAS

Executive Secretary

Rostislav V. Belyaev, PhD, IRE RAS

belyaev@cplire.ru

EDITORIAL BOARD

Anatoly V. Andreev, DrSci, MSU

Vladimir A. Bushuev, DrSci, MSU

Vladimir A. Chetepenin, DrSci, c-mRAS, IRE

Alexander S. Dmitriev, DrSci, MSU

Yuri K. Fetisov, DrSci, MIREA

Yuri V. Gulyaev, DrSci, acad.RAS, IRE

Yaroslav A. Ilyushin, DrSci, MSU

Anatoly V. Kozar, DrSci, MSU

Vladimir V. Kolesov, PhD, IRE

Albina A. Kornilova, PhD, MSU

Vladimir A. Makarov, DrSci, MSU

Alexander V. Okotrub, DrSci, SB RAS

Aleksey P. Oreshko, DrSci, MSU

Igor B. Petrov, DrSci, c-m RAS, MIPT

Alexander A. Potapov, DrSci, IRE

Vyacheslav S. Rusakov, DrSci, MSU

Alexander S. Sigov, DrSci, c-mRAS, MIREA

Valentine M. Silonov, DrSci, MSU

Eugeny S. Soldatov, PhD, MSU

Arkady B. Tsepelev, DrSci, IMET

Lkhamsuren Enkhdorj, DrSci (Mongolia)

Yoshiyuki Kawazoe, DrSci (Japan)

Kayrat K. Kadyrzhanov, DrSci (Kazakhstan)

Peter Paul Mac Kenn, DrSci (USA)

Deleg Sangaa, DrSci (Mongolia)

Andre Skirtach, DrSci (Belgium)

Enrico Verona, DrSci (Italy)

ISSN 2414-1267

The journal on-line is registered by the Ministry of Telecom and Mass Communications of the Russian Federation. Certificate EL. no. FS77-60275 on 19.12.2014

All rights reserved. No part of this publication may be reproduced in any form or by any means without permission in writing from the publisher.

©RANS 2020

EDITORIAL BOARD ADDRESS

218-219 of., 7 b., 11, Mokhovaya str.,

125009 MOSCOW, RUSSIAN FEDERATION,

TEL. +7 495 629 3368

FAX +7 495 629 3678 FOR GRACHEV

DOI: 10.17725/rensit.2020.12.429

Методы расчета радиоголограмм объемных объектов

Голунов В.А., Коротков В.А.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал, <http://fire.relarn.ru/>

Фрязино 141190, Московская обл., Российская Федерация

E-mail: golsnow@mail.ru

Поступила 17.07.2020, рецензирована 27.07.2020, принята 10.08.2020

Представлена действительным членом РАЕН А.А. Потаповым

Аннотация: В работе предложен метод расчета радиоголограмм для объемных объектов, основанный на представлении объектов в виде ансамблей виртуальных точечных источников, распределенных на множестве параллельных плоскостей. Предложенный метод является развитием известного метода, в котором объекты представляются в виде ансамбля точечных рассеивателей. Возможности предложенного метода показаны на примере расчета голограммы фрагмента сферы, на котором случайным образом выбраны 1000 точек, в которых рассеивается излучение, исходящее из центра сферы. Расчеты выполнены для диапазона частот 2...100 ГГц при радиусе сферы 0.5 м, размере двумерной голограммы 0.65×0.65 м и количестве пикселей 512×512. Показано, что в сравнении с известным методом предложенный метод позволяет рассчитывать амплитуду голограммы с удовлетворительной точностью, если виртуальные источники размещать на параллельных плоскостях в количестве свыше 64-х штук. В случае объектов, требующих представления в виде ансамбля точечных рассеивателей в количестве свыше 1000 штук, предложенный метод при расчете их голограмм оказывается существенно производительнее, чем известные методы.

Ключевые слова: компьютерное моделирование, радиоголограммы, объемные объекты, точечные рассеиватели, виртуальные точечные источники, параллельные плоскости, сфера
УДК 621.396

Благодарности: Работа выполнена по госзаданию ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

Для цитирования: Голунов В.А., Коротков В.А. Методы расчета радиоголограмм объемных объектов. РЭНСИТ, 2020, 12(4):429-436. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.429.

Methods for Calculating Radio Holograms of Volumetric Objects

Valery A. Golunov, Vadim A. Korotkov

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Fryazino branch, <http://fire.relarn.ru/>
Fryazino 141190, Moscow Region, Russian FederationE-mail: golsnow@mail.ru

Received July 07, 2020; peer reviewed July 27, 2020; accepted August 10, 2020

Abstract: A method for calculating holograms for volumetric objects based on the representation of objects in the form of ensembles of virtual point sources distributed on a set of parallel planes has been proposed. The proposed method is the development of the well-known method in which objects are represented as ensemble of real point scatterers. The possibilities of the proposed method are demonstrated by calculating a hologram of a fragment of a sphere, on which 1000 points are randomly selected, at which radiation emanating from the center of the sphere is scattered. The choice of a fragment of a sphere as an object under study is due to the fact that when calculating its hologram, phase errors inherent in approximate calculations are most pronounced. The calculations were performed for the frequency range of 2...100 GHz, the sphere radius of 0.5 m, a two-dimensional hologram size of 0.65×0.65 m, and a pixel count of 512×512. It is shown that,

in comparison with the known method, the proposed method makes it possible to calculate the amplitude of a hologram with satisfactory accuracy if virtual sources are placed on parallel planes in an amount of more than 64 pieces. In the case of objects that require representation in the form of an ensemble of point scatterers in the amount of more than 1000 pieces, the calculation of their holograms by the proposed method turns out to be much more efficient than the known method.

Keywords: computer modeling, radio holograms, volumetric objects, point scatterers, virtual point sources, parallel planes, sphere

UDC 621.396

Acknowledgements: The work was carried out according to the state order of the Kotelnikov IRE RAS.

For citation: Valery A. Golunov, Vadim A. Korotkov. Methods for Calculating Radio Holograms of Volumetric Objects. *RENSIT*, 2020, 12(4):429-436. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.429.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (430)
 2. МЕТОД ТОЧЕЧНЫХ РАССЕЙВАТЕЛЕЙ (МЕТОД 1) (430)
 3. МЕТОД ВИРТУАЛЬНЫХ РАССЕЙВАТЕЛЕЙ НА ОДНОЙ ПЛОСКОСТИ (МЕТОД 2) (431)
 4. МЕТОД ВИРТУАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА МНОЖЕСТВЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПЛОСКОСТЕЙ (МЕТОД 3) (431)
 5. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА РАДИОГОЛОГРАММ МЕТОДАМИ 1, 2, 3 (432)
 6. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВРЕМЕНИ РАСЧЕТОВ ГОЛОГРАММ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ (434)
 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (435)
- ЛИТЕРАТУРА (435)

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из направлений решения таких задач радиолокации, как обнаружение, определение координат местоположения и формы объектов, является радиоголография [1]. Получение радиоголограмм экспериментальными методами связано с измерением полей, рассеянных реальными объектами, что, как правило, достаточно трудоемко. В ряде случаев альтернативным методом может быть расчет радиоголограмм на основе компьютерного моделирования рассеяния электромагнитных волн объектами с заданными свойствами.

К настоящему времени не существует аналитического решения задачи рассеяния волн объектом произвольной формы. В общем случае рассеянное объектом поле рассчитывается на основе теоремы Кирхгофа [2-5]. Другим способом моделирования радиоголограмм является расчет на основе представления объекта в виде набора точечных рассеивателей [6]. В случае, если эти рассеиватели лежат на одной плоскости, можно воспользоваться свойством Фурье образа свертки и использовать для расчета быстрое преобразование Фурье (БПФ) [1]. Однако, если объекты не плоские, то использование БПФ затруднительно.

Цель данной работы состоит в развитии метода расчета радиоголограмм объемных объектов, который основан на их представлении в виде набора точечных рассеивателей.

2. МЕТОД ТОЧЕЧНЫХ РАССЕЙВАТЕЛЕЙ (МЕТОД 1)

Представим исследуемый объемный объект в виде ансамбля точечных рассеивателей, как показано на **рис. 1**, а источник излучения расположим в точке I . Пусть рассеянное поле измеряется в пределах прямоугольника $ABCD$, центр H которого

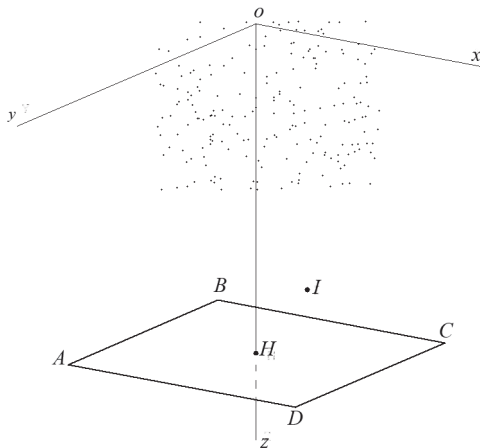


Рис. 1. Схема измерения голограммы объекта, представленного в виде ансамбля точечных рассеивателей.

находится на оси OZ .

Поле, измеренное в точке (x_p, y_p, z_p) , можно оценить в приближении Гюйгенса-Френеля [1]:

$$E(\vec{r}_h) = E_0 \sum_{n=0}^{M-1} \beta(\vec{r}_n) \frac{\exp(ik|\vec{r}_l - \vec{r}_n|)}{|\vec{r}_l - \vec{r}_n|} \frac{\exp(ik|\vec{r}_h - \vec{r}_n|)}{|\vec{r}_h - \vec{r}_n|}, \quad (1)$$

где M – количество точечных рассеивателей; $\vec{r}_l, \vec{r}_n, \vec{r}_h$ – векторы координат положения источника, n -го рассеивателя и приемника соответственно; E_0 – амплитуда источника; $\beta(\vec{r}_n)$ – коэффициент отражения (рассеяния) n -ого рассеивателя [1].

3. МЕТОД ВИРТУАЛЬНЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ НА ОДНОЙ ПЛОСКОСТИ (МЕТОД 2)

Представим, что каждому точечному рассеивателю объекта соответствует виртуальный источник сферической волны на плоскости $PQRS$, показанной на рис. 2. Координаты x, y рассеивателя и виртуального источника совпадают, а фаза волны виртуального источника корректируется с учетом ее набега на отрезке от рассеивателя до виртуального источника.

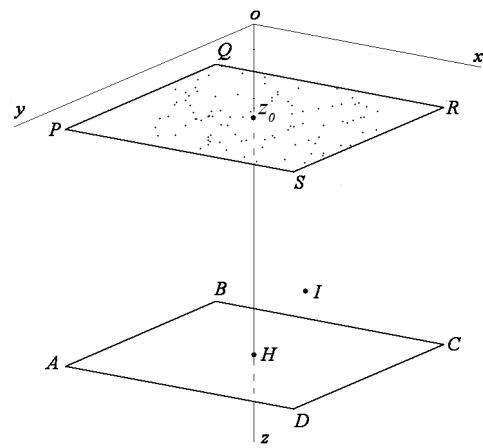


Рис. 2. Схема измерения голограммы объекта в виде ансамбля виртуальных источников на плоскости $PQRS$ при их облучении из точки I .

Поле, измеренное в точке (x_p, y_p, z_p) на плоскости $ABCD$, можно оценить с учетом коррекции фазы виртуальных источников относительно соответствующих им точечных рассеивателей с помощью следующего соотношения, аналогичного соотношению (1):

$$E_1(\vec{r}_h) = E_0 \sum_{n=0}^{M-1} \beta(\vec{r}_n) \frac{\exp(ik|\vec{r}_l - \vec{r}_n|)}{|\vec{r}_l - \vec{r}_n|} \frac{\exp(ik|\vec{r}_h - \vec{r}_n|)}{|\vec{r}_h - \vec{r}_n|} \exp(i|\vec{r}_n' - \vec{r}_n|), \quad (2)$$

где \vec{r}_n' – вектор координат n -го виртуального источника, $|\vec{r}_n' - \vec{r}_n| = |z_0 - z_n|$ – расстояние между плоскостью $ABCD$ и n -ым точечным рассеивателем, $|\vec{r}_h - \vec{r}_n'| = \sqrt{(x_h - x_n)^2 + (y_h - y_n)^2 + (z_h - z_0)^2}$ – расстояние между приемником и n -ым виртуальным источником.

Выражение (2) можно вычислить с помощью быстрого преобразования Фурье.

4. МЕТОД ВИРТУАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА МНОЖЕСТВЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПЛОСКОСТЕЙ (МЕТОД 3)

Из анализа (2) следует, что при значительном размере объекта вдоль оси OZ будут увеличиваться погрешности расчета голограммы по сравнению с методом 1.

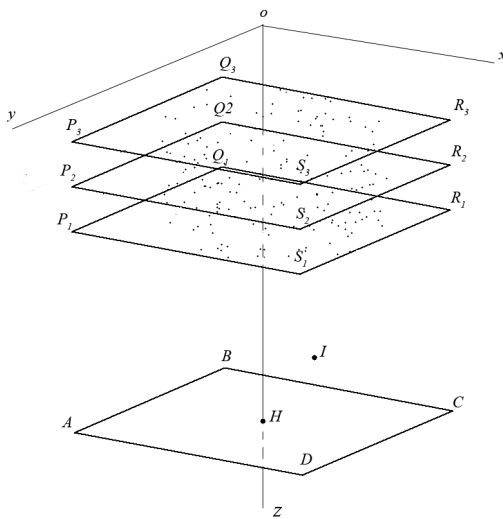


Рис. 3. Схема измерения голограммы объекта в виде ансамбля виртуальных источников на плоскостях $P_1Q_1R_1S_1, P_2Q_2R_2S_2, P_3Q_3R_3S_3$ при их облучении из точки I.

Для уменьшения ошибок спроектируем точечные рассеиватели, из которых состоит объект, на ряд параллельных плоскостей, например, на три плоскости $P_1Q_1R_1S_1, P_2Q_2R_2S_2, P_3Q_3R_3S_3$, как показано на рис. 3, так, чтобы на каждой плоскости были расположены виртуальные источники, соответствующие близлежащим к ним точечным рассеивателям.

Тогда поле в точке (x_h, y_h, z_h) можно оценить с учетом указанной выше коррекции фазы следующим образом:

$$E_1(\vec{r}_h) = E_0 \sum_{p=0}^{N_p-1} \sum_{n=0}^{M_{np}-1} \beta(\vec{r}_n) \frac{\exp(ik|\vec{r}_l - \vec{r}_n|) \exp(ik|\vec{r}_h - \vec{r}'_{np}|) \exp(i|\vec{r}'_{np} - \vec{r}_n|)}{|\vec{r}_l - \vec{r}_n| |\vec{r}_h - \vec{r}'_{np}|}, \quad (3)$$

где $|\vec{r}'_{np} - \vec{r}_n| = |z_{op} - z_n|$ – расстояние между плоскостью $P_pQ_pR_pS_p$ и n -ым точечным рассеивателем, $|\vec{r}_h - \vec{r}'_{np}| = \sqrt{(x_h - x_{np})^2 + (y_h - y_{np})^2 + (z_h - z_{op})^2}$ – расстояние между приемником и np -ым виртуальным источником, являющимся проекцией n -ого точечного источника на плоскость $P_pQ_pR_pS_p$, N_p и M_{np} – соответственно количество плоскостей и количество виртуальных источников на каждой плоскости.

5. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА РАДИОГОЛОГРАММ МЕТОДАМИ 1, 2, 3

Для сравнения эффективности расчетов радиоголограмм рассмотренными выше методами в качестве тестового объекта выберем часть металлической сферы, которая, как показано на рис. 4, облучается сферической волной из точки, лежащей в центре сферы.

Выбор такого тестового объекта обусловлен свойством сферы фокусировать в ее центре волны, излучаемые из ее же центра. Следовательно, в качестве критерия эффективности применения сравниваемых методов можно принять их способность в результате расчетов обеспечивать высококачественную фокусировку рассеянного излучения.

При дальнейших расчетах примем, что длина волны излучения $\lambda = 0.0025$ м, радиус сферы $R = 0.5$ м, размеры двумерной голограммы составляют 0.65×0.65 м при количестве пикселей 512×512 .

Рассеивающий фрагмент сферы выберем таким образом, чтобы его проекция

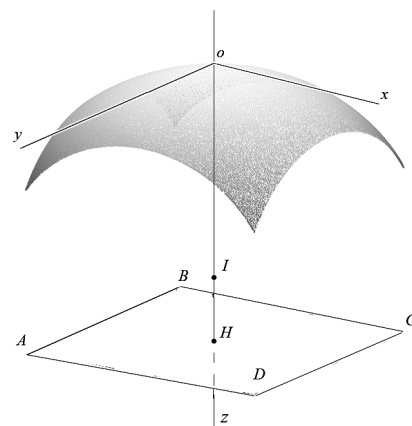


Рис. 4. Схема измерения голограммы на плоскости ABCD при облучении фрагмента сферы из ее центра I.

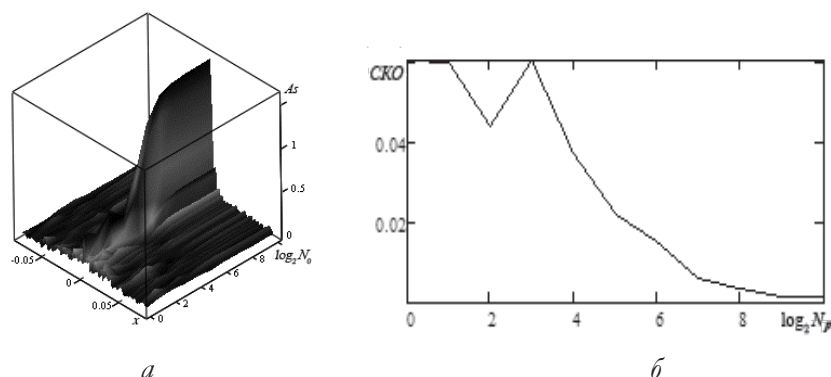


Рис. 5. Сечения поверхности амплитуды голограммы вдоль оси OX при $y = 0$ (а) и график зависимости СКО в центре голограммы (б) в зависимости от количества плоскостей с виртуальными источниками.

на плоскость измерения голограммы совпадала с ней по форме и размерам. На поверхности фрагмента сферы пусть будут выбраны случайным образом 1000 точечных рассеивателей.

Сравним среднеквадратические отклонения (СКО) между амплитудами голограмм, рассчитанных методами 1 и 3, в зависимости от количества плоскостей с виртуальными источниками в методе 3.

На рис. 5а показаны сечения поверхности амплитуды голограмм вдоль оси OX при $y = 0$, а на рис. 5б график СКО при $x = y = 0$ в зависимости от количества N_p плоскостей с виртуальными источниками. Заметим, что центр голограммы и центр сферы имеют одни и те же координаты $x = y = 0$ при отличающихся значениях z .

Из анализа рис. 5а следует, что при $\log_2 N_p > 6$ (т.е. при $N_p > 64$) величина амплитуды

стабилизируется, при этом, как следует из графика на рис. 5б, СКО становится меньше 0.01, т.е. пренебрежимо малым. В связи с этим в дальнейшем, применяя метод 3, мы будем использовать 64 плоскости с виртуальными источниками.

Далее рассмотрим рассчитанные методами 1, 2, 3 зависимости амплитуды в центре голограммы (т.е. при $x = y = 0$) от расстояния до объекта по оси OZ .

На рис. 6 представлены сечения поверхности амплитуды голограммы вдоль оси OX при $y = 0$ в зависимости от расстояния z плоскости голограммы до поверхности сферы.

Видно, что голограммы, рассчитанные методами 1 и 3, имеют в ее центре выраженные пики, которые не наблюдаются в голограмме, рассчитанной методом 2. Более точные количественные данные этих

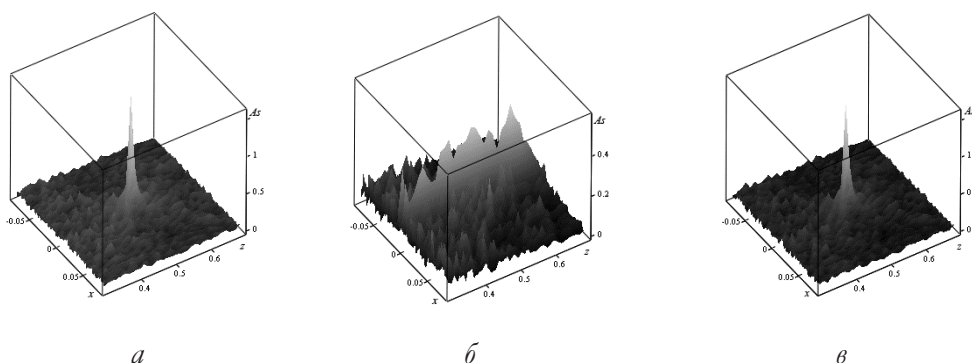


Рис. 6. Сечения поверхности амплитуды голограммы вдоль оси OX при $y = 0$ в зависимости от расстояния ее плоскости до поверхности исследуемого фрагмента сферы, рассчитанные методами 1а, 2б и 3в.

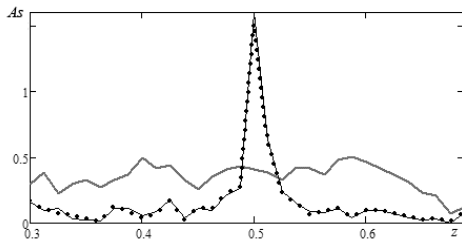


Рис. 7. Амплитуды голограмм при $x = y = 0$ в зависимости от расстояния до поверхности фрагмента сферы, рассчитанные методами 1 (сплошная линия), 2 (пунктир) и 3 (точечный пунктир).

зависимостей представлены на **рис. 7**, где показаны графики зависимостей амплитуды голограмм в их центральной точке $x = y = 0$ от расстояния z .

Из сравнения этих графиков следует, что, во-первых, результаты расчетов по методам 1 и 3 практически совпадают, и, во-вторых, в центральной точке отсутствует фокус голограммы, рассчитанной методом 2.

Далее рассмотрим зависимость амплитуды голограммы от частоты излучения. С этой целью были рассчитаны методами 1, 2, 3 сечения поверхности амплитуды голограмм вдоль оси OX при $y = 0$ в зависимости от частоты f на ее интервале 2...100 ГГц. Результаты расчетов показаны на **рис. 8а, 8б и 8в**.

Из сравнения данных на **рис. 8а, 8б и 8в** следует, что результаты расчетов методом

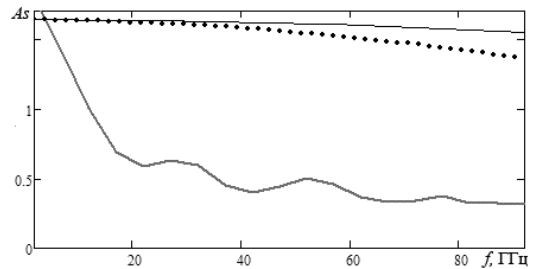


Рис. 9. Графики частотной зависимости амплитуды в центре голограммы, рассчитанные методами 1 (пунктир), 2 (точечный пунктир) и 3 (сплошная линия).

2 при высоких частотах существенно отличаются от тех, что рассчитаны методами 1 и 3. Для сравнения методов 1 и 3 на **рис. 9** показаны графики частотной зависимости амплитуд в центральной точке голограммы, совпадающей с центром сферы. Видно, что метод 3 при общем количестве плоскостей, равном 64, позволяет рассчитывать амплитуды голограмм объемных объектов с приемлемой погрешностью в сравнении с результатами расчетов исходным методом 1.

6. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВРЕМЕНИ РАСЧЕТОВ ГОЛОГРАММ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ

Из (1) следует, что время прямого расчета t_1 голограммы размером $N \times N$ и объекта, состоящего из M рассеивателей, оценивается в виде

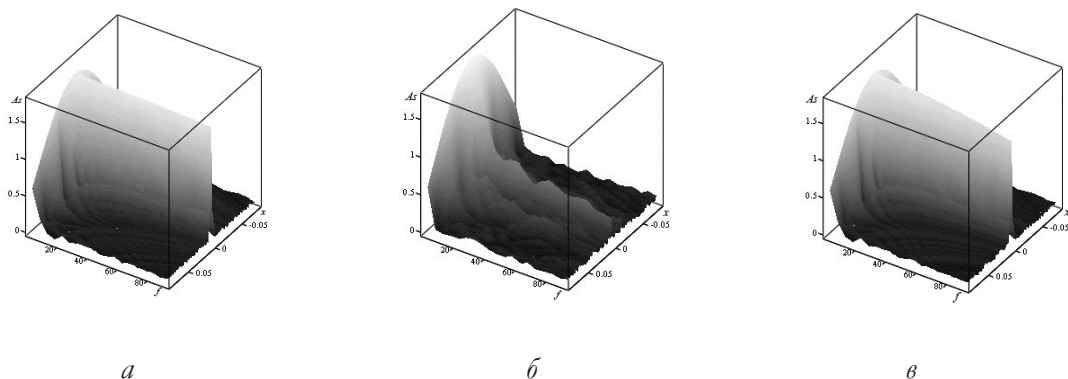


Рис. 8. Сечения поверхности амплитуды голограмм вдоль оси OX при $y = 0$ в зависимости от частоты излучения, рассчитанные методами 1а, 2б и 3в.

$$t_1 \sim M \times N \times N. \quad (4)$$

Использование такого количества рассеивателей обусловлено тем, что метод 1 требует для расчета времени, пропорционального количеству рассеивателей. Полное количество пикселей в выбранном объекте $512 \times 512 = 262\,144$. На компьютере с процессором Pentium E5400 расчеты по методу 1 будут длиться несколько десятков часов.

Выражение (2) можно вычислить с помощью быстрого преобразования Фурье, затратив время

$$t_2 \sim N \times N \times \log_2 N, \quad (5)$$

не зависящее от количества рассеивателей M .

Из анализа (3) следует, что время расчета

$$t_3 \sim N \times N \times N_p \times \log_2 N, \quad (6)$$

которое в N_p раз больше, чем в методе 2.

Из сравнения (4) и (6) следует вывод, что при $M \gg N_p \times \log_2 N$ метод виртуальных источников на множестве параллельных плоскостей позволяет существенно сократить время расчета голограммы объемных объектов.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложен метод расчета голограмм для объемных объектов, основанный на представлении объектов в виде ансамблей виртуальных точечных источников, распределенных на множестве параллельных плоскостей. Предложенный метод является развитием известного метода (прототипа), в котором объекты представляются в виде ансамбля реальных точечных рассеивателей.

Возможности предложенного метода показаны на примере расчета голограммы фрагмента сферы, на котором случайным образом выбраны 1000 точек, в которых рассеивается излучение, исходящее из

центра сферы. При расчете голограмм такого объекта фазовые ошибки, присущие приближенным расчетам, проявляются наиболее сильно.

Расчеты выполнены для диапазона частот 2...100 ГГц при радиусе сферы 0.5 м, размере двумерной голограммы 0.65×0.65 м и количестве пикселей 512×512 . Показано, что в сравнении с прототипом предложенный метод позволяет рассчитывать амплитуду голограммы с удовлетворительной точностью, если виртуальные источники размещать на параллельных плоскостях в количестве свыше 64-х штук. В случае объектов, требующих представления в виде ансамбля точечных рассеивателей в количестве свыше 1000 штук, предложенный метод при расчете их голограмм оказывается существенно производительнее, чем прототип.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зверев ВА. *Радиооптика*. М., Советское радио, 1975, 304 с.
2. Разевиг ВВ. Моделирование процесса регистрации радиоголограмм объектов сложной формы радиолокаторами малой и сверхмалой дальности. *Наука и образование*, 2014, 6:336-349.
3. Разевиг ВВ, Бугаев АС, Чапурский ВВ. Сравнительный анализ фокусировки классических и мультистатических радиоголограмм. *Радиотехника*, 2013, 8:8-17.
4. Крайний ВИ, Семенов АН, Чапурский ВВ. Фокусировка многочастотных мультистатических радиоголограмм методом неэквидистантного БПФ. *Наука и образование*, 2015, 11:292-300.
5. Razevig VV, Chizh MA, Chapursky VV, Ivashov SI, Zhuravlev AV. Numerical comparison of mono-static and multi-static

- array performance in personnel screening systems. *Proc. PIERS*. Shanghai, China, 8-11 Aug, 2016. N.Y. IEEE, 2016:2137-2141.
6. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Бесконтактная радиотомография через неплоскую границу раздела сред в приближении фазового экрана. *Естественные и математические науки в современном мире*, 2014, 18:81-90.

Голунов Валерий Алексеевич

к.ф.-м.н., с.н.с.

ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Фрязино 141190, Московская обл., Россия

golsnow@mail.ru

Коротков Вадим Андреевич

с.н.с.

ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Фрязино 141190, Московская обл., Россия.

DOI: 10.17725/rensit.2020.12.437

Оптимизация поляризационного нефелометра

¹Ошлаков В.Г., ¹Щербаков А.П., ²Илюшин Я.А.

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, <http://www.iao.ru/>

Томск 634055, Российская Федерация

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, <https://www.msu.ru/>

Москва 119991, Российская Федерация

E-mail: oshlakov@iao.ru, molnija2@inbox.ru, ilyushin@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 01.06.2020, рецензирована 29.06, принята 06.07.2020.

Аннотация: Проведен анализ влияния параметров поляризационного нефелометра на характеристику точности. Рассмотрены ошибки аппроксимации реальных рассеивающего объема и светового пучка элементарным рассеивающим объемом и элементарным световым пучком. Описывается 5-волновой монохроматический источник излучения высокой спектральной интенсивности $0.15 \div 0.6$ Вт. Показана конструкция поляризационных блоков.

Ключевые слова: поляризация, нефелометр, неизотропный рассеиватель, матрица рассеяния, элементарный объем, элементарный световой пучок, ошибка аппроксимации, светодиод, инкодер, микропроцессор, прецизионное управление положением, широтно-импульсная модуляция, ПИД-регулятор

УДК 535.36+530.1

Благодарности: Авторы выражают признательность начальнику отдела АО НИИ ПП Н.Н. Бакину за консультации по применению современных светодиодов. Работа выполнена в рамках Государственного задания ИОА СО РАН.

Для цитирования: Ошлаков В.Г., Щербаков А.П., Илюшин Я.А. Оптимизация поляризационного нефелометра. РЭНСИТ, 2020, 12(4)437-450. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.437.

Optimization of a Polarization Nephelometer

Viktor G. Oshlakov, Anatoly P. Shcherbakov

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, <http://www.iao.ru/>

Tomsk 634055, Russian Federation

E-mail: oshlakov@iao.ru, molnija2@inbox.ru

Yaroslav A. Ilyushin

Lomonosov Moscow State University, <https://www.msu.ru/>

Moscow 119991, Russian Federation

E-mail: ilyushin@physics.msu.ru.

Received June 01, 2020; peer reviewed June 29, 2020; accepted July 06, 2020

Abstract: The effect of parameters of a polarization nephelometer on its accuracy characteristic is analyzed. Errors in approximation of the actual scattering volume and actual optical beam by the elementary scattering volume and elementary beam are considered. A five-wave monochromatic source of radiation with the high spectral intensity of $0.15 \div 0.6$ W is described. The design of polarization units is demonstrated.

Keywords: polarization, nephelometer, non-isotropic scatterer, scattering matrix, elementary volume, elementary optical beam, approximation error, LED, encoder, microprocessor, precision position control, pulse width modulation, PID controller

UDC 535.36+530.1

Acknowledgements: The authors are grateful to N.N. Bakin for advice on the use of modern LEDs. The work was carried out within the framework of the State Assignment of the IAO SB RAS.

For citation: Viktor G. Oshlakov, Anatoly P. Shcherbakov, Yaroslav A. Ilyushin. Optimization of a Polarization Nephelometer. *RENSIT*, 2020,12(4):437-450. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.437.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (438)
 2. ОПТИМИЗАЦИЯ РАЗМЕРОВ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО НЕФЕЛОМЕТРА (438)
 3. ОПТИМАЛЬНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ МАТРИЦЫ $D(\varphi, L_s, L)$ И ЕГО КАЛИБРОВКА (442)
 4. ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ (447)
 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (449)
- ЛИТЕРАТУРА (449)

1. ВВЕДЕНИЕ

Матрица рассеяния (D_{mn}), $m, n = \overline{1, 4}$ связывает вектор Стокса падающего \mathbf{S}_s и вектор Стокса \mathbf{S} рассеянного излучения малым объемом dV под углом φ относительно падающего излучения (рис. 1). Матрица рассеяния оптического диапазона волн излучения используется в задачах распространения оптических волн, задачах лазерного зондирования, задачах поляризационной фильтрации и других. В общем случае, когда среда является неанисотропной, невозможно заранее указать равные и нулевые элементы, поэтому необходимо определять все 16 элементов матрицы (D_{mn}), $m, n = \overline{1, 4}$. На важность и сложность создания прибора, автоматически измеряющего матрицу (D_{mn}), $m, n = \overline{1, 4}$ указано в [1]. Методологически задача решена в [2,3]. Оптимальному измерителю матрицы рассеяния требуется соответствующая ему калибровка.

Модуляционный метод измерения матрицы рассеяния, использованный, например, в [4,5], не применим в лазерном зондировании. Теоретические исследования показали, что в случае изотропной среды можно априори указать равные и нулевые элементы матрицы D . Измерения матрицы D в [4,5] используют эти исследования, следовательно, методика [4,5] применима исключительно в изотропных средах. Методика измерения матрицы любой среды, предложенная в [2,3], применима также в лазерном зондировании. Достигнутый уровень развития микропроцессорной техники позволяет реализовать указанную в [1] задачу полностью.

Рассеивающий объем поляризационного нефелометра и световой пучок, падающий на рассеивающий объем, должны быть элементарными, однако определения им известны качественные, поэтому в статье рассмотрена аппроксимация ими реальных рассеивающего объема и светового пучка.

Монохроматический источник высокой спектральной интенсивности, необходимый при поляризационных измерениях, можно создать используя светодиоды высокой яркости. Анализ параметров поляризационного нефелометра позволит улучшить его точностные и габаритные характеристики.

2. ОПТИМИЗАЦИЯ РАЗМЕРОВ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО НЕФЕЛОМЕТРА

Запишем вектор Стокса \mathbf{S} излучения в виде

$$d\mathbf{S} = (IQUV)^T, \quad (1)$$

где T – знак транспонирования. Тогда вектор Стокса $d\mathbf{S} = (dI(i)dQ(i)dU(i)dV(i))^T$ излучения, рассеянного малым объемом dV (рис. 1), находящимся в некоторой точке i рассеивающей среды, в точке наблюдения, удаленной от него на расстоянии $r(i)$, равен [1]

$$d\mathbf{S}(i) = \frac{1}{r^2(i)} D(\varphi(i), \mathbf{I}_s(i), \mathbf{I}(i)) \mathbf{S}_s(i) dv, \quad (2)$$

где $\mathbf{S}_s(i) = (I_s(i)Q_s(i)U_s(i)V_s(i))^T$ – вектор Стокса, облучающего объем dV светового пучка, с осью, определяемой направляющим вектором $\mathbf{I}_s(i)$, распространяющегося в пределах малого

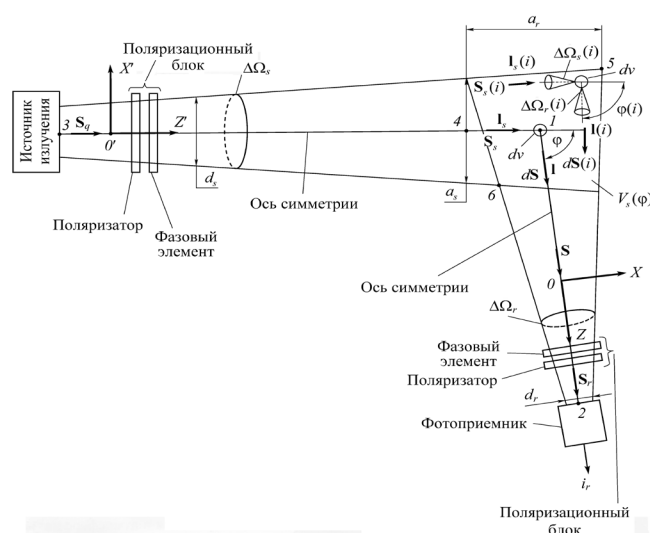


Рис. 1. Схема гониометра поляризационного нефелометра.

телесного объема $d\Omega_s(\hat{i})$; $\mathbf{S}(\hat{i})$ – вектор Стокса светового пучка рассеянного излучения с осью, определяемой направляющим вектором $\mathbf{I}(\hat{i})$, распространяющегося в пределах малого телесного угла $\angle\Omega(\hat{i})$; $\varphi(\hat{i})$ – угол между векторами $\mathbf{I}_s(\hat{i})$ и $\mathbf{I}(\hat{i})$. Будем придерживаться обозначения параметров I, Q, U, V вектора Стокса \mathbf{S} , как это принято в [2,3].

В случае неанізотропной среды элементы матрицы $D(\varphi(\hat{i}), \mathbf{I}_s(\hat{i}), \mathbf{I}(\hat{i}))$ есть функции положения плоскости рассеяния, определяемой векторами $\mathbf{I}_s(\hat{i})$ и $\mathbf{I}(\hat{i})$ и угла $\varphi(\hat{i})$. Для измерения матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$ в открытом интервале $\varphi = (0^\circ, 180^\circ)$ применяется поляризационный нефелометр, построенный по схеме гониометра [4,5] (рис. 1). Источник излучения создает световой пучок диаметром d_s (диаметр – это наибольший размер поперечного сечения) и расходимостью $\angle\Omega_s$. Распространяясь, излучение проходит последовательно поляризационный блок (ПБ) источника излучения, состоящий из поляризатора и фазового элемента. Излучение должно быть в максимальной степени монохроматическим, чтобы разность хода ортогональных компонент излучения на выходе фазового элемента была постоянной величиной. Фотоприемник с диаметром входного зрачка d_r и расходимостью поля зрения $\angle\Omega_r$ принимает излучение, проходящее последовательно фазовый элемент и поляризатор ПБ. Оси симметрии светового пучка источника и поля зрения фотоприемника задаются направляющими векторами \mathbf{I}_s и \mathbf{I} , соответственно. Оси симметрии пересекаются в точке 1, фотоприемник должен вращаться вокруг оси, проходящей через эту точку, и перпендикулярной плоскости определяемой векторами \mathbf{I}_s и \mathbf{I} . Угол φ между векторами \mathbf{I}_s и \mathbf{I} определяет угол рассеяния матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$, а векторы – плоскость рассеяния. В [6,7] один фотоприемник, вращающийся вокруг оси, заменен пятью фотоприемниками, установленными на разных углах φ .

Сумма расстояний между точками 1, 2 – A_r и 1, 3 – A_s называется базой A нефелометра.

Параметры некоторых нефелометров, применявшихся в экспериментах в изотропной атмосфере, даны в **Таблице 1**.

Как видно из табл. 1 нефелометры сильно отличаются параметрами A, d_r и d_s . Границы

Таблица 1

Параметр	Источник информации		
	[4]	[6]	[7]
База A , м	8	0.58	0.58
d_s , м	0.2	0.03	0.03
d_r , м	0.1	0.03	0.03
Расходимость светового пучка источника	40'	40'	40'
Расходимость поля зрения фотоприемника	2+4°	3°	3°

применимости этих нефелометров относительно параметров атмосферы недостаточно обсуждались. Недостаточно обсуждался и вопрос оптимизации параметров нефелометра с точки зрения улучшения его точностных характеристик.

В описании нефелометров используются понятия: элементарный объем $V_{\text{сел}}(\varphi)$, элементарный световой пучок, являющийся идеализацией реального объема V_s и светового пучка. Однако точность аппроксимации их объемом $V_{\text{сел}}$ и элементарным световым пучком не обсуждалась.

Рассеивающий объем $V_s(\varphi)$ (рис. 1) ограничен боковыми поверхностями светового пучка источника излучения и поля зрения фотоприемника и характеризуется диаметрами сечений светового пучка a_s и поля зрения фотоприемника a_r .

Для малого объема dV в точке 1 уравнение (2) имеет вид

$$d\mathbf{S} = \frac{1}{A_r^2} D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) \mathbf{S}_s dV. \quad (3)$$

Введем правые системы координат XYZ и $X'Y'Z'$, причем оси X, Z и X', Z' лежат в плоскости рассеяния, определяемой векторами \mathbf{I}_s и \mathbf{I} , которые одновременно являются направляющими векторами осей Z и Z' , соответственно. Будем определять векторы \mathbf{S}_s и $d\mathbf{S}$ относительно осей X' и X , соответственно.

Задачей поляризационного нефелометра является определение элементов матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$ в абсолютных единицах, удовлетворяющих (3). Объем dV должен быть достаточно большим, чтобы можно было считать, что в нем представлен полный набор всех частиц, характерных для данной среды. В случае хорошо перемешанного «чистого» воздуха, содержащего вблизи земной поверхности аэрозольные частицы размером

в несколько микрон, объем dV можно принять равным нескольким кубическим сантиметрам. То же самое справедливо и для умеренно плотных, но устойчивых слоистообразных облаков. Однако в случае плотных кучевых облаков достаточно объема 1 см^3 , чтобы надежно определить функцию распределения частиц по размерам и их концентрацию [8]. Малый объем dV – это объем рассеивающей среды, содержащий генеральную совокупность частиц.

Пусть в объеме $V_s(\varphi)$ содержится N малых объемов dV и пусть в каждом i -том объеме dV есть некоторая точка i , к которой привязаны свои правые системы координат $X(i)Y(i)Z(i)$ и $X'(i)Y'(i)Z'(i)$. Оси $Y(i)$ и $Y'(i)$ перпендикулярны плоскости рассеяния в точке i i -го объема dV , которая определяется векторами $\mathbf{I}_s(i)$ и $\mathbf{I}(i)$, совпадающими с осями световых пучков облучающего и рассеянного излучения i -го объема dV , соответственно. Оси $Z(i)$ и $Z'(i)$ совпадают по направлению соответственно с векторами $\mathbf{I}(i)$ и $\mathbf{I}_s(i)$. Векторы $\mathbf{S}_s(i)$ и $d\mathbf{S}(i)$ соответственно падающего и рассеянного излучения i -го объема dV определяются соответственно относительно осей $X(i)$ и $X'(i)$.

Расстояние A_r должно всегда превышать не менее, чем в 5 раз диаметр любого сечения объема $V_s(\varphi)$ плоскостью, перпендикулярной оси поля зрения фотоприёмника [12]. Кроме того ПБ фотоприёмника не должен попадать в объём $V_s(\varphi)$. Если потребовать, чтобы расстояние между точками 1, 6 объема $V_s(\varphi)$ было не больше величины A_r при угле

$$\varphi = \begin{cases} \varphi_{\min}, & \text{at } \varphi_{\min} < 10^\circ, \\ 10^\circ, & \text{at } \varphi_{\min} > 10^\circ, \end{cases}$$

где $[\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$ – интервал углов измерения матрицы D , то мы удовлетворим этому условию. Следовательно, должно выполняться условие:

$$A_r > \frac{dr}{2} \text{ctg} \frac{\varphi}{2}, \quad (3a)$$

где

$$\varphi = \begin{cases} \varphi_{\min}, & \text{at } \varphi_{\min} < 10^\circ, \\ 10^\circ, & \text{at } \varphi_{\min} > 10^\circ, \end{cases}$$

Предполагается, что для $V_s(\varphi) \leq V_{\text{se1}}(\varphi)$ на расстоянии A_r удовлетворяющим (3a) с учетом (3), можно записать с малой погрешностью

$$S = \frac{1}{A_r^2} \int_{V_s(\varphi)} D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) \mathbf{S}_s(i) dV \cong \frac{1}{A_r^2} D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) \mathbf{S}_s V_s(\varphi), \quad (4)$$

где $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$, $\mathbf{S}_s(i)$ и \mathbf{S}_s – матрица рассеяния объема dV , вектор Стокса светового пучка, облучающего его, и вектор Стокса светового пучка, облучающего объем $V_s(\varphi)$, соответственно.

Выражение (4) справедливо, когда интенсивность, падающего на объем $V_s(\varphi)$ излучения, остается почти неизменной в его пределах. В объеме $V_{\text{se1}}(\varphi)$ количество поглощенного и рассеянного излучения пропорционально его размеру [9]. Распространение излучения в рассеивающей среде сопровождается появлением многократного рассеяния. В излучении, падающем на объем $V_s(\varphi)$, доля многократно рассеянного излучения должна быть пренебрежимо мала по сравнению с прямым излучением. Изотропная среда может характеризоваться коэффициентом ослабления $k_\lambda = \alpha + \sigma$, где α – коэффициент поглощения, σ – коэффициент рассеяния. В этом случае оптическая толщина $\tau(A_s) = k_\lambda A_s$ и $\tau(a_s) = k_\lambda a_s$ не должна превышать $5 \div 6$ [1].

Рассмотрим аппроксимацию объема $V_s(\varphi)$ изотропной среды объемом $V_{\text{se1}}(\varphi)$.

Световой поток Φ_s единичной мощности после пройденного расстояния l уменьшается на величину Φ_{ext} равную

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{ext}} &= 1 - e^{-\tau(l)} = \\ &= \tau(l) - \frac{\tau(l)^2}{2!} + \frac{\tau(l)^3}{3!} - \dots - \frac{(-\tau(l))^n}{n!} = \\ &= \tau(l) - \tilde{\tau}(l), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \tau(l) &= k_\lambda l, \\ \tilde{\tau}(l) &= \frac{\tau(l)^2}{2!} - \frac{\tau(l)^3}{3!} + \dots + \frac{(-\tau(l))^n}{n!}. \end{aligned}$$

Из (5) следует: если оптическая толщина $\tau(a_s)$ (рис. 1) объема $V_s(\varphi)$ удовлетворяет условию

$$\tau(a_s) \gg \tilde{\tau}(a_s), \quad (6)$$

то его можно рассматривать как объем $V_{\text{se1}}(\varphi)$ с

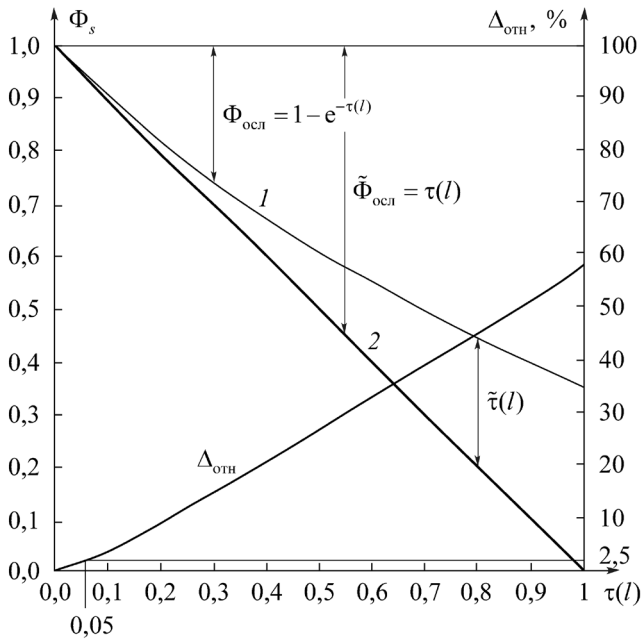


Рис. 2. Ослабление светового пучка единичной мощности реальным объемом (1) и элементарным объемом (2), относительная ошибка аппроксимации (%) элементарного объема реальным объемом.

некоторой погрешностью. На **рис. 2** показано ослабление светового пучка Φ_s единичной мощности объемом $V_s(\varphi)$ (линия 1) и при аппроксимации его объемом $V_{\text{сел}}(\varphi)$ (линия 2). Относительную ошибку такой аппроксимации Δ_{rel} определим по формуле

$$\Delta_{\text{rel}} = \frac{\tilde{\Phi}_{\text{ext}} - \Phi_{\text{ext}}}{\Phi_{\text{ext}}}, \tag{7}$$

где $\tilde{\Phi}_{\text{ext}} = \tau(l)$ – ослабление потока единичной мощности объемом $V_{\text{сел}}(\varphi)$.

Величина a_r объема $V_s(\varphi)$, оптическая толщина которого $\tau(a_r) = 0.05$, может считаться объемом $V_{\text{сел}}(\varphi)$ с ошибкой $\Delta_{\text{rel}} = 2.5\%$.

Этот критерий позволяет определить величину $a_r = 0.05/k_\lambda$. Объем, толщина a_r которого для светового пучка

$$a_r < 0.05/k_\lambda, \tag{8}$$

может считаться объемом $V_{\text{сел}}(\varphi)$.

Практически в любом объеме $V_s(\varphi)$ достаточно гомогенной среды число рассеивающих и поглощающих центров велико, поэтому условие статистической презентативности элементарного объема, оптическая толщина которого $\tau(a_r) = 0.05$, выполняется всегда с большой точностью, поэтому толщина a_r объема dV может быть

значительно меньше $0.05/k_\lambda$.

Используя формулу Кошмидера, можно (8) переписать в виде

$$a_r = 0.013L_{\text{МВР}}, \tag{9}$$

$L_{\text{МВР}}$ – метеорологическая дальность видимости.

ПРЕДЛОЖЕНИЕ 1. Матрица \tilde{D}_{mn} , $m, n = \overline{1,4}$, измеренная поляризационным нефелометром, является матрицей (D_{mn}), $m, n = \overline{1,4}$ среды, если в объеме $V_s(\varphi)$ плоскости рассеяния всех малых объемов dV , определяемых векторами $\mathbf{I}_s(i)$ и $\mathbf{I}(i)$, параллельны, а углы $\varphi(i)$ между ними равны.

Предложение 1 будет удовлетворено, если удовлетворить следующим пунктам 1 или 2.

1. Рассеивающий объем $V_s(\varphi)$ стянут до объема dV в точке 1.
2. Световой пучок источника излучения на длине a_r можно аппроксимировать с малой погрешностью элементарным световым пучком, а угол поля зрения фотоприемника $2a_r$ в плоскости рассеяния мал.

Световой пучок с малой величиной относительного изменения яркости на расстоянии a_r можно заменить с малой погрешностью элементарным световым пучком. Пусть световой пучок источника излучения распространяется в телесном угле $\Delta\Omega_s$, тогда яркость светового пучка L_s , облучающего объем $V_s(\varphi)$, в точке 4 равны

$$L_s = \frac{E^\perp}{\Delta\Omega_s} = \frac{4I}{\pi a_s^2}, \tag{10}$$

где E^\perp – освещенность в поперечном сечении светового пучка, I – сила света.

Относительная величина изменения яркости δL_s на расстоянии a_r равна

$$\delta L_s = \frac{L_s - L_s(a_r)}{L_s(a_r)} = \frac{L_s}{L_s(a_r)} - 1, \tag{11}$$

где $L_s(a_r)$ – яркость светового пучка на расстоянии a_r от точки 4.

Используя (10), уменьшение яркости $\delta = L_s/L_s(a_r)$ определится в виде

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{L_s}{L_s(a_r)} = \frac{2(a_s/2 + a_r \text{tg}\alpha_s)^2}{a_s^2} = \\ &= 1 + \frac{2a_r \text{tg}\alpha_s}{a_s} \left(1 + \frac{2a_r \text{tg}\alpha_s}{a_s} \right), \end{aligned} \tag{12}$$

где $2L_s$ – расходимость светового пучка.

С учетом (12) величина δL_s равна

$$\delta L_s = \frac{2a_r \operatorname{tg} \alpha_s}{a_s} \left(1 + \frac{2a_r}{a_s} \operatorname{tg} \alpha_s \right). \quad (13)$$

Величина δL_s характеризует относительное изменение яркости L_s светового пучка на расстоянии a_r и определяется параметром $\widetilde{\delta L}_s = \frac{a_r}{a_s} \operatorname{tg} \alpha_s$. Параллельный световой пучок a_s является идеальным представителем элементарного светового пучка и у него параметр $\widetilde{\delta L}_s = 0$. На малом расстоянии a_r можно пренебречь незначительной величиной δL_s светового пучка и считать его на этом расстоянии элементарным световым пучком. Можно считать, что погрешность аппроксимации светового пучка поляризационного нефелометра длиной a_r элементарным световым пучком определяется величиной параметра

$$\widetilde{\delta L}_s = \frac{a_r}{a_s} \operatorname{tg} \alpha_s \quad (14)$$

3. ОПТИМАЛЬНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ МАТРИЦЫ $D(\varphi, \mathbf{L}_s, \mathbf{L})$ И ЕГО КАЛИБРОВКА

Метод, используемый в оптимальном измерителе матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$, позволяет по отдельным измерениям сигнала i_r на выходе фотоприемника определить все элементы матрицы без дополнительных преобразований сигнала i_r [2,3]. Алгоритм управления поляризационными элементами в ПБ источника излучения и в ПБ фотоприемника является оптимальным, поскольку обеспечивает наименьшие погрешности измерения элементов матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$ из-за неточности изготовления поляризационных элементов, неточности их установки и одновременно он прост в технической реализации, так как в ПБ источника излучения и в ПБ фотоприемника управление производится только дискретным изменением положения быстрой оси (БО) фазового элемента ПБ источника излучения и БО фазового элемента ПБ фотоприемника, количество дискрет минимальное, а положение БО фазового элемента ПБ источника излучения и БО фазового элемента ПБ фотоприемника не зависят от элементов матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$.

Пусть объем $V_s(\varphi)$ с малой погрешностью удовлетворяет ПРЕДЛОЖЕНИЮ 1 и можно

считать $(\widetilde{D}_{mn}) \cong (D_{mn})$, $m, n = \overline{1,4}$.

Если расстояние $A_r \gg a_s$, но его влияние на величину вектора \mathbf{S} пренебрежимо мало, то (4) можно записать в виде

$$\mathbf{S} = D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) \mathbf{S}_s V_s(\varphi), \quad (15)$$

где $\mathbf{S}_s = (I_s Q_s U_s V_s)^T$, $\mathbf{S} = (IQUV)^T$.

Измерения в поляризационном нефелометре должны удовлетворять (15). Для измерения 16 элементов матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$ достаточно 16 независимых уравнений. Каждому вектору \mathbf{S}_s соответствует 4 уравнения в (15), каждое из которых содержит один параметр вектора \mathbf{S} . Следовательно, для определения 16 элементов матрицы достаточно, чтобы источник излучения создавал 4 типа поляризации, описываемые векторами $\mathbf{S}_{sj} = (I_{sj} Q_{sj} U_{sj} V_{sj})^T, j = \overline{1,4}$ [2,3].

Эти 16 уравнений можно записать в виде

$$\mathbf{S}_j = (I_j Q_j U_j V_j)^T = D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) \mathbf{S}_{sj} V_s(\varphi), j = \overline{1,4} \quad (16)$$

Вектор \mathbf{S}_{ij} , определяемый вектором \mathbf{S}_j и матрицами Мюллера поляризатора и фазового элемента ПБ источника излучения, можно записать в виде

$$\mathbf{S}_{sj} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\alpha'_j \cos 2(\alpha'_j - \beta') + \cos \tau' \sin 2\alpha'_j \sin 2(\alpha'_j - \beta') \\ \sin 2\alpha'_j \cos 2(\alpha'_j - \beta') - \cos \tau' \cos 2\alpha'_j \sin 2(\alpha'_j - \beta') \\ \sin \tau' \sin 2(\alpha'_j - \beta') \end{pmatrix}, \quad (17)$$

где $E = (1/2)(I_0 + Q_0 \cos 2\beta' + U_0 \sin 2\beta')$, где I_0, Q_0, U_0 – параметры вектора \mathbf{S}_0 излучения генератора (наличие деполяризатора делает параметр $Q_0 = U_0 = 0$), β' – угол ориентации плоскости пропускания (ПП) поляризатора, α'_j – угол ориентации БО фазового элемента, которые измеряются относительно оси X' (α'_j – соответствует j -му положению БО, $j = 1, 4$); τ' – фазовый сдвиг ортогональных компонент фазового элемента.

Выделим из вектора \mathbf{S}_{ij} (17) нормированный вектор \mathbf{S}_{ij}

$$\mathbf{S}_{sj} = \begin{pmatrix} 1 \\ Q_{sj} \\ U_{sj} \\ V_{sj} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\alpha'_j \cos 2(\alpha'_j - \beta') + \cos \tau' \sin 2\alpha'_j \sin 2(\alpha'_j - \beta') \\ \sin 2\alpha'_j \cos 2(\alpha'_j - \beta') - \cos \tau' \cos 2\alpha'_j \sin 2(\alpha'_j - \beta') \\ \sin \tau' \sin 2(\alpha'_j - \beta') \end{pmatrix} \quad (18)$$

и перепишем (16) в виде

$$\mathbf{S}_j = D'(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) \mathbf{S}_{j'}, j = \overline{1,4} \quad (19)$$

где

$$D'(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) = EV_s(\varphi)D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}).$$

Образуем из параметров векторов $\mathbf{S}_{j'}, j = \overline{1,4}$ матрицу W , невырожденную при любых α_j'

$$W = \begin{pmatrix} 1 & Q_{s1} & U_{s1} & V_{s1} \\ 1 & Q_{s2} & U_{s2} & V_{s2} \\ 1 & Q_{s3} & U_{s3} & V_{s3} \\ 1 & Q_{s4} & U_{s4} & V_{s4} \end{pmatrix} \quad (20)$$

и сгруппируем систему (19) в 4 системы, каждая из которых определяет строку матрицы $D'(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$:

$$W\mathbf{D}'_1 = \mathbf{I}_w, \quad W\mathbf{D}'_2 = \mathbf{Q}_w, \quad W\mathbf{D}'_3 = \mathbf{U}_w, \quad W\mathbf{D}'_4 = \mathbf{V}_w, \quad (21)$$

где $\mathbf{D}'_m = EV_s(\varphi)(D_{m1}D_{m2}D_{m3}D_{m4})^T$, $m = \overline{1,4}$; $(D_{m1}D_{m2}D_{m3}D_{m4})$ – m -я строка матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$; $\mathbf{I}_w = (I_1I_2I_3I_4)^T$, $\mathbf{Q}_w = (Q_1Q_2Q_3Q_4)^T$, $\mathbf{U}_w = (U_1U_2U_3U_4)^T$, $\mathbf{V}_w = (V_1V_2V_3V_4)^T$ – векторы, составленные из параметров векторов $\mathbf{S}_j = (IQ_jU_jV_j)^T, j = \overline{1,4}$.

Для систем (21) $W, \mathbf{I}_w, \mathbf{Q}_w, \mathbf{U}_w, \mathbf{V}_w$ являются входными данными в измерителе векторов $\mathbf{D}'_1, \mathbf{D}'_2, \mathbf{D}'_3$ and \mathbf{D}'_4 . Неточность определения входных данных в (21) наименее сказывается на точности определения векторов $\mathbf{D}'_i, i = \overline{1,4}$, когда число обусловленности матрицы W $\text{Cond}W$ минимальное [10]. Число обусловленности невырожденной матрицы определяется в виде

$$\text{Cond}W = \|W\| \|W^{-1}\|,$$

где $\| \dots \|$ – знак нормы матрицы; W^{-1} – матрица, обратная матрице W .

Выбор той или иной конкретной нормы диктуется тем, какие требования предъявляются к точности решения. Выбор евклидовой нормы соответствует критерию малости среднеквадратичной ошибки.

В оптимальном измерителе число обусловленности $\text{Cond}W$ матрицы W , подчиненное Евклидовой норме матрицы, минимальное, равно 4.4722 при положении БО фазового элемента, определяемого углами $\alpha'_1 = 38.54^\circ$; $\alpha'_2 = 75.14^\circ$; $\alpha'_3 = 105.38^\circ$; $\alpha'_4 = 141.857^\circ$, фазовом сдвиге $\tau' = 131.795^\circ$; углу ориентации ПП поляризатора $\beta' = 90^\circ$. Параметры $\tau', \alpha'_j, j = \overline{1,4}$, β' должны измеряться с высокой точностью, а

матрицы Мюллера поляризационных элементов должны мало отличаться от матриц Мюллера идеальных поляризационных элементов.

Фотоприемник может измерить только параметр I_r вектора $\mathbf{S}_r = (IQ_rU_rV_r)^T$ посредством измерения сигнала $i_r = \psi I_r$, где ψ – световая чувствительность фотоприемника. Вектор \mathbf{S}_r определяется вектором \mathbf{S} и матрицами Мюллера фазового элемента и поляризатора ПБ фотоприемника.

Для измерения параметров $IQUV$ вектора \mathbf{S} достаточно 4 независимых уравнений, полученных путем измерения параметра I_r при каждом из четырех положений БО фазового элемента ПБ фотоприемника. Эти уравнения имеют вид

$$I_{ri} = \frac{1}{2}(m_{i1}I + m_{i2}Q + m_{i3}Y + m_{i4}V), i = \overline{1,4}, \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} m_{i1} &= 1; m_{i2} = \cos 2\alpha_i \cos 2(\alpha_i - \beta) + \cos \tau \sin 2\alpha_i \sin 2(\alpha_i - \beta); \\ m_{i3} &= \sin 2\alpha_i \cos 2(\alpha_i - \beta) - \cos \tau \cos 2\alpha_i \sin 2(\alpha_i - \beta); \\ m_{i4} &= -\sin \tau \sin 2(\alpha_i - \beta); \end{aligned}$$

i – порядковый номер положения БО фазового элемента; α_i – угол ориентации БО фазового элемента, соответствующий положению i ; β – угол ориентации ПП поляризатора ПБ фотоприемника, измеренные относительно оси X ; τ – фазовый сдвиг ортогональных компонент фазового элемента.

Матрицу $(m_{in}), i, n = \overline{1,4}$ системы уравнений (22) обозначим матрицей M . Эта матрица отличается от матрицы W (20) знаком элементов в четвертом столбце, поэтому минимальные значения чисел обусловленности этих матриц $\text{Cond}M = \text{Cond}W = 4.4722$.

В измерителе вектора \mathbf{S} входными данными являются: $I_r, i = \overline{1,4}$ и матрица M . В оптимальном измерителе вектора \mathbf{S} минимальное значение $\text{Cond}M \leq 1.53$ достигается при положении БО фазового элемента, определяемого углами $\alpha'_1 = 38.54^\circ$; $\alpha'_2 = 75.14^\circ$; $\alpha'_3 = 105.38^\circ$; $\alpha'_4 = 141.857^\circ$, фазовом сдвиге $\tau' = 131.795^\circ$; углу ориентации ПП поляризатора $\beta' = 90^\circ$. Параметры $\tau', \alpha'_j, j = \overline{1,4}$, β' должны измеряться с высокой точностью, а матрицы Мюллера поляризационных элементов должны мало отличаться от матриц Мюллера идеальных поляризационных элементов.

Пусть I_{rj} – значение параметра I_r вектора

S_r при j -м положении БО фазового элемента ПБ источника излучения и i -м положении БО фазового элемента ПБ фотоприемника. Тогда из (22) следует

$$S_j = 2M^{-1}I_{rij}, \quad i = \overline{1,4}, \quad (23)$$

где $I_{rij} = (I_{r1j} I_{r2j} I_{r3j} I_{r4j})^T$, $M^{-1} = (\tilde{m}_{in})$, $i, n = \overline{1,4}$ – матрица, обратная матрице M .

Введем матрицу E , элементы которой определяются сигналом фотоприемника $i_{rij} = \psi I_{rij}$

$$E = \begin{pmatrix} i_{r11} & i_{r21} & i_{r31} & i_{r41} \\ i_{r12} & i_{r22} & i_{r32} & i_{r42} \\ i_{r13} & i_{r23} & i_{r33} & i_{r43} \\ i_{r14} & i_{r24} & i_{r34} & i_{r44} \end{pmatrix}. \quad (24)$$

Тогда с учетом (21), (23), (24) имеем

$$\begin{aligned} D'_1 &= W^{-1}I_w = \frac{2}{\psi} W^{-1} E \tilde{m}_{1n}, \quad n = \overline{1,4}, \\ D'_2 &= W^{-1}Q_w = \frac{2}{\psi} W^{-1} E \tilde{m}_{2n}, \quad n = \overline{1,4}, \\ D'_3 &= W^{-1}U_w = \frac{2}{\psi} W^{-1} E \tilde{m}_{3n}, \quad n = \overline{1,4}, \\ D'_4 &= W^{-1}V_w = \frac{2}{\psi} W^{-1} E \tilde{m}_{4n}, \quad n = \overline{1,4}, \end{aligned} \quad (25)$$

где $\tilde{m}_{in} = (\tilde{m}_{i1} \tilde{m}_{i2} \tilde{m}_{i3} \tilde{m}_{i4})^T$; $(\tilde{m}_{i1} \tilde{m}_{i2} \tilde{m}_{i3} \tilde{m}_{i4})$; – строка i -ой матрицы M^{-1} .

В общем виде (25) можно записать в виде

$$D_i = \frac{1}{K(\varphi)} 2W^{-1} E \tilde{m}_{in}, \quad n = \overline{1,4}, \quad (26)$$

где $D'_i = (D_{i1} D_{i2} D_{i3} D_{i4})$; $(D_{i1} D_{i2} D_{i3} D_{i4})$ – строка i матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$;

$\tilde{m}_{in}^T = (\tilde{m}_{i1} \tilde{m}_{i2} \tilde{m}_{i3} \tilde{m}_{i4})$; $(\tilde{m}_{i1} \tilde{m}_{i2} \tilde{m}_{i3} \tilde{m}_{i4})$ – строка i матрицы M^{-1} ; $K(\varphi) = EV_s(\varphi)\psi$ – калибровочный коэффициент.

Управление дискретным положением фазовых элементов может быть следующим:

1. Последовательно устанавливается БО фазового элемента ПБ источника излучения в положение $j = \overline{1,4}$.
2. При каждом положении БО фазового элемента ПБ источника излучения j измеряется сигнал i_{rj} , $i = \overline{1,4}$, путем дискретной установки БО фазового элемента

фотоприемника в положение $i = \overline{1,4}$.

Таким образом, при каждом положении БО фазового элемента ПБ источника излучения определяется j строка матрицы E . Выполнение п.п. 1, 2 и (25) определяет матрицу $\psi D'(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I}) = K(\varphi)D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$.

Используя (25), запишем элемент $EV_s(\varphi)\psi D_{11}$, необходимый для калибровки, в виде $EV_s(\varphi)\psi D_{11} = \tilde{D}_{11}$, где

$$\begin{aligned} \tilde{D}_{11} &= 2[\tilde{w}_{11}(i_{r11}\tilde{m}_{11} + i_{r21}\tilde{m}_{12} + i_{r31}\tilde{m}_{13} + i_{r41}\tilde{m}_{14}) + \\ &+ \tilde{w}_{12}(i_{r12}\tilde{m}_{11} + i_{r22}\tilde{m}_{12} + i_{r32}\tilde{m}_{13} + i_{r42}\tilde{m}_{14}) + \\ &+ \tilde{w}_{13}(i_{r13}\tilde{m}_{11} + i_{r23}\tilde{m}_{12} + i_{r33}\tilde{m}_{13} + i_{r43}\tilde{m}_{14}) + \\ &+ \tilde{w}_{14}(i_{r14}\tilde{m}_{11} + i_{r24}\tilde{m}_{12} + i_{r34}\tilde{m}_{13} + i_{r44}\tilde{m}_{14})] \end{aligned} \quad (27)$$

– относительная величина элемента D_{11} матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$.

Матрицу D можно вычислить из одной системы 16 уравнений, в правых частях которых стоят параметры $I_{rij} = i_{rij}/\psi$ [3]. Образуем вектор

$$I_{rij} = (I_{r11} \dots I_{r14} I_{r21} \dots I_{r24} I_{r31} \dots I_{r34} I_{r41} \dots I_{r44})^T.$$

Эту систему уравнений в матричном виде можно представить как:

$$B D_{mn} = I_{rij},$$

где $D_{mn} = (D_{11} \dots D_{14} D_{21} \dots D_{24} D_{31} \dots D_{34} D_{41} \dots D_{44})^T$, где D_{ij} – элементы матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$; $B = M \otimes W$ – кронекеровское (прямое) произведение матриц M и W .

Используя соотношение [10]:

$$\|M\|_E = \sqrt{S_p M^T M},$$

$\|M\|_E$ – евклидова норма матрицы M ; $S_p M^T M$ – шпур (след) матрицы $M^T M$, можно получить

$$\text{Cond} B = \|B\|_E \|B^{-1}\|_E = \text{Cond} M \text{Cond} W. \quad (28)$$

Следовательно $\text{Cond} B$ достигает минимума, когда достигают минимума $\text{Cond} M$ и $\text{Cond} W$, найденные значения положений БО оси фазового элемента ПБ источника и положений БО фазового элемента ПБ фотоприемного источника, обеспечивающие минимум $\text{Cond} W$ и $\text{Cond} M$, не зависят от элементов матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$ и являются абсолютно оптимальными.

Целью калибровки является определение калибровочного коэффициента $K(\varphi) = EV_s(\varphi)\psi$.

В [11] дан метод калибровки с использованием диффузно отражающего (диффузно

пропускающего) экрана в неполяризованном свете источника излучения. Этот метод является наиболее корректным, так как позволяет учесть геометрическую конфигурацию объема $V_j(\varphi)$, неравномерность освещенности его различных точек. В оптимальном измерителе матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$ излучение источника является полностью поляризованным, поэтому метод [11] нуждается в изменении с целью применения в оптимальном измерителе матрицы $D(\varphi, \mathbf{I}_s, \mathbf{I})$.

Идеальный диффузно отражающий (диффузно пропускающий) экран имеет свойства:

- а) весь падающий свет отражается поверхностью экрана (проходит через экран);
- б) яркость экрана одинакова во всех направлениях;
- в) отраженный (прошедший) свет неполяризован во всех направлениях.

Если поверхность реального диффузно отражающего (диффузно пропускающего) экрана имеет освещенность E , то его яркость L независимо от поляризации падающего излучения равна

$$L = \beta \frac{E}{\pi},$$

где β – коэффициент яркости диффузно отражающего (диффузно пропускающего) экрана. Под коэффициентом яркости β понимается отношение яркости этого экрана в некотором направлении, к яркости идеального экрана, находящегося в тех же условиях освещения. Если освещать поверхность по нормали, покрытую слоем MgO, и наблюдать ее под углом $\xi \approx 30^\circ$ с нормалью, то $\beta = 1$ и яркость $L = E/\pi$ (рис. 3) [12].

Далее совместим в ПБ источника излучения и ПБ фотоприемника БО фазового элемента с ПП поляризатора, что означает $\alpha'_i = \beta'$ в (17) и $\alpha_i = \beta$ в (22) и оставим их совмещенными при вращении поляризаторов в процессе калибровки. Матрица Мюллера ПБ с совмещенными БО фазового элемента и ПП поляризатора равна матрице Мюллера поляризатора [14].

Пусть угол φ тупой и экран движется от точки 5 к точке 6 (рис. 1) вдоль оси Z . Установим в ПБ источника излучения угол $\beta' = \alpha'_j = 90^\circ$, тогда световой пучок источника излучения имеет

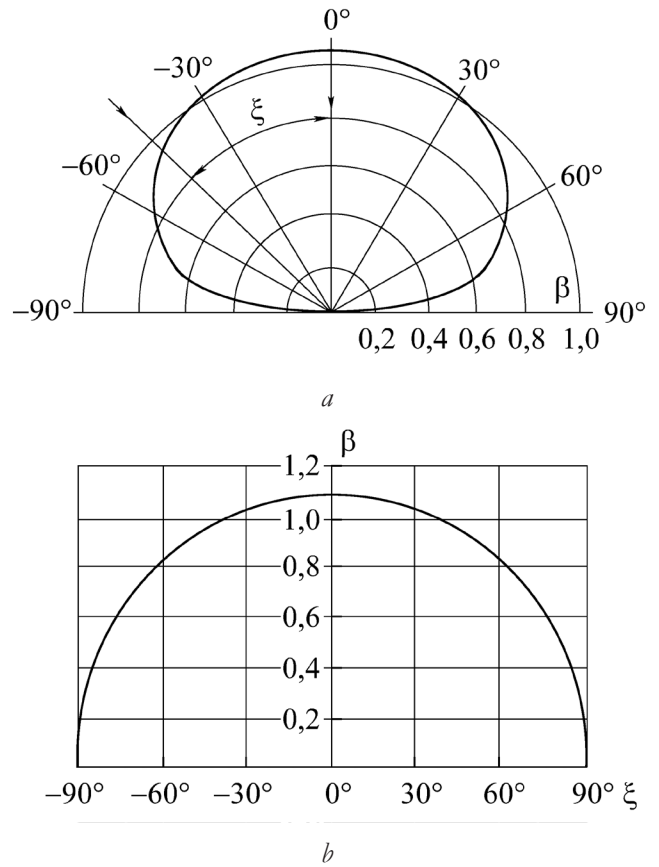


Рис. 3. Коэффициенты яркости в светорассеивающей поверхности MgO в полярных координатах (а), в прямоугольных (б).

вектор \mathbf{S}_s (17), равный

$$\mathbf{S}_s = (E, -E, 0, 0)^T \tag{29}$$

– излучение линейно поляризованное вдоль оси Y' .

Световой поток $d\Phi_r^c$, падающий на чувствительный элемент фотоприемника от элемента dA поверхности экрана \mathcal{A} , облученного световым пучком с вектором \mathbf{S}_s (29), равен

$$d\Phi_r^c = C_l \beta(\gamma'') E \cos \gamma' \cos \gamma'' dA / 2\pi, \tag{30}$$

где C_l – коэффициент равный нулю для точек экрана, не принадлежащих объему $V_j(\varphi)$, γ' – угол падения светового пучка на экран, γ'' – угол между нормалью к поверхности \mathcal{A} и осью зрения фотоприемника, $\beta(\gamma'')$ – коэффициент β (рис. 3) при угле $\xi = \gamma$, коэффициент $1/2$ равен ослаблению неполяризованного излучения поляризатором ПБ фотоприемника. При угле γ'' коэффициент β наименее зависит от угла γ'' , а угол $\gamma' = \pi - \varphi$, поэтому угол γ'' оптимален.

Световой поток $d\Phi_r^c$ вызывает сигнал di_r^c на выходе фотоприемника

$$di_r^c = C_2 C_1 \beta(\gamma'') \cos \gamma' \cos \gamma'' E dA / 2\pi,$$

где C_2 – коэффициент чувствительности фотоприемника по световому потоку от источника излучения в точке нахождения элемента dA .

Интегральный сигнал i_r^c от всей светящейся поверхности A

$$i_r^c = \frac{\beta(\gamma'') \cos \gamma' \cos \gamma''}{2\pi} \iint_A C_1 C_2 E dA.$$

При движении экрана от точки 5 к точке 6 вдоль оси Z вычисляется интегральный сигнал W_r^c равный

$$W_r^c = \int_5^6 i_r^c dz = \frac{\beta(\gamma'') \cos \gamma' \cos \gamma''}{2\pi} \iiint_{V_s(\varphi)} C_1 C_2 E dv, \quad (31)$$

где $dv = dA dz$.

Аналогичные выводы можно получить для диффузно пропускающего экрана (тонкий лист фторопласта) при угле $0^\circ \leq \varphi \leq 10^\circ$ [13].

Далее, уберем экран и облучим объем $V_s(\varphi)$ световым пучком с вектором \mathbf{S}_s (29), тогда вектор $d\mathbf{S}_i$ излучения, рассеянного объемом $dv(i)$ равен

$$d\mathbf{S}(i) = \frac{E}{r(i)^2} (D_{11} - D_{12}, D_{21} - D_{22}, D_{31} - D_{32}, D_{41} - D_{42})^T dv(i),$$

а вектор $d\mathbf{S}_r(i)$ излучения после ПБ фотоприемника при $\alpha_i = \beta = 0$ (ПП поляризатора направлена вдоль оси X) равен

$$d\mathbf{S}_r(i) = \frac{E}{2r(i)^2} (D_{11} - D_{12} + D_{21} - D_{22}, D_{11} - D_{12} - D_{21} - D_{22}, 0, 0)^T dv(i).$$

Вектор Стокса $d\mathbf{S}_r(i)$ соответствует силе света

$$d\mathbf{H}_r(i) = \frac{E}{2} (D_{11} - D_{12} + D_{21} - D_{22}) dv(i),$$

и световой поток $d\Phi_r(i)$, падающий на чувствительный элемент фотоприемника,

$$d\Phi_r(i) = C_1 d\mathbf{I}_r(i) = C_1 \frac{E}{2} (D_{11} - D_{12} + D_{21} - D_{22}) dv(i). \quad (32)$$

Световой поток $d\Phi_r(i)$ (32) вызывает сигнал $i_r \uparrow (i)$ на выходе фотоприемника

$$i_r \uparrow (i) = \frac{C_1 C_2}{2} E (D_{11} - D_{12} + D_{21} - D_{22}) dv(i). \quad (33)$$

Вектор Стокса $d\mathbf{S}_r(i)$ излучения, рассеянного

элементом объема $dv(i)$ при падении на него излучения с вектором \mathbf{S}_s (29), после ПБ фотоприемника с ПП поляризатора вдоль оси Y равен

$$d\mathbf{S}_r(i) = \frac{E}{2r(i)^2} (D_{11} - D_{12} - D_{21} + D_{22}, -D_{11} + D_{12} + D_{21} - D_{22}, 0, 0)^T dv(i).$$

которому соответствует сигнал $i_r \uparrow \uparrow (i)$ на выходе фотоприемника, равный

$$i_r \uparrow \uparrow (i) = \frac{C_1 C_2 E}{2} (D_{11} - D_{12} - D_{21} + D_{22}) dv(i). \quad (34)$$

Далее, облучим объем $V_s(\varphi)$ световым пучком, когда угол $\beta' = \alpha_i' = 0^\circ$ и его вектор Стокса $\mathbf{S}_s = (E, E, 0, 0)^T$ – излучение линейно поляризованное вдоль оси X' , тогда вектор Стокса $d\mathbf{S}(i)$ излучения, рассеянного элементом $dv(i)$, равен

$$d\mathbf{S}(i) = \frac{E}{r(i)^2} (D_{11} + D_{12}, D_{21} + D_{22}, D_{31} + D_{32}, D_{41} + D_{42})^T dv(i),$$

а вектор Стокса $d\mathbf{S}_r(i)$ излучения после ПБ фотоприемника с ПП его поляризатора вдоль оси X равен

$$d\mathbf{S}_r(i) = \frac{E}{2r(i)^2} (D_{11} + D_{12} + D_{21} + D_{22}, D_{11} + D_{12} + D_{21} + D_{22}, 0, 0)^T dv(i).$$

Излучению с этим вектором Стокса соответствует сигнал $i_{r \rightarrow} (i)$ на входе фотоприемника, равный

$$i_{r \rightarrow} (i) = \frac{C_1 C_2 E}{2} (D_{11} + D_{12} + D_{21} + D_{22}) dv(i). \quad (35)$$

Вектор Стокса $d\mathbf{S}_r(i)$ излучения рассеянного элементом $dv(i)$, после ПБ фотоприемника с ПП поляризатора вдоль оси Y равен

$$d\mathbf{S}_r(i) = \frac{E}{2r(i)^2} (D_{11} + D_{12} - D_{21} - D_{22}, -D_{11} - D_{12} + D_{21} + D_{22}, 0, 0)^T dv(i).$$

Излучению с этим вектором Стокса соответствует сигнал $i_{r \rightarrow} \uparrow (i)$ на входе фотоприемника, равный

$$i_{r \rightarrow} \uparrow (i) = \frac{C_1 C_2 E}{2} (D_{11} + D_{12} - D_{21} - D_{22})^T dv(i). \quad (36)$$

Суммируя сигналы $i_r \uparrow \uparrow (i)$ (33), $i_r \uparrow \uparrow (i)$ (34), $i_{r \rightarrow} (i)$ (35) и $i_{r \rightarrow} \uparrow (i)$ (36) от всех элементов $dv(i)$ объема $V_s(\varphi)$, получим сигнал i_{r22} равный

$$i_{r\Sigma} = \iiint_{V_s(\varphi)} (i_r \uparrow\rightarrow + i_r \uparrow\uparrow + i_r \rightarrow\rightarrow + i_r \rightarrow\uparrow) dV = \frac{D_{11}}{2} \iiint_{V_s(\varphi)} C_1 C_2 E dV. \tag{37}$$

С учетом (31) и (37) получили

$$D_{11} = \frac{i_{rD} \beta(\gamma'') \cos \gamma' \cos \gamma''}{\pi W_r^c}. \tag{38}$$

Подставим (38) в (27) и получим величину калибровочного коэффициента

$$K(\varphi) = \frac{\pi W_r^c \tilde{D}_{11}}{i_{r\Sigma} \beta(\gamma'') \cos \gamma' \cos \gamma''}. \tag{39}$$

4. ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ

Идеальный источник излучения для поляризационных измерений должен быть монохроматическим, обладать высокой спектральной интенсивностью, перекрывать широкий спектральный диапазон и высокой направленностью излучения. На рис. 4 показана структурная схема пятиволнового источника квазимонохроматического излучения высокой спектральной интенсивности и направленности.

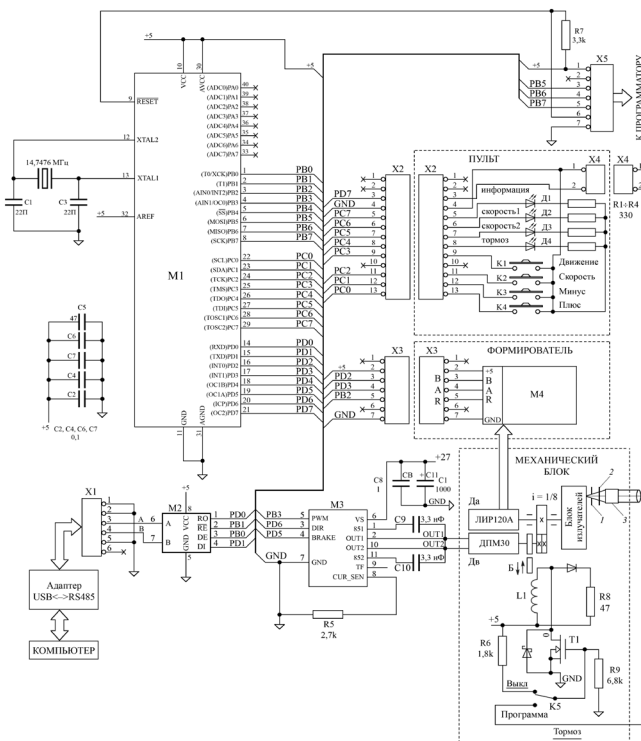


Рис. 4. Структурная схема источника излучения; 1 – диафрагма Ø 0.5; 2 – деполаризатор; 3 – объектив ГЕЛИОС-44-2; Т1 – RLU120; М1 – АТmega16; М2 – MAX 485; М3 – LMD18200.

Таблица 2

Основные параметры светодиодов.

Тип	Цвет света	λ	P	U	I	I	Δλ	d
ИПР169А9С	синий	455	0.6	3.5	700	350	0.17	1
ИПР169А9Л	зеленый	525	0.3	3.5	700	350	0.17	1
ИПР169А9Ж	желтый	555	0.15	2	700	350	0.17	1
ИПР169А9О	оранжев	590	0.15	2	700	350	0.17	1
ИПР169А9К	красный	625	0.28	2	700	350	0.17	1

Требованиям, предъявляемым к идеальному источнику излучения для поляризационных измерений, можно удовлетворить набором светодиодов высокой яркости с телом яркости малых размеров. В качестве генераторов излучения используются светодиоды высокой яркости, основные параметры которых приведены в Таблице 2.

В источнике излучения светодиод с телом яркости $d_{\text{я}}$ 1 мм устанавливается на расстоянии 1 мм перед диафрагмой диаметром 0.5 мм. Объектив ГЕЛИОС-44-2 позволяет получить световой пучок диаметром 25 мм и расходимостью 0.3°.

Минимальный объем dV чистого воздуха равен нескольким кубическим сантиметрам. Можно принять величину d_r равной 25 мм. Тогда минимальный объем $V_s(90^\circ)$, в нашем случае. Можно получить больше 10 см³. База нефелометра $A = 1.2$ м и величина $A_r = 0.6$ м могут обеспечить измерение матрицы D при $\varphi_{\text{min}} = 1.8^\circ$. Параметр светового пучка $\delta \tilde{L}_s$, характеризующий погрешность аппроксимации светового пучка элементарным световым пучком, изменяется от 0.0025 при $\varphi = 90^\circ$ до 0.013 при $\varphi = 180^\circ$.

Схема монтажа светодиода показана на рис. 5. Светодиод 1 припаян к теплоотводу 2

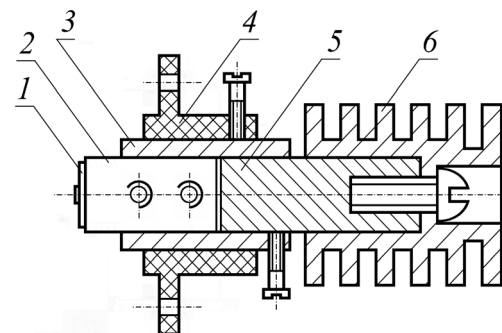


Рис. 5. Схема излучателя: 1 – светодиод; 2 – теплоотвод; 3 – цилиндр; 4 – изолятор; 5 – стержень; 6 – радиатор.

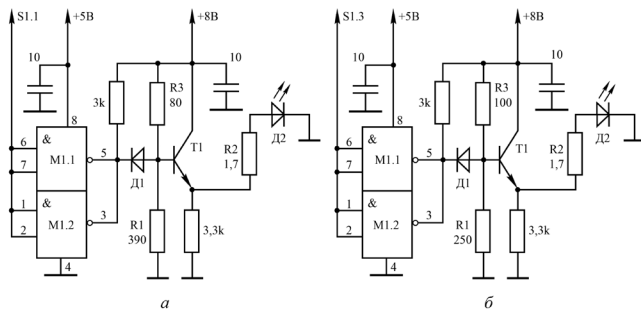


Рис. 6. Источник питания: *а* – 3,5 В; *б* – 2 В; M1 – 155АА18; T1 – SC3807; D1 – 1N4148.

(медная пластина толщиной 0,5 мм), который зажат винтами в пазу медного стержня 5. Продольное движение стержня 5 происходит в медном цилиндре 3. Продольное движение цилиндра 3 происходит в изоляторе из капрлона 3. Радиатор 6 увеличивает теплоотвод от светодиода. Источником питания светодиода D2 служит эмиттерный стабилизатор напряжения на транзисторе T1 (рис. 6). При подаче низкого уровня напряжения на вход микросхемы M1 на эмиттере транзистора T1 формируется напряжение, определяемое делителем на резисторах R1, R3. Резистор R2 обеспечивает отрицательную обратную связь для стабилизации тока светодиода. Резистор R2 представляет собой константановый провод, намотанный на резистор типа МЛТ.

Блок излучателей представляет собой диск диаметром 150 мм, вращающийся вокруг оси, с размещенными по окружности пятью излучателями (рис. 5) и источниками питания (рис. 6), обдуваемый снизу микровентилятором (рис. 7). Нужный светодиод подводится к

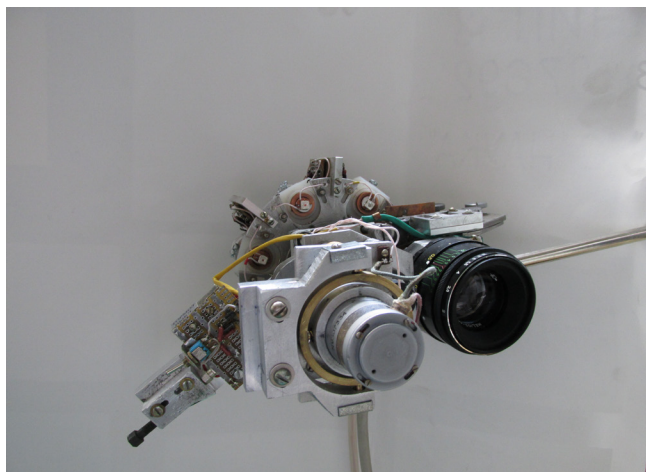


Рис. 7. Источник излучения.

диафрагме 1 (рис. 4) двигателем ДВ через безлюфтовый редуктор. После установки светодиода вращение диска с излучателями и источниками питания может быть заторможено упором бегунка Б в обрезиненный диск. Угол поворота диска вокруг оси вращения измеряется преобразователем ЛИР120А, который отображает его количеством импульсов относительно импульса R. Импульсы В, А, R с ДА ЛИР120А поступают на формирователь M4 на микросхеме 555ИП11 и далее через разъем X3 на микропроцессор M1 АEmega16. Управление двигателем осуществляется драйвером M3 LMD18200. Программа в микропроцессор M1 записывается через разъем X5. Программное обеспечение микроконтроллера M1 реализует функцию сервопривода, в котором роль датчика выполняет угловой преобразователь M3 ЛИР120А, а функцию силового моста выполняет драйвер АДМ18200. Обратная связь сервопривода работает по принципу ПИД-регулятора (Пропорционально - дифференциально - интегральный регулятор), вычисляющего скорость и направление движения, в зависимости от разности между текущей координатой и требуемой. В свою очередь, требуемая координата, а точнее, связанная с ней переменная, при выполнении команды движения, меняется по математическому закону, обеспечивающему плавный старт электропривода и его плавное торможение до нулевой скорости в точке окончания движения. Величина ускорения и торможения электропривода задаётся отдельной переменной в программе микроконтроллера. Плавное ускорение и торможение, и обратная связь координат с помощью ПИД-регулятора, обеспечиваются стандартной математикой числового программного управления (ЧПУ).

Управление источником излучения может осуществляться как с персонального компьютера, так и от пульта. Передача управляющих команд персонального компьютера осуществляется через разъем X1 и микросхему M2 МАХ485.

Пульт позволяет плавно перемещать положение излучателя, используя три градации скорости. Перемещение с большой скоростью позволяет быстро перемещать привод на нужный угол. Низкая скорость позволяет более точно юстировать положение излучателя. Имеется

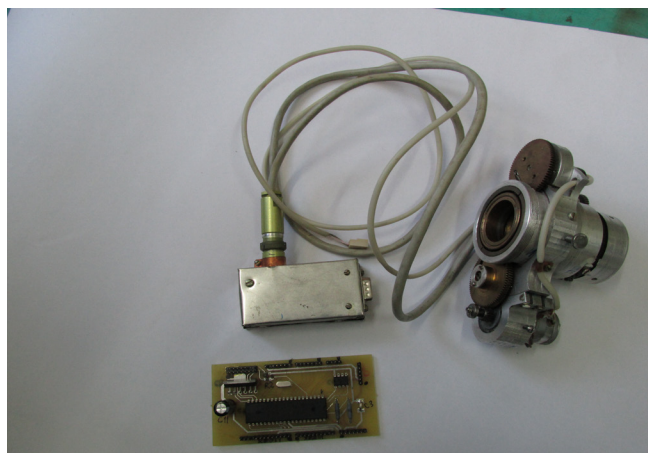


Рис. 8. Поляризационный блок.

также команда начальной настройки системы координат излучателя, по реперному импульсу выхода R углового преобразователя ЛИР120А. Пульт управления позволяет также записывать во внутреннюю память микроконтроллера координату текущего положения привода, для того чтобы иметь возможность в любой момент перейти в эту точку. Таких записанных положений может быть до 5. С помощью команд с пульта управления, можно в любой момент перейти в любую из 5 записанных во внутренней памяти точек.

Программа управления с персонального компьютера имеет те же самые возможности, которые обеспечивает встроенный пульт управления. Кроме этого, командами с компьютера можно устанавливать положение излучателя непосредственно на нужный угол с точностью, которую обеспечивает угловой преобразователь ЛИР120А - 0.009°.

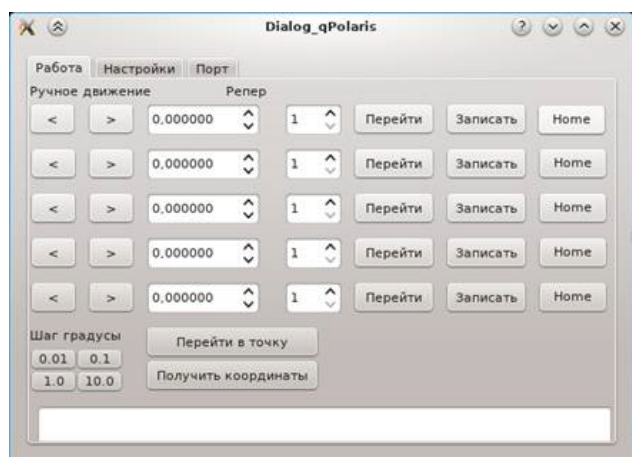


Рис. 9. Пример работы компьютерной программы для управления пятью излучателями.

Вместо механического блока может быть подключен ПБ (рис. 8). Управление положением БО фазового элемента ПБ аналогично описанному выше.

Компьютерная программа позволяет совместно управлять несколькими устройствами, подобными механическому блоку и ПБ, количеством до пяти. Она имеет три диалоговые вкладки «Работа», «Настройки», «Порт» (на рис. 9). Две последние вкладки, соответственно, содержат различные настройки, включая порт связи, разрешающую способность позиционирования, пока единую для всех осей движения, и предельную скорость. На рис. 9 показана диалоговая вкладка команд управления движением. В этом окне видны пять горизонтальных массивов клавиш и текстовых полей, расположенных в одну «строку». Каждая такая группа элементов связана с управлением одним из пяти устройств.

Компьютерная программа написана на языке C++, при помощи открытого программного обеспечения QtCreator версии 4. Этот инструмент включает в себя свободный компилятор GCC-4.7 и популярную свободную интерфейсную библиотеку Qt версии 4. Такое решение позволяет не только писать программы с современным интерфейсом пользователя, но и скомпилировать её под любую платформу, включая Windows, Linux, для которой в сети Интернет есть собранная библиотека Qt. Таким образом, программа может без изменений быть скомпилирована даже для большинства так называемых «встраиваемых» (embedded) промышленных компьютеров, если для них есть библиотека Qt-embedded 4.0 или 5.0.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведённый в статье материал позволяет определить основные параметры квазимонохроматического источника излучения высокой спектральной яркости поляризационного нефелометра, измеряющего матрицу D в интервале $\varphi = [\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]$, а также его конструкцию и принцип работы. Внешний вид поляризационного блока показывает конструкцию блока высокоточного управления фазовым элементом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенберг ГВ (ред.). *Прожекторный луч в атмосфере*. М., Изд. АН СССР, 1960, с. 146-174.
2. Ошлаков ВГ. Оптимальный измеритель матрицы рассеяния. *Оптика атмосферы и океана*, 1992, 5(11):1190-1193.
3. Ошлаков ВГ, Борков ЮГ. Численный анализ аппаратной матрицы поляризационного измерителя. *Оптика атмосферы и океана*, 2002, 15(7):635-640.
4. Горчаков ГИ, Розенберг ГВ. Измерение матрицы рассеяния света в приземном слое атмосферы. *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1965, 1(12):1279-1287.
5. Горчаков ГИ. Матрицы рассеяния света приземным воздухом. *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1966, 11(6):593-605.
6. Сидоров ВН. Проточный поляризационный нефелометр. *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1979, 15(7):763-768.
7. Лукшин ВВ, Исаков АА. Оптические характеристики дымовых аэрозолей. *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1988, 24(3):250-257.
8. Дейрменджан Д. *Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами*. М., Мир, 1971, 165 с.
9. Иванов АП. *Оптика рассеивающих сред*. Минск, Наука и техника, 1969, 592 с.
10. Воеводин ВВ, Кузнецов ЮА. *Матрицы и вычисления*. М., Наука, 1984, 318 с.
11. Pritchard BS, Elliott WG. Two instruments for atmospheric optics measurements. *J. Opt. Soc. Am.*, 1960, 50(3):111.
12. Гуревич ММ. *Фотометрия: теория, методы и приборы*. Л., Энергоатомиздат, 1983, 269 с.
13. Исаков АА. Исследование атмосферного аэрозоля методами рассеяния света под малыми углами. *Диссертация... к.ф.-м.н.* М., ИФА АН, 1979.
14. Джеррард А, Бёрч Дж. *Введение в матричную оптику*. М., Мир, 1978, 341 с.
15. Борн М, Вольф Э. *Основы оптики*. М., Наука, 1973, 719 с.

Ошлаков Виктор Григорьевич*к.ф.-м.н., с.н.с.*

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
 1, пл.акад. Зуева, Томск 634055, Россия
 oshlakov@iao.ru

Щербаков Анатолий Петрович*к.ф.-м.н.*

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
 1, пл.акад. Зуева, Томск 634055, Россия
 molnija2@inbox.ru

Илюшин Ярослав Александрович*д.ф.-м.н.*

МГУ им. М.В.Ломоносова
 1/2, Ленинские горы, Москва 119991, Россия
 ilyushin@physics.msu.ru

DOI: 10.17725/rensit.2020.12.451

Using of Stopping and Range of Ions in Matter Code to Study of Radiation Damage in Materials

Hiwa Mohammad Qadr

University of Raparin, College of Science, Physics Department, <https://www.uor.edu.krd/>
Main Street, Sulaimanyah, Ranya, 46012 Iraq

E-mail: hiwa.physics@uor.edu.krd

Ari Maghdid Hamad

Koya University, Faculty of Science and Health, Physics Department, <http://fsch.koyauniversity.org/>
Koya KOY45, Kurdistan Region, F.R. Iraq

E-mail: ari.physics@koyauniversity.org

Received April 28, 2020; peer-reviewed May 18, 2020; accepted May 20, 2020

Abstract: The aim of this work to investigate the impact of the radiation damage in the materials by the proton energy irradiation. The damage parameter used in the evaluation is displacement per atom (DPA) in material as a function of proton energy. Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM) code was used to calculate the total vacancy and the number of atomic displacements based on the Norgett-Robinson-Torrens model by difference energies for proton irradiation damage. The option of this code was calculated by using Ion Distribution and Quick Calculation of Damage (Kinchin-Pease) for Fe and Cu target and also Full damage cascade (F-C) was chosen for only Fe. The result is that, the prediction of the F-C model are higher than the K-P calculation. Comparisons has been made with an international standard definition of DPA.

Keywords: Proton Energy Irradiation, Radiation Damage, Displacement per Atom (DPA), Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM) Code, Primary Knock-on Atom (PKA)

PACS: 34.50.Bw

For citation: Hiwa Mohammad Qadr, Ari Maghdid Hamad. Using of Stopping and Range of Ions in Matter Code to Study of Radiation Damage in Materials. *RENSIT*, 2020, 12(4):451-456. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.451.

Contents

1. Introduction (451)
2. Displacement Damage (452)
 - 2.1. Displacements Produced by a PKA (452)
 - 2.2. Displacement Per Atom (452)
3. SRIM/TRIM Analysis (453)
 - 3.1. Vacancies and damage calculation (453)
 - 3.2. Comparison between K-P and F-C (453)
 - 3.3. DPA Calculation (453)
 - 3.4. Damage Calculations and Comparison in SRIM (455)
4. Conclusion (455)
- References (455)

1. INTRODUCTION

A Monte Carlo simulation code is developed for the study of neutron and proton-induced radiation damage in the materials which results from nuclear collision as well as reactions that create energetic

recoil atoms of the host material or reaction creates. The development of codes for the radiation damage method by neutrons and protons can be highly useful in technology of advanced nuclear systems, for energy and nuclear fusion reactors [1].

There are several codes used that are related to radiation damage [2-6], because radiation damage can be measured as a function of displacement per atom (DPA), which is one of the critical issues for high intensity beams, particularly, for protons. So, for the measurement of the displacement per atom values of the material, there is The Stopping and Range of Ions in Matter Code, in a short, SRIM or TRIM for ion transport in matter which is a one of the types of code for various physical quantities related to ion implantation, energy deposition and other effects of interaction of ions with matter [7-9]. It is also used to calculate radiation damage calculation method exposure unit known as displacement per atom.

Thus, DPA has been used as a standard measure for computing proton induced radiation damage production from different radiation sources [10]. There are two basic types of damage calculation: Quick Calculation of damage (Kinchin-Pease model) (K-P) and Full damage cascade (F-C) [11,12]. Accordingly, this paper is mainly to investigate the effect of radiation damage in materials and demonstrate the displacement per atom in the results of the advanced Monte Carlo transport simulation code.

2. DISPLACEMENT DAMAGE

2.1. DISPLACEMENTS PRODUCED BY A PKA

Displacement cascade, in a material can be visualised as a series of elastic collisions initiated with the lattice atoms, where the lattice atom hit by a high energy particle. The initially-bombard a target is named Primary Knock-on Atom (PKA) [13]. Displacement cascade can be created by PKAs, in turn when an energetic incident particle, transferred to the PKA, is high enough, $E \gg E_p$, the PKA will be able to continue the PKA process to displace other atoms of the crystal, creating secondary recoil atom displacement. Thus, it can depend on the amount of the energy and mass of the recoil [14]. **Fig. 1** shows collision cascade or displacement cascade by a PKA.

If a lattice atom is hit by a PKA, it must receive energy in the collision in order to be displaced atom from its lattice site. This minimum energy is called the displacement threshold energy. It obviously depends on the initial direction. The lattice atom in collision receives energy that is less than the displacement threshold energy, the atom can be knocked out of its position in the crystal but will not be displaced [13].

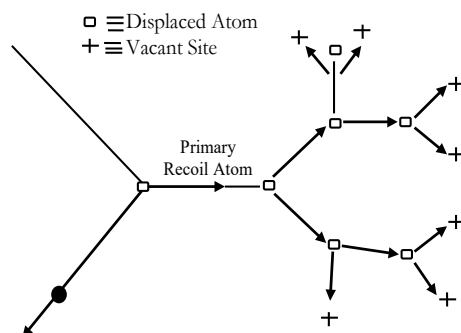


Fig. 1. Schematic representation of the formation of displacement cascade by a PKA.

The average number of displacements for a PKA energy E can be estimated by the following derivation given by Kinchin-Pease damage function [15]:

$$N_d(E) = \begin{cases} 0 & \text{if } E > E_C \\ 1 & \text{if } E_d < E < 2E_d \\ \frac{E}{2E_d} & \text{if } 2E_d < E < E_C \\ \frac{E}{2E_d} & \text{if } E > E_C \end{cases}, \quad (1)$$

where E_d is the threshold displacement energy and represented the energy required to generate a stable Frankel pair and E_C is the cut-off energy of discrimination of elastic and inelastic.

2.2. DISPLACEMENT PER ATOM (DPA)

The most common measure of the amount of radiation damage for displacement damage in a different type of particles is displacement per atom [16]. E521 ASTM standard particle for neutron radiation damage simulation by charged-particle irradiation recommends the use of the Norgett-Robinson-Torrens secondary displacement model that allows for calculating irradiation damage and it also allows DPA correlations from neutron damage [17].

There are many different ways that have been developed to measure the displacement per atom. One of them is the Kinchin and Pease (K-P) model; they were the first people to come up with a great process. In this model, the actual number of point defects produced by an ion implantation can be derived from the energy, which is transferred from an ion to an atom of the target materials [18].

The majority of the authors in this field have tried to establish a new process for measuring DPA. The Norgett-Robinson-Torrens model was the most successful one. It developed a method in 1975 for calculating DPA [14]. Based on this model, the number of displaced atoms is given by the following equation:

$$N_d(E) = \frac{\beta T_{dam}}{2E_d}, \quad (2)$$

where $\beta = 0.8$ factor is the displacement efficiency which was determined from binary collision formulas to account for realistic scattering anisotropy in the screened interaction potential. T_{dam} is the damage

energy and represents the portion of the PKA energy which is lost by elastic collisions with the target atoms.

Stoller et al. [19] have discussed another way for calculating DPA which is based on the number of vacancies produced. Simply summing incoming ion and the target atom from the *vacancy.txt* file provides the average number of vacancies produced.

Unfortunately, the NRT-DPA is not always a good correlation parameter available for all the irradiation correlations since only the actual number of atomic displacement did not control all the radiation effects. Particularly, the NRT-DPA is used merely as an irradiation dose more than an appropriate correlation parameter. The concept of the NRT-DPA is not capable of including spatial fluctuation distribution [20].

3. SRIM/TRIM ANALYSIS

3.1. VACANCIES AND DAMAGE CALCULATION

SRIM-2013 code has used to calculate the total vacancy by difference energies for proton irradiation damage. The option of this code was calculated by using Ion Distribution and Quick Calculation of Damage (Kinchin-Pease model). Calculations were for H ion implantation into Fe and Cu for a range of H ion energies using 0.5, 1.0 and 9.0 MeV of PKA. The threshold displacement energy used in the calculations was 40 eV for Fe and 30 eV for Cu based on ASTM E521 Standard and the lattice binding energy was set at 0.0 [17,21]. Then, the incident ion was fixed for 5000 ions. At the end, the data has found in the *“vacancy.txt”* output files, which were detailing the number of vacancies created for ions and recoils.

Fig. 2 shows SRIM calculation of vacancy creation cause H into Fe and Cu using 0.5, 1.0 and 9.0 MeV. In the case of 0.5 MeV H into Fe and Cu beams, the prediction of the Cu is greater than the Fe with the total number of vacancies per ion being around 12/Ion for Cu and 8/Ion for Fe. For 1.0 MeV, the total number of vacancies per ion is about 10/Ion for Fe and 16/Ion for Cu. And it is also for 9.0 MeV that the average number of vacancies per ion is 31 for Fe and 48 for Cu. From Fig. 2, the number of target vacancies increase, which is dependent on the ion energy. For example, for 1.0MeV H PKA in Fe is greater damage than the 0.5MeV H PKA in Fe

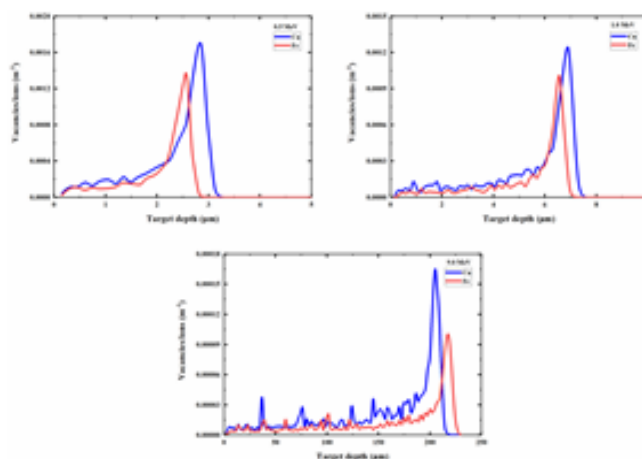


Fig. 2. Number of vacancies per incident ion versus depth for 0.5, 1.0 and 9.0 MeV H PKA into Fe and Cu.

because the ion with higher energy can transfer more energy to the recoiling atom.

3.2. COMPARISON BETWEEN K-P AND F-C

In this section, SRIM-2013 code has used to calculate the total vacancy. The option of this code was selected by using *Full damage cascade* (F-C) and compared with *Quick Calculation of Damage* (Kinchin-Pease model) (K-P). Calculations were carried out for H ion implantation into only Fe for a range of H ion energies using 0.5 and 1.0 MeV of PKA. Then, the incident ion was also fixed for 5000 ions. At the end, the data has found by summing the second column and the third column from the *“vacancy.txt”* output files. The results of the difference between the K-P and F-C models for Fig. 3 is that, the prediction of the full cascade (F-C) model for 0.5 and 1.0MeV are higher than the Kinchin-Pease (K-P) calculation which is independent of the electronic to nuclear stopping ratio.

3.3. DPA CALCULATION

Read and de Oliveira [19] has also argued about the damage of radiation energy into SRIM as a result of many different ways, and presented a different mechanism for measuring the amount

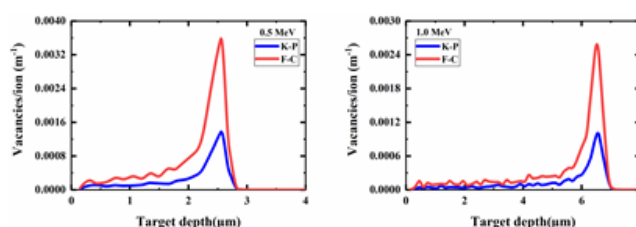


Fig. 3. SRIM calculation of vacancy creation cause H PKA into Fe and Cu using 0.5 and 1.0 MeV ion.

of displacement. According to Equation (3), they have illustrated that T_{dam} is able to be calculated by SRIM.

$$T_{dam} = E_{ions}^0 - E_{ions}^I - E_{target}^I \tag{3}$$

In this relation, E_{ions}^0 can be the incident ion, on the other hand beam energy, E_{ions}^I can be the beam energy loss to ionization and E_{target}^I is the atom energy target loss to ionization. These values ought to be found in the “*ioniz.txt*” output file.

Furthermore, for determine T_{dam} , the values must be found in the “*phonons.txt*” based on this equation:

$$T_{dam} = E_{ions}^P + E_{target}^P \tag{4}$$

where E_{ions}^P is the beam energy lost to phonons which is given by the second column (in the TRIM output folder) and E_{target}^P is the target atom energy lost to phonons which is given by the third column.

The option of this code was calculated using Ion Distribution and Quick Calculation of Damage. The damage calculated with this option is according to the Kinchin-Pease (K-P) formalism which was used in the NRT standard model. This option is currently used for comparison with proton damage. The ion used was Hydrogen, with ions of energies of 0.5 1.0, 5.0 and 9.0 MeV H PKA into Fe and copper Cu for 5000 incident ion. Then, data has found in the “*phonons.txt*” and obtaining T_{dam} by Eq. (4) and solving in Eq. (2) (NRT equation). The figures show the target depth of the radiation induced damage in the units of displacements per atoms (DPA). **Fig. 4** shows the displacements at Bragg peak can increase,

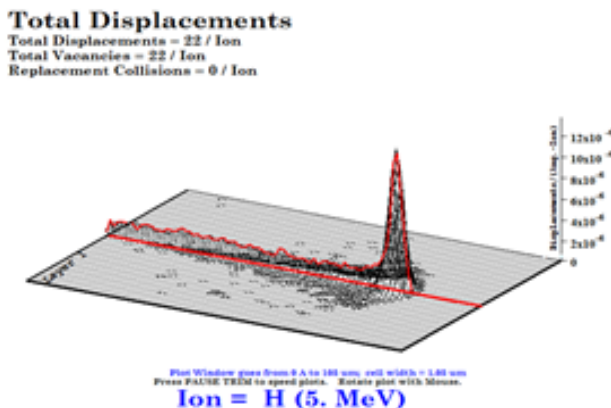


Fig. 4. Shows the Bragg peak of proton due to H PKA into Fe by using 5.0 Me.

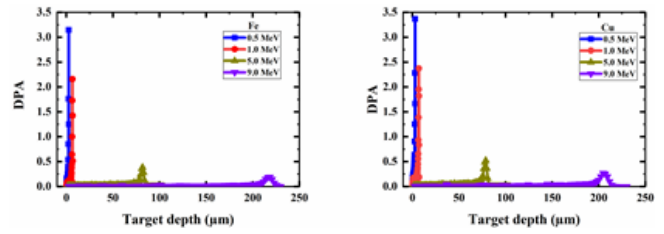


Fig. 5. Shows TRIM calculation of DPA production due to H PKA into Fe and Cu by using 0.5, 1.0, 5.0 and 9.0 MeV.

therefore protons lose their energy on arriving at Bragg peak.

It can be seen from **Fig. 5** that the target depth change with increase DPA a 0.5, 1.0, 5.0 and 9.0 MeV of PKA energy for Fe and Cu. The results were pretty satisfactory as the DPA behaviour is clear. For lower energy there are taller Bragg peaks which do not distribute their energy through the material easily and so have less DPA an average. For higher energy of 9.0 MeV in Fe have higher displacement damage, which is greater than those for 0.5, 1.0 and 5.0 MeV. The maximum damage level is about 2.85 μm depth, 7.2 μm depth, 87.2 μm depth and 230 μm depth for four energies.

It clearly shows in Fig. 5 hat compared with damage level at 0.5 MeV for copper is lower than those which is at a lower energy around 3.3 μm depth and at higher energy around 2190 μm depth. So, it is clear that the penetration depth varies strongly with its energy. The average displacement per atoms were 0.649 at an ion energy of 0.5 MeV, 0.351 at an ion energy of 1.0 MeV, 0.0639 at an ion energy of 5.0 MeV and 0.035 at an ion energy of 9.0 MeV.

As mentioned before, the factor T_d in Eq. 2 can be called the damage energy as well as can be E_{PKA} . **Fig. 6** shows the plots of damage energy and the

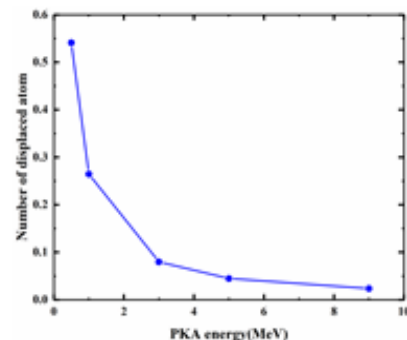


Fig. 6. Shows the plot of PKA energy with the number of displaced atoms for H into Fe.

Table 1

DPA of Fe target for two cases

Incident energy (MeV)	DPA - first case	DPA - second case
0.5	2.71E-04	1.46E-03
1	1.38E-04	7.33E-04
5.0	2.50E-05	1.30E-04

average number of displaced atoms (N_d) produced by a PKA of a given energy. It was calculated for iron using a standard method.

3.4. DAMAGE CALCULATIONS AND COMPARISON IN SRIM

In this section, comparisons has been made with an international standard that the results of DPA, it was calculated for two cases with SRIM model for 5000 incident ions. The first case, the threshold displacement energy used in the calculations was 40 eV for iron and 30 eV for copper based on ASTM E521 Standard and the lattice binding energy was set at zero. The second case, the threshold displacement energy was 25 eV for iron and copper as well as set the lattice binding energy was 3 eV. The data has also found in the “*vacancy.txt*” output files.

Table 1 was compared with DPA by difference in the threshold displacement energy and the lattice binding energy for 0.5, 1.0 and 5.0 MeV H PKA into Fe. The average number of DPA for second case result is greater than DPA for the first case result, which was produced by PKA directly. This is because the Coulomb scattering for the second case is much bigger than that of the first case.

Table 2 shows DPA of Cu target for two cases, the average number of DPA for the second case is also bigger than the number of DPA for the first case.

In addition, when comparing Table 1 and Table 2, the average number of DPA of copper are higher than those of Fe for the both cases. And as is also shown, the number of DPA an decrease with increasing incident ion energy for the both cases.

Table 2

DPA of Cu target for two cases

Incident energy (MeV)	DPA - first case	DPA - second case
0.5	3.75E-04	1.40E-03
1	2.09E-04	7.79E-04
5.0	3.93E-05	8.11E-05

4. CONCLUSION

SRIM-2013 code was used in this work to calculate the total vacancy and the number of displacement based on NRT by difference energies for proton irradiation damage. First, the option K-P model was chosen, and data taken from *vacancy.txt file*. It can be observed that the number of target vacancies increase, which is dependent on the ion energy. Thus, the prediction of the Cu for 0.5, 1.0 and 9.0 MeV were greater than the Fe with the total number of vacancies per ion. Second, using F-C option, and compared with the K-P option. It was found that the results of the F-C model for 0.5 and 1.0 MeV into Fe were greater than the K-P model. So, the F-C option could be more accurate.

Calculations were carried out for SRIM code based on the NRT for determining the number of displacement, which was preferred in the *phonons.txt file* for difference energies into Fe and Cu target when the K-P option was used. It can be noticed that for lower energy there were taller Bragg peaks which did not distribute their energy through the material easily and so had less DPA an average. So, it is clear that the target depth also varies strongly with increasing ion energy. In addition, comparison have been made for SRIM code based on two cases. It was found that the average, the number of DPA of Cu results were bigger than DPA. This is because the Coulomb scattering is much bigger.

REFERENCES

1. Ledingham K, McKenna P, Singhal R. Applications for nuclear phenomena generated by ultra-intense lasers. *Science*, 2003, 300(5622):1107-1111.
2. Trachenko K, Dove M, Salje E, Todorov I, Smith W, Pruneda M, Artacho E. Radiation damage in the bulk and at the surface. *Molecular Simulation*, 2005, 31(5):355-359.
3. Ferrari A, Sala PR, Fasso A, Ranft J. *FLUKA: a multi-particle transport code*. Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), 2005.
4. Waters LS. *MCNPX user's manual*. Los Alamos National Laboratory, 2002, pp.
5. Niita K, Sato T, Iwase H, Nose H, Nakashima H, Sihver L. PHITS - a particle and heavy ion transport code system. *Radiation measurements*, 2006, 41(9-10):1080-1090.

6. Mokhov N, Striganov S. MARS15 overview. *AIP Conference Proceedings*, American Institute of Physics, 2007, pp. 50-60.
7. Strašik I, Pavlovič M. Improvements to the SRIM simulations. *Radiation Effects & Defects in Solids*, 2009, 164(7-8):470-476.
8. Qadr HM. Effect of ion irradiation on the hardness properties of Zirconium alloy. *Annals of the University of Craiova, Physics*, 2019, 29:68-76.
9. Hiwa M, Ari M. Investigation of long and short term irradiation hardening of P91 and P92 ferritic/martensitic steels. *Problems of Atomic Science and Technology, Series Thermonuclear Fusion*, 2019, 42(2):81-88.
10. Ziegler JF, Biersack JP, Ziegler MD. *SRIM: the stopping and range of ions in matter*. Cadence Design Systems 2008.
11. Chen S, Bernard D. On the calculation of atomic displacements using damage energy. *Results in Physics*, 2020, 16:102835.
12. Crocombette J-P, Wambeke C. Quick calculation of damage for ion irradiation: implementation in Iradina and comparisons to SRIM. *EPJ Nuclear Sci. Technol.*, 2019, 5:1-9.
13. Linn B. *Radiation Damage Effects in Materials: Damage Formation Models*, 2013.
14. Stoller RE. Primary radiation damage formation. In: *Comprehensive Nuclear Materials*, Konings RJM, Allen TR, Stoller RE, and Yamanaka S, Editors, Elsevier Ltd., Amsterdam, 2012, pp. 293-332
15. Fasso A, Vlachoudis V, Smirnov G, Ferrari A, Sommerer F. FLUKA realistic modeling of radiation induced damage. *Prog. Nucl. Sci. Tech.*, 2011, 2:769-775.
16. Iwamoto Y, Niita K, Sawai T, Ronningen R, Baumann T. Displacement damage calculations in PHITS for copper irradiated with charged particles and neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2013, 303:120-124.
17. ASTM, E521-96 (2009). *Standard Practice for Neutron Radiation Damage Simulation by Charged-Particle Irradiation*, ASTM International, West Conshohocken, PA, 2009.
18. Nordlund K, Zinkle SJ, Sand AE, Granberg F, Averbach RS, Stoller RE, Suzudo T, Malerba L, Banhart F, Weber WJ. Primary radiation damage: a review of current understanding and models. *Journal of Nuclear Materials*, 2018, 512:450-479.
19. Stoller RE, Toloczko MB, Was GS, Certain AG, Dwaraknath S, Garner FA. On the use of SRIM for computing radiation damage exposure. *Nuclear instruments and methods in physics research section B: beam interactions with materials and atoms*, 2013, 310:75-80.
20. Norgett M, Robinson M, Torrens I. A proposed method of calculating displacement dose rates. *Nuclear engineering and design*, 1975 33(1):50-54.
21. Lucasson P. The production of frenkel defects in metals. *Fundamental aspects of radiation damage in metals*. US: Oak Ridge National Laboratory, 1975, pp. 42-65.

Хива Мохаммад Кадр

преподаватель

Рапарин Университет, физический факультет

Ранья, Сулайманья, 46012 Ирак

hiwa.physics@uor.edu.krd

Ари Магдид Хамад

преподаватель

Койя Университет, физический факультет

Койя 45, Курдистан, Ирак

ari.physics@koyauniversity.org

DOI: 10.17725/rensit.2020.12.457

Поверхность наночастиц как сфероидальный дефект материнского материала

¹Губин С.П., ^{1,2}Иони Ю.В., ¹Буслаева Е.Ю.

¹Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова Российской академии наук, <http://igic.ras.ru/>
Москва 119991, Российская Федерация

²Московский авиационный институт, <https://mai.ru/>

Москва 125993, Российская Федерация

E-mail: gubin@isc.ras.ru, acidladj@mail.ru, eyubuslaeva@inbox.ru

Поступила 09.11.2020, рецензирована 13.11.2020, принята 16.11.2020

Аннотация: В обзоре рассмотрена общая теоретическая модель наночастиц, подобная структуре «зеленого грецкого ореха», состоящая из ядра, поверхности и слоя лигандов. Благодаря особенностям поверхности такой дефектной структуры в наночастицах возможно явление высокотемпературного ферромагнетизма в немагнитной материнской структуре (рассмотрено на примере оксидов полупроводниковых металлов, благородных металлов и углеродных наноструктур). Показано, что данное явление носит не артефактный характер, а возможно для любых материалов, находящихся в высокодисперсном состоянии. Предложены основные причины, способные обуславливать кооперативный магнитный эффект в системе дефектно-индуцированных магнитных моментов. Также в обзоре обсуждается ферронная модель, успешно применяемая для анализа свойств современных магнитных наноматериалов.

Ключевые слова: углеродные материалы, наночастицы, дефекты, дефект-индуцированный магнетизм, магнетизм, ферромагнетизм

УДК 546.05+537.6

Благодарности: Авторы выражают глубокую признательность д.ф.-м.н., профессору Кокшарову Юрию Алексеевичу за ценные советы и комментарии при подготовке публикации. Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента РФ МК-893.2020.8 и РФФИ 20-19-00395.

Для цитирования: Губин С.П., Иони Ю.В., Буслаева Е.Ю. Поверхность наночастиц как сфероидальный дефект материнского материала. *РЭНСИТ*, 2020, 12(4):457-470. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.457.

Nanoparticles Surface as a Spheroidal Defect in the Parent Material

Sergey P. Gubin, Yulia V. Ioni, Elena Yu. Buslaeva

N.S. Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry, Russian Academy of Sciences, <http://igic.ras.ru/>
Moscow 119991, Russian Federation

E-mail: gubin@igic.ras.ru, acidladj@mail.ru, eyubuslaeva@inbox.ru

Received November 09, 2020, peer-reviewed November 13, 2020, accepted November 16, 2020

Abstract: The review considers a general theoretical model of nanoparticles similar to the structure of a "green walnut", consisting of a core, a surface and a layer of ligands. Due to the peculiarities of such a surface defect structure in nanoparticles, the phenomenon of high-temperature ferromagnetism in the nonmagnetic parent structure is possible (considered by the example of semiconductor metal oxides, noble metals, and carbon nanostructures). It is shown that this phenomenon is not of an artifact nature, but is possible for any materials in a highly dispersed state. The main reasons for the cooperative magnetic effect in the system of defect-induced magnetic moments are proposed. The review also discusses the ferron model, which is successfully used to analyze the properties of modern magnetic nanomaterials.

Keywords: carbon materials, nanoparticles, defects, defect-induced magnetism, magnetism, ferromagnetism

UDC 546.05+537.6

Acknowledgements: The authors express their deep gratitude to Dr Sci Phys&Math, Prof. Yuri A. Koksharov for valuable advice and comments during the preparation of the publication. This work was supported by the Grant of the President of the Russian Federation MK-893.2020.8 and the Russian Science Foundation 20-19-00395.

For citation: Sergey P. Gubin, Yulia V. Ioni, Elene Yu. Buslaeva. Nanoparticles Surface as a Spheroidal Defect in the Parent Material. *RENSIT*, 2020, 12(4):457-470. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.457.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (458)
 2. ПОВЕРХНОСТЬ НАНОЧАСТИЦ КАК ДЕФЕКТ (458)
 3. ЛИГАНДНАЯ ОБОЛОЧКА (460)
 4. МОЖНО ЛИ НАПРАВЛЕННО ВЛИЯТЬ НА ПОВЕРХНОСТНЫЙ МАГНИТНЫЙ ОБМЕН, УСИЛИТЬ ЕГО? (463)
 5. РОЛЬ РАЗМЕРА НАНОЧАСТИЦ (465)
 6. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ФЕРРОМАГНЕТИЗМА В НАНОЧАСТИЦАХ И НАНОМАТЕРИАЛАХ (465)
 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (465)
- ЛИТЕРАТУРА (466)

1. ВВЕДЕНИЕ

Наноструктурирование позволило выявить ряд принципиально новых свойств материалов; наиболее ярко это проявилось на примере различного типа наноматериалов (НМ), состоящих из изолированных (различными способами) наночастиц (НЧ) со средним диаметром 2-10 нм [1-6].

На многочисленных примерах [7-12] было показано, что «простое» уменьшение материала до нано размеров (2-10 нм) делает их высоко дефектными, что кардинально меняет их физические и химические свойства и диапазон областей применения.

Большинство реальных материалов в той или иной мере дефектны. Хорошо изученными являются такие дефекты как вакансии – анионные и катионные; примесные атомы – замещения или внедрения; оборванные связи, изменённые параметры кристаллической решётки; поэлементное или структурное расслоение (внутренние нанокластеры) и др. [13] В ряде случаев установлена связь между структурными дефектами и свойствами материалов. Очевидно, что материалы,

состоящие из наночастиц (НЧ) размера 2-10 нм, безусловно дефектны, однако для описания их свойств трудно использовать перечисленные выше типы дефектов. НЧ и НМ на их основе содержат специфические, характерные только для них дефекты, определяющие их уникальные свойства [14,15].

2. ПОВЕРХНОСТЬ НАНОЧАСТИЦ КАК ДЕФЕКТ

Рассмотрим поверхность НЧ в качестве протяжённого дефекта структуры «материнского» НМ, определяющего его поведение под действием внешнего электромагнитного излучения или магнитного поля, отличное от свойств исходного материнского материала. Таким образом, примем, что поверхность наночастиц – особый тип дефектов в наноматериалах.

Для того, чтобы понять, как могут (должны) измениться физические свойства материала (в том числе – магнитные) при переходе от компактного (например, диамагнитного в своей основе) материала к системе НЧ того же состава, проведем мысленный эксперимент.

Возьмем образец с произвольной кристаллической структурой (**Рис. 1А**) (в данном случае для простоты выбрана простая кубическая

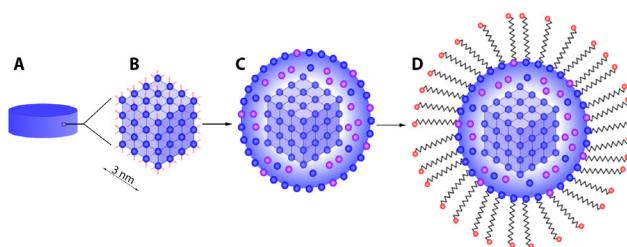


Рис. 1. Схема образования НЧ из компактного материала.

решетка). Образец находится в равновесном состоянии при комнатной температуре и обычном атмосферном давлении. Если вынуть из середины этого кристалла кубик с ребром 3 нм, то получится объект (Рис. 1В) по ребрам, вершинам и сторонам которого расположены оголённые атомы (ионы), входившие ранее в кристаллическую решетку материнского материала. Хорошо видны торчащие наружу оборванные связи. Это могут быть вакантные или заполненные орбитали (пара электронов может находиться на орбитали, а вакансия в матрице). При взаимодействии их друг с другом на поверхности возникает электронное облако – *плазмон*, легко поляризующееся под действием электромагнитного излучения [16].

Но, например, для возникновения магнетизма при извлечении кубика из «немагнитной» матрицы наиболее важен гомолитический разрыв связей внутри кристалла, в результате которого на поверхности изъятго кубика появляются ортогональные поверхности – орбитали с неспаренными электронами (спинами). В результате обменных взаимодействий между ними возникает магнитный домен, охватывающий поверхность НЧ, и она становится магнитной. [17,18] При зонном подходе считается, что электрон из валентной зоны или зоны проводимости попадает на поверхностный уровень, возникший благодаря разорванной связи (т.е. дефекту). Захваченный дефектом электрон, во-первых, стабилизирует вблизи себя ферромагнитное состояние, а во-вторых, автолокализуется в этой полости. Таким образом, на поверхности около дефекта возникает ферромагнитная область, получившая название *феррон* [19-22].

Плазмон расположен вдоль, феррон – ортогонально поверхности НЧ. Такая конфигурация орбиталей обычно не препятствует спин-спиновому обмену.

Извлечение кубика из матрицы снимет внешнее давление кристаллической структуры компактного образца, что приводит к превращению кубика в сфероид – НЧ (Рис. 1С), состоящую из ядра, в котором, в основном, сохранилась кристаллическая структура материнского материала и его физические свойства, и оболочки в 1-2 атомных

слоя, в которой кристаллическая структура материнского образца существенно искажена – разрушена [23,24]. Из-за поверхностной декомпенсации металлополиэдров произошла деградация структуры, изменились длины связей, валентные углы, координационные полиэдры. В такой оболочке сосредоточено значительное число вакансий – дефектов структуры, и примесей, часто имеется структурная разупорядоченность и тому подобные изменения. Таким образом – поверхность (1-2 атомных слоя) сфероидальных НЧ (2-10 нм) – это специфический дефект структуры материнского материала, ответственный за появление свойств, нехарактерных для компактного материала [25,26].

По мере уменьшения размеров возрастает кривизна поверхности НЧ, что приводит не только к увеличению расстояний между поверхностными атомами и ослаблению электрон-электронных взаимодействий, но одновременно усиливает обменные взаимодействия между спинами оборванных связей [27,28]. Покрывающая всю поверхность НЧ система таких обменных взаимодействий определяет поведение НЧ в магнитном поле.

Общепринято, что НЧ состоят из ядра и двух оболочек (Рис. 1D) (структура «зелёного грецкого ореха») [28,29]. Каждая из 3-х частей НЧ (Рис. 2) по своему ведёт себя во внешнем магнитном поле, так что реально измеряемые магнитные величины всегда являются суперпозицией по меньшей мере трёх составляющих.

Для небольших частиц вклад поверхностного слоя в определение физических свойств может составлять более 50%, но с увеличением размера НЧ влияние поверхностного слоя начинает

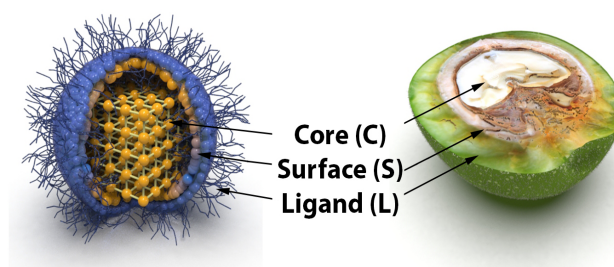


Рис. 2. Модель НЧ, представляющая собой структуру «зеленого грецкого ореха».

быстро падать и для частиц >100 нм его вкладом, как правило, пренебрегают [30,31]. Совокупность таких НЧ – наиболее строгая, наиболее хорошо изученная часть всего того огромного массива объектов, которые рассматриваются сегодня в качестве наноматериалов.

НЧ могут находиться изолированными друг от друга в газовой, жидкой или твёрдой средах; в порошках, состоящих ТОЛЬКО из НЧ и композиционных материалов, где отдельные НЧ диспергированы в матрицах – неорганических или полимерных [32,33]. Методы получения НЧ хорошо разработаны; их получают как путём диспергирования различными методами компактных материалов [34,35], так и с применением разнообразных химических реакций в растворах [36]. В первом случае при разрушении образца в ядре (но не в оболочке) образующихся НЧ в основном сохраняется структура исходного материала, в то время как во втором состав и структура НЧ воссоздаются из отдельных атомов или ионов [37]. Такие материалы на основе НЧ универсальны среди других дисперсных систем, в том смысле, что в них можно создавать высокодефектное состояние не только путём диспергирования макрообразцов, но и «конструировать» их из субатомных фрагментов, т.е. в той или иной мере управлять дефектностью создаваемых материалов [38,39]. Хорошо разработаны методы синтеза НЧ определённого размера, состава и строения, с узким распределением по размеру, покрытых определённым типом лигандов [40]. Иными словами, тип дефектов и степень дефектности (а следовательно, и физические свойства) таких материалов можно тонко регулировать. Однако при компактировании НЧ получают НМ, в которых рассмотренная выше идеализированная структура может искажаться: оболочки деформируются, проникают друг в друга, разрушаются, ядра укрупняются и т.п.

НЧ обладают высокой поверхностной энергией. В реальной среде – газовой, жидкой или твердой – поверхность НЧ (2-10 нм) ВСЕГДА покрыта слоем лёгких атомов (Λ на Рис. 2) – специально вводимыми лигандами слой L . Компоненты реальной среды также потенциальные лиганды для поверхности наночастицы [41]. Взаимодействие с лигандами

позволяет частично или полностью заполнить вакантные координационные места (дефекты структуры) и делает частицу существенно более устойчивой. Однако такая координация может затруднить спиновый обмен в поверхностном слое вплоть до полного разрушения.

Таким образом, любая НЧ тех размеров, о которых идет речь (2-10 нм), состоит как минимум из трех частей: 1 – ядро (C , Рис. 2), имеющее малоизмененную структуру материнского образца; 2 – первая оболочка (S , 1-2 нм), имеющая тот же состав, что и ядро частицы, но существенно искаженную структуру; 3 – лигандная оболочка (L), состоящая, как правило, из легких атомов (O, N, S и т.п.). Каждая из трёх составляющих по-разному ведёт себя под действием электромагнитного излучения или во внешнем магнитном поле и вносит свой вклад в наблюдаемые физико-химические параметры НЧ.

НЧ и НМ на их основе представляют собой типичный пример дефектных материалов, физические свойства которых, наряду с химической реакционной способностью, определяются не столько составом и кристаллической структурой, сколько типом и числом дефектов в поверхностном слое НЧ.

3. ЛИГАНДНАЯ ОБОЛОЧКА

НЧ рассматриваемых в данной статье размеров никогда не бывают «голыми»; на их поверхности всегда имеются либо отдельные атомы из окружающей среды, либо специально вводимые молекулы (CO , $P(Ph)_3$ и т.п.). Специфическими стабилизаторами служат полимеры – органические или неорганические [42]. Все эти группы именуются лигандами, имея в виду то, что основная их функция состоит во взаимодействии с оборванными поверхностными связями и заполнении вакантных позиций в координационной сфере поверхностных атомов НЧ. Лигандная оболочка является неотъемлемой частью НЧ и оказывает существенное влияние как на магнитные взаимодействия в самой частице, так и между ними [43-46]. Взаимодействие с окружающей средой также часто приводит к изменению химического состава поверхности (в наиболее часто встречающемся варианте – к окислению), что неизбежно влияет на магнитные

свойства.

В качестве успешного приложения изложенного выше подхода, рассмотрим НЧ «немагнитных» материалов, особенности магнетизма которых подробно изложены в обзоре [47]. Магнетизм до сих пор остаётся одним из самых загадочных свойств материи. Не менее загадочная гравитация отличается тем, что её проявления носят всеобщий характер – гравитационные силы не проявляют какой-либо избирательности при действии на материал, независимо от его состава и электронного строения [48,49]. В отличие от этого результат действия магнитного поля на материал в сильной степени зависит от его состава, строения, формы и других факторов. Материалы по их поведению во внешнем магнитном поле грубо делят на две неравные группы: магнитные (их меньшинство) и все остальные – «немагнитные» [50,51]. Последние, будучи как правило диамагнетиками, не вполне безразличны к действию внешнего магнитного поля, хотя общая физическая теория магнетизма не содержит оснований для различий.

Современные теоретические представления о природе магнетизма как правило достаточно успешно описывают свойства большинства традиционных магнитных материалов, оставляя в стороне «немагнитные» материалы [52,53].

Однако как это часто бывало и до этого, «эксперимент оказался впереди теории»: совершенно неожиданно оказалось, что ферромагнетизм обнаруживается в некоторых образцах полупроводниковых НМ, не содержащих магнитных допантов [54,55]. Число примеров быстро возрастало, стало ясно, что это не единичные артефакты. Для обозначения этого класса явлений в 2005 году был введён термин « d^0 магнетизм» [56]. В дальнейшем появились систематические исследования, обзоры [57-61]. Позднее появились сообщения о высокотемпературном ферромагнетизме (ВТФМ) углеродных НЧ (квантовых точек), графена и других высокодефектных структур [59,62-64]. Стало ясно, что наблюдаемое явление носит общий характер и требует рассмотрения всей совокупности фактов с единых позиций прежде, чем можно будет приступить к разработке теории ВТФМ «немагнитных наноматериалов».

Различные виды структурной неоднородности, например, вакансии и примесные атомы могут способствовать возникновению ВТФМ в наночастицах материалов, объёмные аналоги которых не проявляют таких магнитных свойств [11,12,58,60,65].

В компактных полупроводниковых НМ сплошной слой Λ на каждой НЧ обычно отсутствует, его роль чаще всего выполняет поверхность примыкающих соседних НЧ. Возникающие здесь взаимодействия случайны, их трудно формализовать. Для стабилизации полупроводниковых НЧ в качестве лигандов чаще всего используют меркаптаны с длинными углеводородными радикалами [28,66]. Показано, что покрытие меркапто-лигандами НЧ ZnO может существенно менять их магнитные свойства: они могут быть диамагнитными, обладать парамагнетизмом Паули или стать ферромагнитными [27]. Считается, что хотя поверхность покрыта меркапто-лигандами, основной вклад в магнетизм дают $Zn-O$, а не $Zn-S$ связи [67].

Приведённый в [68] краткий обзор с несомненностью указывает на то, что поведение «немагнитных» материалов в магнитном поле напрямую зависит от степени их дисперсности и других типов дефектности. Перечисленные экспериментальные результаты охватывают широкий спектр материалов и позволяют утверждать, что *в любом материале можно реализовать ферро(антиферро)магнитное состояние путём перевода его в нанодисперсное состояние с резким увеличением степени дефектности структуры.*

На основании изложенного выше теперь необходимо расширить этот вывод.

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ ПРИСУЩ ЛЮБЫМ МАТЕРИАЛАМ, НАХОДЯЩИМСЯ В ВЫСОКОДИСПЕРСНОМ НАНОСОСТОЯНИИ.

Исключение – органические, полимерные и биоматериалы.

Наиболее ярко это проявляется в НМ, а именно нанопорошках, состоящих из изолированных друг от друга НЧ. Дефектные структуры, ответственные за возникновение магнетизма в таких НМ можно регулировать в определённых

пределах. Их характеристики воспроизводимы и могут служить основой для теоретических разработок. Однако таких материалов пока немного [69]. Основную массу составляют НМ, образующиеся при простом компактировании нанопорошков. При этом «идеальная» структура отдельных НЧ в них нарушена (**Рис. 3**). Кроме того, для реализации коллективных магнитных эффектов требуется обеспечить взаимодействие между магнитными оболочками (часто сильно разрушенными) отдельных НЧ. Всё это трудно контролировать. Поэтому магнитные характеристики таких материалов, как правило, плохо воспроизводимы. Несмотря на это, общие тенденции прослеживаются достаточно чётко.

На первом этапе развития этих работ считалось, что поверхностный ВТФМ является характеристикой только диамагнитных в макроформе наноматериалов определённого типа, таких как ZnO , Al_2O_3 , MgO , GaN и $CdSe$ полупроводников [66,70-73]. В рамках этого типа объектов строились модели и проводились расчёты. Так, в работах [74-77] общим подходом впервые появляется следующее положение, ставшее позднее на некоторое время общепринятым: *для проявления кооперативных магнитных явлений в некоторых материалах необходимо (но не достаточно), чтобы в них существовали (в значительном количестве - это требование кооперативности эффектов) нескомпенсированные магнитные моменты (спины), и чтобы между этими моментами существовали т.н. «обменные» взаимодействия, благодаря которым было бы энергетически выгодным их упорядоченное пространственное расположение.* Предложенная модель «локализованных магнитных моментов»

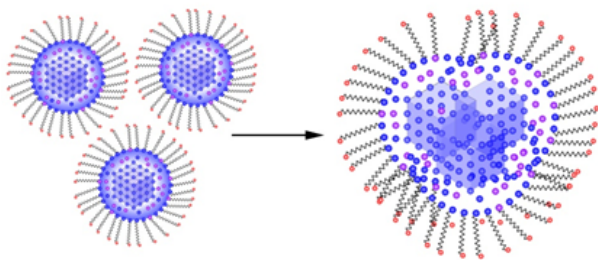


Рис. 3. Нарушение «идеальной» структуры НЧ при их компактировании.

хорошо (по крайней мере, качественно) объясняла тот факт, что в подавляющем большинстве известных в то время (в том числе важных с практической точки зрения) материалов, проявляющих коллективные формы магнетизма, нескомпенсированные магнитные моменты обусловлены электронами незаполненных d и f внутренних оболочек атомов переходных металлов. Электронны внешних валентных s и p оболочек, как правило, участвуют в образовании химической связи и поэтому их магнитные моменты скомпенсированы. Именно это явление в дальнейшем и приняло обозначение « d^0 магнетизм» [56], т.е. магнетизм в отсутствие d -металлов.

Предлагавшиеся для объяснения ВТФМ НЧ «немагнитных» материалов физические модели опирались на упомянутые выше известные представления. Кроме того привлекались представления о нескомпенсированности магнитных подрешеток, различные типы спиновых подсистем, появление новой кристаллической структуры, способствующей магнетизму, и т.п. [78-82]. Эти подходы были пригодны для описания свойств узкого круга материалов и их было трудно использовать при рассмотрении иных систем, иных, чем те, которые опирались на такие подходы. Такое положение никого не могло удовлетворить.

Было замечено, что для реализации d^0 магнетизма необходима существенная дефектность структуры, чаще встречающаяся в низкоразмерных системах НЧ или тонких (всего в несколько нм) плёнках [83-86].

Постепенно начало формироваться мнение о критически важном значении дефектов структуры (различного типа) для получения ВТФМ в системах, проявляющих d^0 магнетизм. Отражением этого факта стало появление в 2008 году термина «дефект-индуцированный» магнетизм [56,83,87].

Однако дефектов много, и какие именно и как определяют магнетизм не было очевидно. Многие типы дефектов в НМ не приводили к появлению ВТФМ. Часто говорили об артефактности в таких экспериментах, однако эту идею быстро опровергли в ряде работ [27,85,88,89].

Каждое такое исследование достаточно успешно описывало свойства (магнитное поведение) выбранного узкого набора

материалов. Например, при обсуждении ВТФМ наноплёнки оксида гафния авторы отмечали, что с учетом условий подготовки образца можно ожидать появления значительного числа кислородных вакансий. В таких оксидах, имеющих высокую диэлектрическую постоянную, неспаренные электроны стремятся образовать примесную полосу, где они могут быть локализованы за счёт корреляционных эффектов и локальных флуктуаций потенциалов [90]. Такая примесная полоса смешивается с вакантными $5d$ состояниями, что в свою очередь, поляризует примесную полосу и обеспечивает необходимую ферромагнитную связь. Наблюдаемая анизотропия предполагает большой $5d$ -орбитальный вклад в спин-орбитальное связывание. Но для описания явления в целом такие подходы вряд ли пригодны.

Стало ясно, что существующего понимания магнетизма в твердых телах недостаточно для объяснения этих результатов. Однако попыток рассмотреть всю совокупность имеющихся фактов с единых позиций пока не просматривается.

Отчётливо выраженный ВТФМ отдельных «чисто» углеродных наноструктур, не имеющих ничего другого, кроме s и p орбиталей, получил определённое теоретическое рассмотрение [62,91-93]. Но встаёт вопрос, что общего между $2D$ наноплёнкой оксида гафния и графеном, если они одинаково ведут себя в магнитном поле? Понимая это, ряд авторов стали рассматривать нарушения структуры – дефекты как возможную универсальную причину проявления ВТФМ в таких материалах [94-98]. Постепенно стали обращать внимание на краевые эффекты, искажённые поверхностные состояния, разнообразные структурные дефекты [99].

Первоначально это выглядит парадоксальным, что для получения нужных магнитных свойств в рассматриваемых системах нужно не избавляться от дефектов, а научиться управлять ими, обращать дефект в эффект. При этом магнетизм остаётся внутренне присущим свойством системы так же, как и значительная степень дефектности, принципиально неустранимая, как, например, для НЧ [14]. Развитая система дефектов (за исключением дефектов, возникающих при росте кристаллов – дислокаций, дисклинаций и т.п.

жёстко встроенных в структуру кристаллов – они здесь не рассматриваются) может предоставить достаточно большое число обменных магнитных связей, необходимых для возникновения кооперативного магнитного эффекта. Однако сразу же стало ясно, что не любой дефект создаёт нескомпенсированные магнитные моменты. И не любая система дефектно-индуцированных магнитных моментов может перейти в кооперативное состояние.

В обзоре [100] предпринята попытка не только проанализировать и систематизировать экспериментальные результаты, но и обобщить методы, позволяющие контролировать интенсивность ферромагнитного обменного взаимодействия в системах НЧ немагнитных (в объёмном состоянии) материалов. Стоит отметить, что введение ионов $3D$ -металлов, часто используемое при создании магнитных полупроводников, есть ни что иное, как один из методов реализации дефектных структур [83,101]. Такие дефектные центры могут выступать в качестве медиаторов магнитного обмена [102].

4. МОЖНО ЛИ НАПРАВЛЕННО ВЛИЯТЬ НА ПОВЕРХНОСТНЫЙ МАГНИТНЫЙ ОБМЕН, УСИЛИТЬ ЕГО?

Причины, способные обуславливать кооперативный магнитный эффект в системе дефектно-индуцированных магнитных моментов, можно свести к следующим:

- 1) считается, что уменьшение расстояний между магнитными центрами путём аккуратного компактирования НЧ усиливает обмен. С другой стороны, компактирование разрушает цельность поверхностного слоя НЧ, что может приводить к непредсказуемым изменениям магнитных характеристик. [86,103];
- 2) модификация поверхности путём удаления (замены) адсорбентов (лигандов), затрудняющих магнитный обмен [44,46,104];
- 3) адсорбция лигандов – медиаторов магнитного обмена [105].

Из приведённых данных с несомненностью следует, что описываемое явление имеет общий характер. Отличительной особенностью всех рассмотренных объектов является наличие в них большого числа дефектов различной природы.

Чисто феноменологически разумно в первом приближении связать появление того или иного типа магнитного упорядочения с наличием в объекте дефектов той или иной природы. Но тотчас возникает ряд непростых вопросов, исчерпывающие ответы на которые пока не найдены.

Различают прямой, косвенный, двойной косвенный обмен, взаимодействие Рудермана-Киттеля-Касуйя-Иосиды (РККИ) и некоторые другие [106]. Представление об обменных взаимодействиях носит модельный характер (фактически постулируется вид гамильтониана), это обуславливает его ограниченность [107]. Но как быть в тех случаях, когда нет ни d , ни f электронов, а обменные взаимодействия налицо и кооперативные эффекты имеют место?

ВТФМ НЧ «немагнитных» материалов – широко распространённое явление, для которого единые феноменологические подходы пока отсутствуют, роль дефектов признана, но какие именно дефекты и как влияют на ВТФМ – не конкретизировано.

Полагается, что поверхность сфероидальных наночастиц является дефектом, определяющим и вызывающим ВТФМ. Изолированные друг от друга НЧ в матрице ведут себя как псевдо-атомы с большими (часто – гигантскими) коллективными магнитными моментами. По мере уменьшения расстояния между частицами возникают и усиливаются обменные взаимодействия. Результаты внутрочастичных обменов суммируются с межчастичными и вместе определяют поведение НМ в магнитном поле.

Исходя из вновь предложенного в начале мысленного эксперимента, в результате разрыва структуры исходного кристалла на поверхности изъятых кубика могут возникнуть три типа орбиталей (рис. 4): две (А и В) как результат гетеролитического разрыва связей и С – после гомолиза связей. Это упрощённая схема, призванная на примере p -орбитали продемонстрировать электронные последствия разрыва связей. В случае d или f орбиталей картина сложнее, но в итоге электронный результат разрыва связей тот же, что и на схеме.

При трансформации кубика в сфероидальную НЧ эти орбитали ведут себя по-разному:

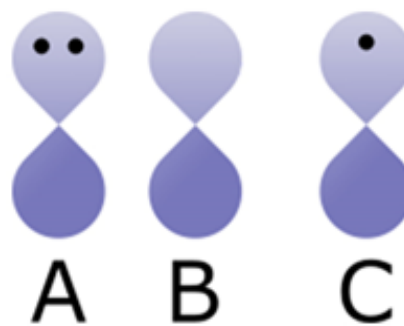


Рис. 4. Три типа разрыва связи в НМ.

орбитали с неспаренными электронами остаются направлены ортогонально поверхности НЧ и не могут участвовать в образовании прямых валентных связей друг с другом в поверхностном слое. В то же время такая конфигурация не препятствует обменным взаимодействиям между параллельно направленными спинами; в результате образуется «магнитный слой», охватывающий всю поверхность НЧ и определяющий её поведение в магнитном поле.

Остальная часть электронов и вакантных орбиталей, образовавшихся в результате разрыва связей в макроструктуре, образуют «электронный слой», также расположенный на поверхности НЧ и определяющий её поведение в электромагнитном поле, взаимодействие с которым проявляется в спектрах в виде плазмонного резонанса [108].

Эти две подсистемы – «магнитная» и «электронная» – сосуществуют в поверхностном слое НЧ и определяют её свойства. Модель рассматривает идеализированные, находящиеся отдельно друг от друга сфероидальные НЧ.

В реальных порошках и других НМ отдельные НЧ ведут себя как гигантские магнитные псевдо-атомы. В таком случае, наряду с внутрочастичными, происходят и межчастичные магнитные взаимодействия (обмен). Сближение НЧ на короткие расстояния разрушает идеальную картину, что часто влияет на воспроизводимость результатов измерений и затрудняет их интерпретацию.

Приведённая выше «идеальная» схема перестаёт работать. В таких материалах (а их большинство) внутрочастичные и межчастичные

обменные взаимодействия, как правило, невозможно разделить и формализовать. В случае несфероидальной морфологии плоских 2D-наносистем (в наноплёнках, графене и др.) к сфероидальному дефекту (оболочке), ставшему плоским, добавляются «линейные» дефекты – концевые и вдоль внутренних разрывов структуры.

Орбитали с неспаренными спинами лежат в плоскости и их обменные взаимодействия могут осуществляться только с соседями по краю плоскости.

Существуют две подсистемы: электронная за счёт перекрывания заполненных электронами орбиталей и спиновая за счёт обменных взаимодействий между неспаренными электронами. Эти две подсистемы ортогональны друг другу. Электронная подсистема поляризуется внешним электромагнитным полем (квантами света); спиновая – внешним магнитным полем. Модель концептуально отражает наличие двух подсистем на примере сфероидального и плоского дефектов [100].

5. РОЛЬ РАЗМЕРА НЧ

При укрупнении НЧ *поверхностный ферромагнетизм нигде не исчезает, просто доля поверхностных атомов резко уменьшается с ростом размера НЧ и их вклад в магнитное поведение образца находится за пределом чувствительности метода* [103].

Предлагаемая модель позволяет на качественном уровне обобщать и классифицировать имеющиеся сведения по ВТФМ НЧ «немагнитных» материалов. Таким образом, в результате описанной выше виртуальной операции диамагнитный материал превращается в систему НЧ с нескомпенсированными поверхностными спинами, их обменные взаимодействия могут приводить к проявлению различных форм магнитного упорядочения – от пара- до ферро- (реже антиферро-) магнетизма.

6. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВТФМ В НЧ И НМ

Экспериментальное обнаружение явления ВТФМ в НЧ и других наноструктурах сопровождалось попытками его теоретического осмысления (см. обзоры [100,107,109] и ссылки в них). Ферромагнетизм чаще встречается в

металлосодержащих соединениях, поэтому в теории магнетизма в целом доминирует зонный подход. В то же время явление ВТФМ наблюдается как в металлах, так и в диэлектриках и полупроводниках, т.е. претендует на *универсальность* [110]. Поэтому неудивительно отсутствие в настоящее время единого объяснения этого явления для всех материалов, где его наблюдали.

Попытки теоретического объяснения ВТФМ в углеродных наноструктурах, за исключением графена, в целом, не выходят за рамки модели дефектно-индуцированного зонного или локализованного магнетизма, применяемого для большинства неорганических наночастиц [62]. Теоретическое исследование ВТФМ в графеновых "наноостровках" треугольной и гексагональной формы с зигзагообразными краями было проведено в модели среднего поля Хаббарда и с использованием методов теории функционала плотности (DFT) [111]. Показано, что в структурах действительно появляются электронные состояния с ненулевым спином. На размерные особенности ВТФМ в графене обращено внимание в обзоре [112]. Таким образом, углеродные НМ – неотъемлемая составная часть семейства материалов, обладающих ВТФМ.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наносостояние материи преподнесло нам очередной сюрприз – принципиальную возможность получать магнитные материалы практически из любых веществ достаточно простыми, иногда (как в случае ZnO) примитивными методами. В то же время теоретические представления и глубокое осмысление этого явления (как это нередко бывало и раньше) пока далеки от завершения. В задачу авторов обзора входило показать, что приведённый материал не является набором отдельных случайных фактов, взятых из многочисленных экспериментальных и теоретических исследований, а представляют собой явление (общую закономерность), требующую глубокого и теоретического анализа с единых позиций. Будущее покажет, в какой мере нам удалось это сделать. Резюмируя состояние проблемы теоретического описания

ВТФМ, можно сказать, что с одной стороны, её удовлетворительное решение пока тормозится пестротой и незавершенностью экспериментальных исследований. С другой стороны, необычность обнаруживаемых магнитных свойств, по-видимому, должно стимулировать теоретиков к критическому анализу существующих представлений о магнитных свойствах материалов, модельных подходов и вычислительных методик.

Обнаружение явления ВТФМ произошло в процессе поиска материалов, в которых электрические и магнитные свойства тесно взаимосвязаны. Такие материалы необходимы для спинтроники – современного раздела электроники, в котором используется не только электрический заряд носителей тока, но и их спин, т.е. магнитные свойства [113,114]. В теоретических моделях ВТФМ, в частности, в ферронной теории Э.А. Нагаева, электрические и магнитные свойства материала оказываются тесно взаимосвязаны на поверхности НЧ. Поэтому не вызывает сомнения, что по мере дальнейшего изучения ВТФМ, оно, кроме несомненного фундаментально-научного интереса, найдет важные практические применения [115]. Наиболее вероятное ближайшее практическое использование явления ВТФМ – устройства на основе магнетосопротивления. Хотя в немагнитных материалах величина магнетосопротивления не слишком велика [22,116], целенаправленный контроль дефектной структуры поверхности НЧ [117] может исправить этот недостаток.

Можно полагать, что широкое привлечение магнитных методов к исследованиям НЧ и НМ приведёт не только к обнаружению новых примеров проявления магнетизма материалов, но и расширит наши представления о магнетизме как о фундаментальном свойстве материи. Авторы надеются, что представленный в статье подход станет поводом не только для дискуссий, но и послужит основой для более глубокого рассмотрения проблемы ВТФМ специалистами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Губин С.П., Катаева Н.А., Хомутов Г.Б. Перспективные направления наноауки: химия наночастиц полупроводниковых материалов. *Известия Акад. наук. Сер. хим.*, 2005, 4:811-836.
2. Jung DR, Kim J, Nahm C, Choi H, Nam S., Park B. Review paper: Semiconductor nanoparticles with surface passivation and surface plasmon. *Electronic Materials Letters*, 2011, 7(3):185-194.
3. Губин С.П., Кокшаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю. Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства. *Успехи химии*, 2005, 74(6):539-574.
4. Faivre D, Bennet M. Magnetic nanoparticles line up. *Nature*, 2016, 535(7611):235-236.
5. Gawande MB, Goswami A, Felpin F-X, Asefa T, Huang X, Silva R, Zou X, Zboril R, Varma RS. Cu and Cu-based nanoparticles: synthesis and applications in catalysis. *Chem. Rev.*, 2016, 116:3722-3811.
6. Chaudhuri RG, Paria S. Core/Shell Nanoparticles: Classes, Properties, Synthesis Mechanisms, Characterization, and Applications. *Chem. Rev.*, 2012, 112:2373-2433.
7. Ilka M, Bera S, Kwon S-H. Influence of Surface Defects and Size on Photochemical Properties of SnO₂ Nanoparticles. *Materials*, 2018, 11(6):904.
8. Bera S, Khan H, Biswas I, Jana S. Polyaniline hybridized surface defective ZnO nanorods with long-term stable photoelectrochemical activity. *Appl. Surf. Sci.*, 2016, 383:165-176.
9. Anuchai S, Phanichphant S, Tantraviwat D, Pluengphon P, Bovornratanaraks T, Inceesungvorn B. Low temperature preparation of oxygen-deficient tin dioxide nanocrystals and a role of oxygen vacancy in photocatalytic activity improvement. *J. Colloid Interface Sci.*, 2018, 512:105-114.
10. Martínez B, Roig A, Molins E, González-Carreño T, Serna CJ. Magnetic Characterization of γ -Fe₂O₃ Nanoparticles Fabricated by Aerosol Pyrolysis. *J. Appl. Phys.*, 1998, 83:3256-3262.
11. Singh R. Unexpected magnetism in nanomaterials. *JMMM*, 2013, 346:58-73.
12. Crespo P, de la Presa P, Marín P, Multigner M, Alonso JM, Rivero G, Yndurain F, González-Calbet JM, Hernando A. Magnetism in nanoparticles: tuning properties with coatings. *J.Phys.:Condens.Matter.*, 2013, 25:484006-4840027.
13. Tilley RD. *Defects in solids*. Wiley, Weinheim, 2008, 552 p.
14. Gubicza J. *Defect Structure and Properties of Nanomaterials: Second and Extended Edition*. Cambridge, Woodhead Publishing, 2017, 410 p.

15. Wu Z, Cao S, Zhang C, Piao L. Effects of bulk and surface defects on the photocatalytic performance of size-controlled TiO₂ nanoparticles. *Nanotechnology*, 2017, 28: 275706.
16. Pi X, Delerue C. Tight-binding calculations of the optical response of optimally P-doped Si nanocrystals: a model for localized surface plasmon resonance. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 111(17):177402-5.
17. Schnack J. Large magnetic molecules and what we learn from them. *Contemp. Physics*, 2019, 60:127-145.
18. Gómez Vitoria M, Weick G, Wienmann D, Jalabert RA. Orbital magnetism in ensembles of gold nanoparticles. *Phys.Rev.B.*, 2018, 98(19):195417-38.
19. Нагаев ЭЛ. Основное состояние и аномальный магнитный момент электронов проводимости в антиферромагнитном полупроводнике. *Письма в ЖЭТФ*, 1967, 6:484.
20. Нагаев ЭЛ. Ферромагнитные микрообласти в полупроводниковом антиферромагнетике. *ЖЭТФ*, 1968, 54:228.
21. Kasuya T. Mobility of the antiferromagnetic large polaron. *Solid State Commun.*, 1970, 8:1635.
22. Nagaev E.L. Magnetic polarons (ferrons) of complicated structure. *Письма в ЖЭТФ*, 2001, 74:431.
23. Hamdy Makhlof AS, Barhoum A. *Fundamentals of Nanoparticles: Classifications, Synthesis Methods, Properties and Characterization*. Elsevier, 2018, 666 p.
24. de Mello Donega C. *Nanoparticles*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2014, 299 p.
25. Nealon GL, Donnio B, Greget R, Kappler J-P, Terazzi E, Gallani JL. Magnetism in gold nanoparticles. *Nanoscale*, 2012, 4:5244-52258.
26. Agrachev M, Antonello S, Dainese T, Ruzzi M, Zoleo A, Aprá E, Govind N, Fortunelli A, Sementa L, Maran F. Magnetic Ordering in Gold Nanoclusters. *ACS Omega*, 2017, 2(6):2607-2617.
27. Garcia MA, Merino JM, Pínel EF, Quesada A, de la Venta J, Gonzalez MLR, Castro GR, Crespo P, Llopis J, Gonzalez-Calbet JM, Hernando A. Magnetic Properties of ZnO Nanoparticles. *Nano Lett.*, 2007, 7(6):1489-1494.
28. Guglieri C, Laguna-Marco MA, García MA, Carmona N., Céspedes, Garsia-Hernández M., Espinosa A., Chaboy J. XMCD Proof of Ferromagnetic Behavior in ZnO Nanoparticles. *J. Phys.Chem.C.*, 2012, 116(11):6608-6614.
29. Губин СП, Кокшаров ЮА. Получение, структура и свойства магнитных материалов на основе Со-содержащих наночастиц. *Неорг. Мат.*, 2002, 38(11):1287-1304.
30. Yamamoto Y, Hori H. Direct Observation of the Ferromagnetic Spin Polarization in Gold Nanoparticles: A Review. *Rev.Adv.Mater.Sci.*, 2006, 12:23-32.
31. Fiorani D. *Surface Effects in Magnetic Nanoparticles*. New York, Springer, 2005, 300 p.
32. Wang XQ, Mujumdar AS. A review on nanofluids – part I: theoretical and numerical investigations. *Brazilian J of Chem. Eng.*, 2008, 25(4):613-630.
33. Yu W, Xie H. A Review on Nanofluids: Preparation, Stability Mechanisms, and Applications. *J.Nanomaterials*, 2012, Article ID 435873, 1 p.
34. Merkel TJ, Herlihy KP, Nunes J, Orgel RM, Rolland JP, DeSimone JM. Scalable, Shape-specific, Top-down Fabrication Methods for the Synthesis of Engineered Colloidal Particles. *Langmuir*, 2010, 26(16):13086-13096.
35. Bulychev NA, Kazaryan MA, Kirichenko MN, Ivanov AV. Study of Acoustoplasma Discharge as a Technique for Synthesis of Optically Active Materials. *Int.J.Nanotech.*, 2019, 16(1/2/3):34-41.
36. Lo CH, Tsung TT, Chen LC. Shape-controlled synthesis of Cu-based nanofluid using submerged arc nanoparticle synthesis system (SANSS). *J.Crystal.Growth*, 2005, 277(1-4):636-642.
37. Sato-Berrú R, Redón R, Vázquez-Olmos A, Saniger J. Silver nanoparticles synthesized by direct photoreduction of metal salts. Application in surface-enhanced Raman spectroscopy. *J. Raman Spectrosc.*, 2009, 40:376-380.
38. Jin R, Cao YC, Hao E, Metraux GS, Schatz GC, Mirkin C. Controlling anisotropic nanoparticle growth through plasmon excitation. *Nature*, 2003, 425:487-90.
39. Kim S, Yoo B, Chun K, Kang W, Choo J, Gong M-S, Joo SW. Catalytic effect of laser ablated Ni nanoparticles in the oxidative addition reaction for a coupling reagent of benzylchloride and bromoacetonitrile. *J.Mol.Catal.A:Chem.*, 2005, 226(2):231-234.
40. Heuer-Jungemann A, Feliu N, Bakaimi I, Hamaly M, Alkilany A, Chakraborty I, Masood A, Casula MF, Kostopoulou A, Oh E, Susumu K, Stewart MH, Medintz IL, Stratakis E, Parak WJ, Kanaras AG. The Role of Ligands in the Chemical Synthesis

- and Applications of Inorganic Nanoparticles. *Chem.Rev.*, 2019, 119(8):4819-4880.
41. Ling D, Hackett MJ, Hyeon T. Surface ligands in synthesis, modification, assembly and biomedical applications of nanoparticles. *Nano Today*, 2014, 9(4):457-477.
 42. Kate K, Singh K, Khanna PK. Microwave formation of Polypyrrole/Ag nano-composite based on interfacial polymerization by use of AgNO₃. *Synth. React. Inorg Met–Org Chem.*, 2011, 41:199-202.
 43. Angappane S, Park J, Jang Y, Hyeon T, Park JG. Magnetic Pd nanoparticles: Effects of surface atoms. *J.Phys.:Condens. Matter.*, 2008, 20:295209-295215.
 44. Guerrero E, Muñoz-Márquez MA, Garcíá MA, Crespo P, Fernández-Pinel E, Hernando A, Fernández A. Surface plasmon resonance and magnetism of thiol-capped gold nanoparticles. *Nanotechnology*, 2008, 19:175701-175706.
 45. Ionita P, Carageorghiepo A, Gilbert B, Chechik V. Dipole-Dipole Interactions in Spin-Labeled Au Nanoparticles as a Measure of Interspin Distances. *J.Phys.Chem.B*, 2005 109:3734-3742.
 46. Tu W, Fukui K, Miyazaki A, Enoki T. Magnetic and Electronic Properties of Palladium Nanoparticles Coated with π -Conjugated Tetrathiafulvalenes Derivative. *J. Phys. Chem. B*, 2006, 110:20895-20900.
 47. Губин С.П., Кокшаров Ю.А., Иони Ю.В. Магнетизм наночастиц «немагнитных» материалов; роль дефектов. *ЖНХ*, 2021, 66(1):1-27.
 48. Cai L, Zhu J, Hou Y, Tong M, Kim H. Influence of gravity on transport and retention of representative engineered nanoparticles in quartz sand. *J. of Cont.Hydr.*, 2015, 181:153-160.
 49. Palma-Jiménez M, Corrales Ureña Y, Villalobos Bermúdez C, Vega Baudrit JR. Microgravity and Nanomaterials. *Int.J of Biophysics*, 2017, 7(4):60-68.
 50. Вонсовский С.В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро- и ферримагнетиков. М., Наука, 1971, 1032с.
 51. Hurd CM. Varieties of Magnetic Order in Solids. *Contempt.Phys.*, 1982, 23:469-493.
 52. Veciana J. π -Electron Magnetism from Molecules to Magnetic Materials. Springer, 2001, 208 p.
 53. Mattis D.C. *The theory of magnetism made simple: an introduction to physical concepts and to some useful mathematical methods*. L.: World Scientific, 2006, 580 p.
 54. Norberg NS, Kittilstved KR, Amonette JE, Kukkadapu RK, Schwartz DA, Gamelin DR. Synthesis of Colloidal Mn²⁺:ZnO Quantum Dots and High-TC Ferromagnetic Nanocrystalline Thin Films. *JACS*, 2004, 126(30):9387-9398.
 55. Kittilstved KR, Norberg NS, Gamelin DR. Chemical Manipulation of High-TC Ferromagnetism in ZnO Diluted Magnetic Semiconductors. *Phys.Rev.Lett.*, 2005, 94(14):147209-147213.
 56. Coey JMD. d⁰ ferromagnetism. *Solid State Sciences*, 2005, 7:660-667.
 57. Droghetti A, Pemmaraju CD, Sanvito S. Predicting d⁰ magnetism: Self-interaction correction scheme. *Phys.Rev.B*, 2008, 78:140404(R)-4.
 58. Sundaresan A, Rao CNR. Ferromagnetism as universal feature of inorganic nanoparticles. *Nano today*, 2009, 4:96-106.
 59. Hernando A, Crespo P, García MA, Coey M, Ayuela A, Echenique PM. Revisiting magnetism of capped Au and ZnO nanoparticles: Surface band structure and atomic orbital with giant magnetic moment. *Phys.Status Solidi B*, 248:2352-2360.
 60. Trudel S. Unexpected magnetism in gold nanostructures: making gold even more attractive. *Gold Bull.*, 2011, 44:3-13.
 61. Ackland K, Coey JMD. Room temperature magnetism in CeO₂—A review. *Physics Rep.*, 2018, 746:1-39.
 62. Makarova T, Palacio F. *Carbon-based Magnetism. An Overview of the Magnetism of Metal Free Carbon-Based Compounds and Materials*. Amsterdam, Elsevier, 2006, 576 p.
 63. Wang Y, Huang Y, Song Y, Zhang X, Ma Y, Liang J, Chen Y. Room-Temperature Ferromagnetism of Graphene. *Nano Lett.*, 2009, 9:220-224.
 64. Matte HSSR, Subrahmanyam KS, Rao CNR. Novel Magnetic Properties of Graphene: Presence of Both Ferromagnetic and Antiferromagnetic Features and Other Aspects. *J. Phys. Chem. C*, 2009, 113:9982-9985.
 65. Morozavska AN, Eliseev EA, Glinchuk MD, Blink R. Surface-induced magnetism in the solids with impurities and vacancies. *Physics B*, 2011, 406:1673-1688.
 66. Singh SB, Limaye MV, Date SK, Kulkarni SK. Room temperature ferromagnetism in thiol-capped CdSe and CdSe:Cu nanoparticles. *Chem. Phys. Lett.*, 2008, 464(4-6):208-210.

67. Chaboy J, Boada R, Piquer C, Laguna-Marco MA, García-Hernández M, Carmona N, Llopis J, Ruíz-González ML, González-Calbet J, Fernández JF, García MA. Evidence of intrinsic magnetism in capped ZnO nanoparticles. *Phys. Rev. B.*, 2010, 82:064411-9.
68. Dietl T. A ten-year perspective on dilute magnetic semiconductors and oxides. *Nature Materials*, 2010, 9:965-974.
69. Sundaresan A, Bhargavi R, Rangarajan N, Siddesh U, Rao CNR. Ferromagnetism as a universal feature of nanoparticles of the otherwise nonmagnetic oxides. *Phys.Rev.B*, 2006, 74:161306(R)-6.
70. Sharma P, Gupta A, Rao KV, Owens FJ, Sharma R, Ahuja R, Guillen JMO, Johansson B, Gehring GA. Ferromagnetism above room temperature in bulk and transparent thin films of Mn-doped ZnO. *Nat. Mater.*, 2003, 2:673-679.
71. Hong NH, Sakai J, Huong NT, Brizé V. Room temperature ferromagnetism in laser ablated Ni-doped In₂O₃ thin films. *Appl.Phys.Lett.*, 2005, 87(10):102505-102507.
72. Hong NH, Sakai J, Poirot N, Brizé V. Room-temperature ferromagnetism observed in undoped semiconducting and insulating oxide thin films. *Phys.Rev.B*, 2006, 73(13):132404-132407.
73. Seehra MS, Dutta P, Neeleshwar S, Chen Y-Y, Chen CL, Chou SW, Chen CC, Dong C-L, Chang C-L. Size-Controlled Ex-nihilo Ferromagnetism in Capped CdSe Quantum Dots. *Adv. Mater.*, 2008, 20:1656-1660.
74. Мориа Т. Последние достижения теории магнетизма коллективизированных электронов. *УФН*, 1981, 135:117-170.
75. Мориа Т. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. М., Мир, 1988, 287с.
76. Изюмов ЮА, Кацнельсон МИ, Скрыбин ЮН. Магнетизм коллективизированных электронов. М., Физматлит, 1994, 368с.
77. Donath M., Nolting W. *Local-Moment Ferromagnets*. Springer, Berlin-Heidelberg, 2005, 329 p.
78. Aguilera-Granja F, Rodríguez-López JL, Michaelian K, Berlanga-Ramírez EO, Vega A. Structure and magnetism of small rhodium clusters. *Phys.Rev.B*, 2002, 66(22):224410-224419.
79. Gómez Vioria M, Weick G, Wienmann D, Jalabert R. Orbital magnetism in ensembles of gold nanoparticles. *Phys. Rev. B.*, 2018, 98:195417-195425.
80. Grèget R, Nealon GL, Vileno B, Turek P, Mèny C, Ott F, Derory A, Voirin E, Rivière E, Rogalev A, Wilhelm F, Joly L, Knafo W, Ballon G, Terazzi E, Kappler JP, Donnio B, Gallani JL. Magnetic Properties of Gold Nanoparticles: A Room-Temperature Quantum Effect. *Chem.Phys.Chem.*, 2012, 13:3092-3097.
81. Hernando A, Crespo P, García MA. Origin of Orbital Ferromagnetism and Giant Magnetic Anisotropy at the Nanoscale. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96(17):057206-057209.
82. Jeon YT, Lee GH. Magnetism of the fcc Rh and Pd nanoparticles. *J. Appl. Phys. B*, 2008, 103:094313-094317.
83. Coey JMD, Chambers SA. Oxide Dilute Magnetic Semiconductors – Fact or Fiction? *MRS Bull.*, 2008, 33:1053-1058.
84. Ивановский АА. Магнитные эффекты в немагнитных *sp*-материалах, индуцированные *sp*-примесями и дефектами. *УФН*, 2007, 177:1083-1105.
85. Tuboltsev V, Savin A, Pirojenko A, Räsänen J. Twist of Magnetism in Nanocrystalline Gold. *ACS Nano*, 2013, 7:6691-6699.
86. Suda M, Kameyama N, Ikegami A, Suzuki M, Kawamura N, Einaga Y. Size-reduction induced ferromagnetism and photo-magnetic effects in azobenzene-thiol-passivated gold nanoparticles. *Polyhedron*, 2009, 28:1868-1874.
87. Esquinazi P, Hergert W, Spemann D, Setzer A, Ernst A. Defect-induced magnetism in solids. *IEEE Transactions on Magnetism*, 2013, 49:4668-4674.
88. Abraham DW, Frank MM, Guha S. Abraham, D. W., Frank, M. M., & Guha, S. (2005). Absence of magnetism in hafnium oxide films. *Applied Physics Letters*, 2005, 87(25):252502-252504.
89. Coey JMD, Ackland K, Venkatesan M, Sen S. Collective magnetic response of CeO₂ nanoparticles. *Nat. Phys.*, 2016, 12:694-699.
90. Venkatesan M, Fitzgerald CB, Coey JMD. Unexpected magnetism in a dielectric oxide. *Nature*, 2004, 430:630.
91. Sheka EF. Odd Electrons in Molecular Chemistry, Surface Science, and Solid State Magnetism. *Int.J.Quant.Chem.*, 2007, 107:2935-2955.
92. Ray S.C. *Magnetism and Spintronics in Carbon and Carbon Nanostructured Matherials, 1st Ed.* Elsevier, 2020, 240 p.
93. Yaziev O. Emergence of magnetism in graphene materials and nanostructures. *Rep. Prog. Phys.*,

- 2010, 73:056601-05616.
94. Lee H, Son Y-W, Park N, Han S, Yu J. Magnetic ordering at the edges of graphitic fragments: Magnetic tail interactions between the edge-localized states. *Phys. Rev. B*, 2005, 72(17):174431-174438.
 95. Okada S, Oshiyama A. Magnetic Ordering in Hexagonally Bonded Sheets with First-Row Elements. *Phys. Rev. B*, 2001, 87(14):146803-146806.
 96. Scopel WL, Paz WS, Freitas JCC. Interaction between single vacancies in graphene sheet: An ab initio calculation. *Solid State Commun.*, 2016, 250:5-10.
 97. Urita K, Suenaga K, Sugai T, Shinohara H, Iijima S. In Situ Observation of Thermal Relaxation of Interstitial-Vacancy Pair Defects in a Graphite Gap. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94(15):155502-155505.
 98. Zhou Q, Fu Z, Wang C, Tang Y, Zhang H, Yuan L, Yang X. The electronic and magnetic properties of B-doping Stone–Wales defected graphene decorated with transition-metal atoms. *Physica E*, 2015, 73:257-261.
 99. Shukla V. Observation of critical magnetic behavior in 2D carbon based composites. *Nanoscale Adv.*, 2020, 2:962-995.
 100. Coey JMD. Magnetism in d⁰ oxides. *Nat. Mater.*, 2019, 18:770.
 101. Coey JMD. Dilute magnetic oxides. *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, 2006, 10:83–92.
 102. Kikoin K. Ferromagnetic ordering in dilute magnetic dielectrics with and without free carriers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2009, 321:702-705.
 103. Hori H, Yamamoto Y, Iwamoto T, Miura T, Teranishi T, Miyake M. *Phys. Rev. B*, 2004, 16:174411-174415.
 104. Crespo P, Litrán R, Rojas TC, Multigner M, de la Fuente JM, Sánchez-López JC, García MA, Hernando A, Penadés S, Fernández A. Permanent Magnetism, Magnetic Anisotropy, and Hysteresis of Thiol-Capped Gold Nanoparticles. *Phys. Rev. B*, 2004, 93(8):087204-087207.
 105. Tang N. *In Spintronic 2D Materials: Fundamentals and Applications*. (Eds. Liu W, Xu Y). Amsterdam, Elsevier, 2005, p. 137-161.
 106. РАКИТИН ЮВ, КАЛИННИКОВ ТВ. *Современная магнетохимия*. СПб., Наука, 1994, 287 с.
 107. Zunger A, Lany S, Raebiger H. The quest for dilute ferromagnetism in semiconductors. Guides and misguides for theory. *Physics*, 2010, 3:53-62.
 108. Boken J, Khurana P, Thatai S, Kumar D, Prasad S. Plasmonic nanoparticles and their analytical applications: A review. *Applied Spectroscopy Reviews*, 2017, 52(9):774-820.
 109. Stoneham M. The strange magnetism of oxides and carbons. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2010, 22(7): 074211-074217.
 110. Sundaresan A, Rao CNR. Ferromagnetism as universal feature of inorganic nanoparticles. *Nano today*, 2009, 4:96-106.
 111. Fernández-Rossier J, Palacios JJ. Magnetism in Graphene Nanoislands. *Physical Review Letters*, 2007, 99(17):177204-177207.
 112. Шека ЕА, Попова НА, Попова ВА. Физика и химия графена. Эмерджентность, магнетизм, механофизика и механохимия. *УФН*, 2018, 188: 720-772.
 113. Wolf SA, Treger D. Spintronics: a new paradigm for electronics for the new millennium. *IEEE Trans. On Magn.*, 2000, 36:2748-2751.
 114. Saha SK, Baskey M, Majumdar D. Graphene Quantum Sheets: A New Material for Spintronic Applications. *Adv. Matter*, 2010, 22:5531-5536.
 115. Hu J, Li W, Hou Y. Two-Dimensional Magnetic Nanostructures. *Trends in Chemistry*, 2020, 2:163-174.
 116. Нараев ЭЛ. *Избранные труды*. М., Физматлит, 2004, 320 с.
 117. Ziese M. Extrinsic magnetotransport phenomena in ferromagnetic oxides. *Rep. Prog. Phys.*, 2002, 65(2):143-249.
- Губин Сергей Павлович**
д.х.н., профессор, действительный член РАЕН
ИОНХ им. Н.С. Курнакова РАН
31, Ленинский просп., Москва 119991, Россия
gubin@igic.ras.ru
- Иони Юлия Владимировна**
к.х.н.
ИОНХ им. Н.С. Курнакова РАН
31, Ленинский просп., Москва 119991, Россия
acidladj@mail.ru
- Буслаева Елена Юрьевна**
д.х.н.
ИОНХ им. Н.С. Курнакова РАН
31, Ленинский просп., Москва 119991, Россия
eyubuslaeva@inbox.ru

DOI: 10.17725/rensit.2020.12.471

Высокопроводящий полимер ПЭДОТ:ПСС - применение в биомедицинских и биоэлектрохимических системах

¹Решетиллов А.Н., ¹Китова А.Е., ¹Тарасов С.Е., ¹Плеханова Ю.В., ¹Быков А.Г.,
²Сандраморти А.К., ³Кузнецова И.Е., ³Колесов В.В., ⁴Готовцев П.М.

¹Институт биохимии и физиологии микроорганизмов им. Г.К. Скрыбина Российской академии наук, <http://www.ibpm.ru/>

Пушино 142290, Московская обл., Российская Федерация

²Институт Наук и Технологий, <https://www.srmist.edu.in/>

Каттанкулатур 603 203, Индия

³Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, <http://cplire.ru/>

Москва 125009, Российская Федерация

⁴Национальный Исследовательский Центр «Курчатовский институт», <http://www.nrcki.ru/>

Москва 123182, Российская Федерация

E-mail: anatol@ibpm.pushchino.ru, kitova@ibpm.pushchino.ru, setar25@gmail.com, plekhanova@ibpm.pushchino.ru,
agbykov@rambler.ru, ashokkumar.sun@ktr.srmuniv.ac.in, kuziren@yandex.ru, kv@cplire.ru, gotovtsevp@ibpm.pushchino.ru

Поступила 14.09.2020, рецензирована 28.09.2020, принята 05.10.2020

Аннотация: В обзорном материале рассматривается применение высокопроводящего полимера ПЭДОТ:ПСС в составе биомедицинских и биоэлектрохимических систем. Приведены примеры проверки токсического влияния на живые клетки, выявления положительных эффектов ПЭДОТ:ПСС на жизнеспособность клеток и тканей. Обсуждаются свойства полимера, способы увеличения его электрической проводимости, связанные с модификацией его различными наночастицами и наноматериалами. Рассматриваются варианты использования ПЭДОТ и композитов на его основе в составе биоэлектрохимических устройств, таких как биосенсоры и биотопливные элементы. Обсуждаются изменения характеристик биосенсоров и биотопливных элементов под влиянием ПЭДОТ.

Ключевые слова: высокопроводящий полимер ПЭДОТ:ПСС; биомедицинские и биоэлектрохимические системы; применение ПЭДОТ:ПСС; биосенсоры; биотопливные элементы

УДК 543.07

Благодарности: Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и ДНТ в рамках научного проекта №19-58-45011 (разделы 1-2) и при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов №18-29-23042 (раздел 3) и №18-29-23024 (разделы 4, 5).

Для цитирования: Решетиллов А.Н., Китова А.Е., Тарасов С.Е., Плеханова Ю.В., Быков А.Г., Сандраморти А.К., Кузнецова И.Е., Колесов В.В., Готовцев П.М. Высокопроводящий полимер ПЭДОТ:ПСС - применение в биомедицинских и биоэлектрохимических системах. *РЭНСИТ*, 2020, 12(4):471-482. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.471.

Highly Conductive Polymer PEDOT: PSS - Application in Biomedical and Bioelectrochemical Systems

Anatoly N. Reshetilov, Anna E. Kitova, Sergey E. Tarasov, Yulia V. Plekhanova, Alexander G. Bykov

Federal research Center «Pushchino Biological Research Center of the Russian Academy of Sciences», G.K. Skryabin Institute of Biochemistry and Physiology of Microorganisms of RAS, <http://www.ibpm.ru/>
Pushchino 142290, Moscow Region, Russian Federation

E-mail: anatol@ibpm.pushchino.ru, kitova@ibpm.pushchino.ru, setar25@gmail.com, plekhanova@ibpm.pushchino.ru, agbykov@rambler.ru

Ashok K. Sundramoorthy

SRM Institute of Science and Technology, <https://www.srmist.edu.in/>
Kattankulathur 603203, India

E-mail: ashokkumar.sun@ktr.srmuniv.ac.in

Iren E. Kuznetsova, Vladimir V. Kolesov

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, <http://cplire.ru/>
Moscow 125009, Russian Federation

E-mail: kuziren@yandex.ru, kvv@cplire.ru

Pavel M. Gotovtsev

National Research Center «Kurchatov Institute», <http://www.nrcki.ru/>
Moscow 123182, Russian Federation

E-mail: gotovtsevp@yandex.ru

Received September 14, 2020, peer-reviewed September 28, 2020, accepted October 05, 2020

Abstract: This review deals with the use of the highly conductive polymer PEDOT:PSS in biomedical and bioelectrochemical systems. The examples of toxic effects on living cells, positive effects of PEDOT:PSS on the viability of cells and tissues are given. The properties of the polymer, methods of increasing its electrical conductivity by its modification with various nanoparticles and nanomaterials are discussed. Examples of using PEDOT and its composites in bioelectrochemical devices, such as biosensors and biofuel cells, are considered. Changes in the characteristics of biosensors and biofuel cells under the influence of PEDOT are discussed.

Keywords: highly conductive polymer PEDOT:PSS; biomedical and bioelectrochemical systems; application of PEDOT:PSS; biosensors; biofuel cells

UDC 543.07

Acknowledgements: The research was carried out with the financial support of the Russian Foundation for Basic Research and DNT within the framework of the scientific project No. 19-58-45011 (sections 1-3) and with the financial support of the RFBR within the framework of the scientific project No. 18-29-23042 (sections 4, 5).

For citation: Anatoly N. Reshetilov, Anna E. Kitova, Sergey E. Tarasov, Yulia V. Plekhanova, Alexander G. Bykov, Ashok K. Sundramoorthy, Iren E. Kuznetsova, Vladimir V. Kolesov, Pavel M. Gotovtsev. Highly Conductive Polymer PEDOT:PSS - Application in Biomedical and Bioelectrochemical Systems. *RENSIT*, 2020, 12(4):471-482. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.471.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (472)
2. ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЭДОТ:ПСС ПРИ ЕГО МОДИФИКАЦИИ РАЗЛИЧНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ (473)
3. СТИМУЛИРУЮЩЕЕ И ТОКСИЧЕСКОЕ ВЛИЯНИЕ ПЭДОТ:ПСС НА КЛЕТКИ (475)
4. ПРИМЕНЕНИЕ ПЭДОТ:ПСС В БИОЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ: (476)
 - 4.1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ БИОСЕНСОРНЫХ РЕЦЕПТОРОВ (476)
 - 4.2. ПРИМЕНЕНИЕ В БИОТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ (478)

**5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (479)
ЛИТЕРАТУРА (479)**

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большое внимание уделяется созданию различных композиционных материалов и смесей для эффективного встраивания и сопряжения с биологическим материалом. Дальнейшее использование таких композиций может быть выражено созданием на их основе аналитических устройств – биосенсоров; созданием энергопроизводящих систем – биотопливных элементов (БТЭ);

созданием систем, имеющих биомедицинское направление. Исследования последних лет свидетельствуют о том, что в композиционных материалах важную роль играют полимерные соединения – хитозан, полиэтиленгликоль, полианилин, поливиниловый спирт и т.д. Одними из перспективных полимеров, которые привлекают внимание, являются полимеры поли(3,4-этилендиокситиофен) – ПЭДОТ и поли(3,4-этилендиокситиофен):полистеренсульфоновая кислота – ПЭДОТ:ПСС. В окисленном состоянии ПЭДОТ является одним из самых устойчивых среди известных полимеров. В сочетании с полистиролсульфоновой кислотой (ПСС) в качестве противоиона, ПЭДОТ образует полиэлектролитный комплекс, который имеет свойства стабильной дисперсии, которую можно производить в промышленных масштабах. ПЭДОТ:ПСС представляет собой полимер, который синтезируется из двух базовых молекул – ЭДОТ (3,4-этилендиокситиофен) и ПСС (полистиролсульфоновая кислота); структурная формула полимера ПЭДОТ:ПСС представлена на **Рис. 1**. Часть сульфонильных групп ПСС депротонируются и несут отрицательный заряд. ПЭДОТ является сопряженным полимером и несет положительные заряды. Вместе заряженные макромолекулы образуют макромолекулярную соль.

Несмотря на высокую важность практического использования указанных полимеров считается, что внимание исследователей могло бы быть более интенсивное и направленное на всестороннее

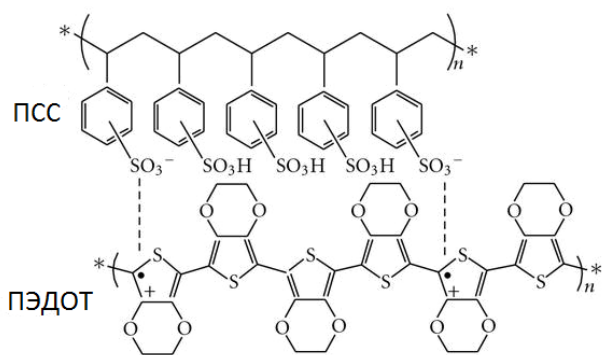


Рис. 1. Структурная формула полимера ПЭДОТ:ПСС.

исследование свойств ПЭДОТ:ПСС.

В обзорном материале рассматриваются основные характеристики полимера ПЭДОТ:ПСС, которые являются важными с практической точки зрения и приводят к созданию на его основе аналитических и технических систем.

2. ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЭДОТ:ПСС ПРИ ЕГО МОДИФИКАЦИИ РАЗЛИЧНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

Важной характеристикой полимеров в составе любых биоэлектрохимических устройств является их проводимость. ПЭДОТ:ПСС считается одним из наиболее перспективных проводящих материалов и применяется при создании устройств в различных областях: в дисплеях, сенсорных панелях, полимерных и фотоэлектрохимических ячейках, органических светодиодах [1], как покрытие в электролюминесцентных слоях [2], как чувствительный элемент в фото-вольтаических [3] устройствах, в элементах памяти [4], резистивных переключателях [5] и т.д.. Перенос электронов в полимере ПЭДОТ осуществляется по системе сопряженных связей за счёт электронно-обменных реакций между соседними редокс-местами и сопровождается сопряженным движением анионов-допантов вдоль полимерной цепи. Таким образом, ПЭДОТ и ПЭДОТ:ПСС обладают смешанным электронно-ионным типом проводимости. Добавление в такую полимерную матрицу металлических наночастиц, активно инжектирующих электроны, может позволить получить наноструктуры с повышенной проводимостью. Исследователи постоянно ищут новые способы улучшения проводящих свойств пленок на основе ПЭДОТ.

Одним из наиболее часто встречающихся вариантов улучшения проводимости ПЭДОТ:ПСС является включение в его состав различных наноматериалов и наночастиц. В частности, в работе [6] исследовали проводимость пленок ПЭДОТ:ПСС с наночастицами золота и пришли к заключению, что она обеспечивается прыжковым переносом заряда. Авторы изучали спектры поглощения в видимой области и вольт-

амперные характеристики в широком диапазоне электрических полей на макро- (в планарных структурах) и микроуровне (с помощью проводящего атомного силового микроскопа) в пленках на основе электроактивного полимера ПЭДОТ:ПСС и наночастиц золота/серебра. Показали, что поведение вольтамперных характеристик нанокomпозитных пленок зависит от величины электрического поля. Также было установлено, что введение наночастиц золота в ПЭДОТ:ПСС при малых полях приводит к увеличению объемной проводимости почти на два порядка величины (за счет донорно-акцепторных взаимодействий), к 50% уменьшению энергии активации проводимости, росту чувствительности к адсорбированному кислороду.

Сравнительно недавно был получен ПЭДОТ:ПСС с проводимостью порядка $3000 \text{ См} \times \text{см}^{-1}$. Основная стратегия повышения проводимости состоит в изменении свойств полимера при его взаимодействии с различными растворителями, например, с ДМСО (диметилсульфоксидом). В дополнение к эффекту увеличения проводимости авторы [7] обнаружили, что диапазон потенциала, в котором ПЭДОТ:ПСС демонстрирует высокопроводящие свойства, расширяется в область отрицательных потенциалов. Это свойство может быть использовано в дальнейшем при применении ПЭДОТ:ПСС в составе химических сенсоров, где требуется высокая проводимость материала при определенных потенциалах.

В исследовании [8] авторы предлагают методику изготовления гибких проводящих структур из полимера ПЭДОТ:ПСС и восстановленного графена, имеющих многослойную структуру. Получаемая емкость таких композитов составляла величину порядка 193 Ф/г при плотности тока 500 мА/г . Полученный материал обладал высокой стабильностью – емкость составляющая сохранялась на уровне 90% после 1000 циклов, что свидетельствует о перспективе применения данного подхода для изготовления гибких устройств хранения энергии. В работах [9,10] продемонстрирована возможность многоступенчатого формирования

композитных прозрачных покрытий с повышенной проводимостью на основе системы углеродные нанотрубки-проводящий полимер ПЭДОТ:ПСС. Полученные покрытия характеризуются сочетанием низкого поверхностного сопротивления (89 Ом) и высокой оптической прозрачностью ($\sim 81\%$). Главным преимуществом полученных покрытий является механическая стабильность к деформациям изгиба.

Авторы [11] первыми обнаружили, что полностью изолированные нанотрубки (НТ) галлуазита на несколько порядков улучшают электрическую проводимость пленок ПЭДОТ:ПСС в случае простого смешивания. На основе этого эффекта был создан высокопористый и высокопроводящий состав ПЭДОТ:ПСС-НТ. Модифицируя процедуру смешивания, авторы создали гибкую проводящую гибридную структуру с высокой специфической поверхностью. Авторы предлагают механизм, по которому коллоидные частицы размером в несколько десятков нанометров плотно упакованы в каналы, сформированные частицами ПЭДОТ:ПСС. В этом случае возникающая проводимость на несколько порядков выше, чем проводимость ПЭДОТ:ПСС, находящегося вне нанотрубок.

Формирование «сэндвичевых структур» на основе последовательного повторения процедур осаждения слоев оксидов металлов и полимера привело к созданию композитных материалов $\{\text{PEDOT}/\text{MnO}_2\}_x$ [12] и $\{\text{PEDOT}/\text{NiO}\}_x$ [13]. Такие структуры дают возможность увеличивать емкостные характеристики материалов, при сохранении высоких скоростей заряд-разряда, что находит применение в суперконденсаторах.

Кросс-сшивка ПЭДОТ:ПСС и диглицидилового эфира бисфенола А приводит к получению электропроводящих пленок с повышенной водостойкостью [14]. При этом не наблюдается снижения электрических свойств пленки и увеличивается ее термостабильность. Авторы предложили перспективный метод создания электродов, применимых в биологических средах, где часто неизбежен контакт с водой.

3. СТИМУЛИРУЮЩЕЕ И ТОКСИЧЕСКОЕ ВЛИЯНИЕ ПЭДОТ:ПСС НА КЛЕТКИ

Одним из основных свойств любого полимера, применяемого в биоэлектрохимических устройствах, является его биосовместимость. Как правило, термин используется при описании имплантируемых устройств. Материалы для их изготовления должны проявлять химическую и биологическую инертность, не вызывать аллергических реакций и быть нетоксичными. Существует ряд работ, в которых полимер ПЭДОТ:ПСС используется в биомедицинских исследованиях, при этом авторы отмечают его хорошую совместимость с клетками различных тканей. В обзорном материале [15] подчеркивается, что последние достижения в нанотехнологии стимулировали возрастающий интерес к созданию нейрональных протезов из органических наноматериалов. Идеальный материал должен обеспечить бесшовное соединение и обеспечивать длительное время жизни. В результате большого числа проб выяснилось, что множество наноматериалов, исходно синтезированных для различных целей, обладают свойствами по обнаружению нейрональных сигналов и стимуляции нейронов. Среди полимерных материалов, обладающих подобными свойствами, следует отметить, в том числе, и ПЭДОТ. Он обладает крайне высокой проводимостью, химической стабильностью в окисленном состоянии и высочайшей биосовместимостью. Применение полимеров в изучении регенерации тканей может ответить на вопросы об особенностях реакции организма на постановку стентов (специальная упругая конструкция в форме цилиндрического каркаса, которая помещается в просвет полых органов и обеспечивает расширение участка, суженного патологическим процессом). В работе [16] авторы исследовали возможность использования тонких пленок ПЭДОТ в стентах для того, чтобы понять степень их влияния на адгезию и пролиферацию клеток и установить роль в физико-химических процессах. Фактически данное исследование было направлено на изучение стимулирующих эффектов ПЭДОТ. Авторы показали, что все варианты пленок из ПЭДОТ были цитосовместимы, способствовали адсорбции

сывроточного альбумина и увеличивали клеточную выживаемость, а ПЭДОТ:ПСС облегчал клеточную пролиферацию. В качестве заключения авторы приходят к выводу, что применение в медицине наноматериалов сближает ее с биоэлектроникой; использование полимеров ПЭДОТ:ПСС и ПЭДОТ:ТОС (ПЭДОТ связанный с тозилат-анионами) стимулирует регенерационные процессы при сердечно-сосудистом имплантировании.

В работе [17] разработано двойное покрытие, стабилизирующее работу кохлеарного имплантата (медицинского прибора, позволяющего компенсировать потерю слуха). Покрытие представляет собой комбинацию аргинин-глицин-аспарагиновая кислота в смеси с альгинатным гидрогелем и полимером ПЭДОТ. Использование такого покрытия существенно повысило надежность функционирования имплантата, снижало электрический импеданс, улучшало доставку зарядов и локально обеспечивало улучшение трофического фактора. При этом авторы отметили биосовместимость разработанного покрытия с тканями организма.

В работах [18–21] представлены результаты экспериментов по созданию оболочки вокруг нервных клеток с использованием проводящего полимера ПЭДОТ:ПСС с целью получения биоматериала с высокой электрической проводимостью, предназначенного для обеспечения прямого электрического контакта между электрически активными клетками – такими как клетки сердца, нейроны, клетки скелетной мышцы. Представлена методика, позволяющая выполнять такую процедуру. Нашли, что нервные клетки могут выдерживать концентрацию мономера ЭДОТ (10 мМ) в течение 72 часов при сохранении 80% выживших клеток. ПЭДОТ может быть доставлен к нейронам, находящимся в культуре, с помощью электродов, задающих ток 0.5-1.0 мА/мм². Живые клетки сохраняли жизнеспособность в полимере в течение 120 часов. У препарата «ПЭДОТ-нейрон» импеданс падал на величину 1-1.5 порядка; наблюдалась также значительное увеличение емкости переноса заряда. Применение ПЭДОТ для создания таких гибридных электродных покрытий помогает

устранить короткие замыкания на границе раздела электрод-ткань.

В то же время существуют исследования, отмечающие антибактериальный эффект пленок ПЭДОТ:ПСС. В частности, в работе [22] биогибридную пленку (БГП) получали смешиванием ПЭДОТ с хитозаном и поливиниловым спиртом. Для получения БГП варьировали пробы с изменяющейся концентрацией хитозана. ПВС играл роль соединения, увеличивающего механическую прочность пленки. Полученная биогибридная пленка обладала высокой антибактериальной активностью в отношении грамположительных клеток (*Staphylococcus aureus*). В работе [23] авторы сообщают о простой стратегии создания эффективного фототермического нанокompозита на основе ПЭДОТ:ПСС и агарозы, обладающего высокой антибактериальной активностью против бактерий как грамположительных (*S. aureus*), так и грамотрицательных (*E. coli*). Облучение композиции ИК-излучением вызывает фототермические превращения и приводит к эффективной гибели почти 100% патогенных бактерий за 2 минуты. ПЭДОТ с наночастицами фторгидроксиапатита, равномерно распределенными в его матрице, для покрытия ортопедических имплантатов также обладает антибактериальным действием против грамположительных и отрицательных бактерий [24].

Для улучшения проводимости ПЭДОТ часто модифицируют, как было показано выше, различными наноматериалами. Такие композиции в то же время могут демонстрировать и противомикробные свойства. Так, например, в работе [25] наногибридные покрытия на основе ПЭДОТ с включением частиц оксида графена и дополнительно модифицированные полидиаллилдиметиламмонийхлоридом, во-первых обладают низкой шероховатостью поверхности, что не дает бактериям прилипнуть к ней, а во-вторых обладают положительным зарядом, что может эффективно убивать бактерии. Такие свойства полезны в биомедицинских устройствах для создания сердечно-сосудистых стентов и хирургических

аппаратов.

Таким образом, в зависимости от соединений, добавляемых к ПЭДОТ, можно менять его свойства по отношению к различным живым клеткам. Вопрос биосовместимости полимера ПЭДОТ:ПСС по отношению к бактериальным клеткам все еще остается открытым и требует дальнейшего изучения.

4. ПРИМЕНЕНИЕ ПЭДОТ:ПСС В БИОЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

4.1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ БИОСЕНСОРНЫХ РЕЦЕПТОРОВ

Рассмотрим варианты применения ПЭДОТ:ПСС при создании биоэлектрохимических устройств. Наиболее часто встречаются работы, в которых ПЭДОТ применяется как часть ферментного амперометрического биосенсора. В работе [26] был предложен биосенсор на основе глюкозооксидазы, помещенной в микрокюветы из ПЭДОТ. Стационарный сигнал возникал при детекции пероксида водорода, образующегося как результат ферментативной реакции. Биосенсор обладал высокой селективностью и быстрым временем генерации сигнала (20 секунд). Такая процедура формирования биосенсора является универсальной и может быть применима для любого фермента.

Традиционное представление о полевом транзисторе основано на том, что его структура должна представлять сопряжение керамических и полупроводниковых элементов, содержащих металлизированные напыления. В работе [27] показана возможность создания полностью органического полевого транзистора, в котором все элементы – канал, исток, сток, затвор – выполнены из ПЭДОТ:ПСС. Использование ПЭДОТ:ПСС и ферроцена, в качестве медиатора, позволило определять глюкозу в диапазоне 0.001-100 мМ. Биосенсор был успешно применен для определения уровня глюкозы в слюне. В работе [28] подобный транзистор был применен для определения и глюкозы, и лактата. Для иммобилизации ферментов была использована простая, быстрая и

воспроизводимая процедура, основанная на одноэтапном электрохимическом совместном осаждении фермента глюкозооксидазы (ГОД), либо лактатдегидрогеназы (ЛДГ) и частиц двойного гидроксида Ni и Al (рис. 2).

В работах [29,30] модификация глюкозных биосенсоров на основе ПЭДОТ:ПСС графеном позволила отказаться от использования медиаторов электронного транспорта.

ПЭДОТ:ПСС используется не только в составе глюкозных биосенсоров, но и в сочетании с другими ферментами. В частности, в работе [31] представлен высокочувствительный одноразовый амперометрический биосенсор для детекции триглицеридов на основе нанокompозита Au/ПЭДОТ:ПСС, нанесенного струйной печатью на графитовые печатные электроды совместно с липазой, глицеринкиназой и глицерин-3-фосфатоксидазой. Разработанный биосенсор обладал широким диапазоном детекции (0–531 мг/дл), чувствительность составляла 2.66 мкА/мМ, время отклика – 30 с, предел обнаружения – 7.88 мг/дл. В работе [32] представлен амперометрический биосенсор на основе ПЭДОТ и многостенных углеродных нанотрубок для обнаружения фосфорорганических соединений с помощью фермента ацетилхолинэстеразы. Предел обнаружения малатиона составлял 1 фМ в

линейном диапазоне от 1 фМ до 1 мкМ. В исследовании [33] описано формирование биосенсора, в котором использован принцип регистрации электрохемилюминесценции для детекции этилового спирта. Биосенсор содержал фермент (алкогольдегидрогеназу), иммобилизованный в матрицу из ПЭДОТ:ПСС и графена. Биосенсор применили для детекции уровня этилового спирта в реальных напитках, предел детекции составил $2.5 \cdot 10^{-6}$ моль/л.

Для обеспечения биосовместимой среды для биологически активных веществ, улучшения адгезии и силы связывания между пленкой ПЭДОТ:ПСС и поверхностью электрода, а также для предотвращения отслаивания молекул фермента для модификации ПЭДОТ был выбран нафийон [34]. В качестве основы биорецептора использовали аскорбатоксидазу. Модификация ПЭДОТ, представленная в статье обладала выраженной водостойкостью, не позволяя отслаиваться от электрода чувствительному элементу, что немаловажно при проведении экспериментов в водных средах. Биосенсор был применен для определения содержания аскорбиновой кислоты в соках с чувствительностью 158.1 мА/М см² и нижним пределом определения в 0.193 мкМ.

ПЭДОТ:ПСС применяется не только в ферментных биосенсорах, но и в других типах сенсоров, например, иммуносенсорах. Примером использования ПЭДОТ:ПСС в составе иммуносенсоров является амперометрическое устройство, которое измеряет содержание стимулирующего рост лекарственного препарата кленбутерола в молоке [35]. Авторы использовали конкурентную схему анализа, в которой меткой антигена служил фермент пероксидаза хрена. Предел обнаружения кленбутерола составил 0.196 нг/мл. Аптасенсор на основе электрохимической импедансной спектроскопии представлен в работе [36]. Для обеспечения проводимости и чувствительности бумажный электрод модифицировали ПЭДОТ:ПСС и графеном, затем функционализировали поверхность amino- и карбоксильными группами, а затем аптамерами. Такой биосенсор был чувствителен к арциноэмбриональным антигенам в линейном

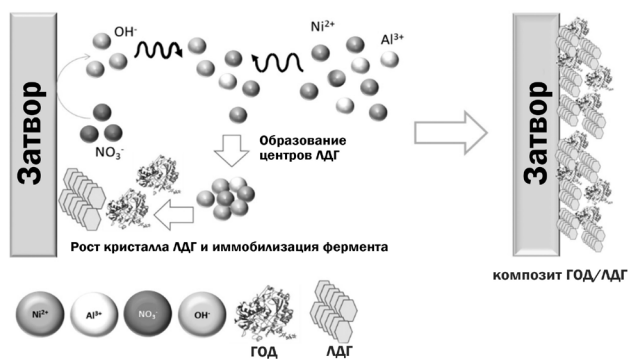


Рис. 2. Процессы, происходящие на электроде затвора, выполненного из ПЭДОТ:ПСС; восстановление нитратов вызывает повышение концентрации OH-, что приводит к осаждению композита двойной гидроксид/фермент. Взято из Gualandietal, 2020 [28], под лицензией Creative Commons Attribution 4.0 License. Опубликовано Междисциплинарным институтом цифровых публикаций (mdpi)

диапазоне $0.77-14 \text{ нг/мл}^{-1}$ и может найти применение для ранней диагностики рака.

Перспективно применение матриц на основе ПЭДОТ и для исследования ДНК. Электрохимические ДНК-биосенсоры обладают преимуществами по сравнению с традиционными методами из-за быстрых, точных, высокочувствительных и селективных сигналов. В работе [37] для электрохимического обнаружения взаимодействия ДНК и противоракового лекарственного средства (митомицин С, обладает противоопухолевой антибиотической активностью и является мощным сшивающим агентом ДНК) применили графитовый электрод, модифицированный хитозаном и ПЭДОТ.

4.2. ПРИМЕНЕНИЕ В БИОТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

Применение полимера ПЭДОТ:ПСС в биотопливных элементах позволило бы облегчить электронный перенос в системе и повысить общую эффективность этих устройств. В настоящее время в литературе описано лишь несколько вариантов БТЭ на основе ПЭДОТ. Так, например, в работе [38] анод БТЭ изготавливали последовательным осаждением слоев углерода, пара-бензохинона, глюкозооксидазы и ПЭДОТ. Такой электрод мог работать как в качестве глюкозного биосенсора, так и в качестве анода БТЭ. Максимальная удельная мощность такого устройства зависела от температуры и составляла 18.9 и 22.5 мВт/см^2 при 25 и 37°C , соответственно. Анод на основе ПЭДОТ и графена служил основой для иммобилизации *Escherichia coli* [39]. На гибридном аноде образовывалась компактная биопленка за счет электростатического взаимодействия между отрицательно заряженными бактериями и положительно заряженным ПЭДОТ. Максимальная мощность, генерируемая таким БТЭ составляла 873 мВт/м^2 . Авторами [40] предложен биосовместимый анод БТЭ на основе ПЭДОТ:ПСС и сульфированного оксида графена. В качестве биокатализатора использовалась глюкозооксидаза. Показано, что подобная структура анода может использоваться как в глюкозных биосенсорах, так и в БТЭ, поскольку им генерируется

высокая плотность тока в $27 \pm 2 \text{ мА} \cdot \text{см}^{-2}$.

В работе [41] рассматривается создание миниатюрных БТЭ, обладающих повышенным выходом электрической энергии, коротким временем выхода в стационарное состояние (около 1 часа). Особенностью данного БТЭ является применение полимера ПЭДОТ и анодной камеры объемом 12 мкл . БТЭ развивает мощность порядка $423 \text{ мкВт} \cdot \text{см}^{-3}$ и использует в качестве модельного биокатализатора неадаптированные бактерии *Shewanella oneidensis* MR-1. В работе [42] представлены БТЭ на основе микробных сообществ активного ила, аноды которых покрыты пленкой химически полимеризованного ПЭДОТ. Использование полимера позволило достичь мощности 3.5 А/м^2 и увеличения степени очистки сточных вод с 51% до 86% .

ПЭДОТ может применяться не только для модификации биоанода, но и в катодах БТЭ. В работе [43] ПЭДОТ был использован для иммобилизации лакказы на катоде БТЭ. Было показано, что электрополимеризация ПЭДОТ с различными легирующими добавками заметно влияет на структурные особенности и морфологию пленок ПЭДОТ, увеличивая активную поверхность электрода, и гарантирует эффективный массоперенос топлива через матрицу и, таким образом, является решающим шагом, определяющим производительность элемента.

Применение ПЭДОТ позволяет создавать БТЭ на основе гибких электродов. В работе [44] ПЭДОТ:ПСС был основой микробного топливного элемента (МТЭ) из гибкой растягивающейся ткани. Тканевый МТЭ на основе *Pseudomonas aeruginosa* генерировал максимальную мощность и плотность тока 1.0 мВт/см^2 и 6.3 мкА/см^2 , соответственно, что сравнимо или превышает аналогичные параметры гибкого бумажного БТЭ. Такое устройство может быть легко интегрировано в гибкую электронику следующего поколения для реализации маломощных и автономных систем. Такие гибкие электроды могут быть использованы при создании нательных биосенсоров и БТЭ для мониторинга здоровья человека. В работе [45] разработан нательный БТЭ на основе бактерий *Staphylococcus*

epidermidis, *Staphylococcus capitis* и *Micrococcus luteus*, обитающих на коже человека и использующих пот в качестве субстрата. В качестве медиатора электронного транспорта была применена берлинская лазурь, а для обеспечения проводимости и фиксации бактерий, а также сбора электроэнергии, использовали полимер ПЭДОТ:ПСС и диметилсульфоксид.

Биологические жидкости могут служить основой для питания биотопливных элементов, которые в свою очередь могут быть источником питания маломощных устройств, осуществляющих мониторинг здоровья человека (например, постоянный контроль уровня глюкозы в крови) или выполняющих функции обеспечения жизнедеятельности человека (например, водители сердечного ритма, нейростимуляторы и т.п.). Так в работе [46] моча человека служила источником питания для БТЭ. Анод БТЭ представлял собой углеродную пленку, покрытую ПЭДОТ:ПСС. Электроды инокулировали смесью ила и чистой человеческой мочой в периодическом режиме. БТЭ сохранял функциональность более 90 суток, генерируя среднюю стабильную мощность 283.5 мкВт. При этом было показано, что ПЭДОТ:ПСС не только улучшает электрохимические свойства электродов, но также способствует росту биопленки и, следовательно, повышению общих энергетических характеристик и долговременной функциональности БТЭ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, основное свойство полимера ПЭДОТ:ПСС состоит в том, что данный материал имеет низкое электрическое сопротивление и передает это свойство большинству компонентов, с которыми производится его сопряжение. Выделяя первоочередные задачи практического использования ПЭДОТ:ПСС следует отметить медицинское направление. Неудивительно, что при этом большое внимание уделяется компоновке ПЭДОТ:ПСС с глюкозооксидазой – ферментом, позволяющим создавать биосенсоры для детекции глюкозы. При этом композиции ПЭДОТ:ПСС с наноматериалами значительно повышают чувствительность

регистрации и увеличивают стабильность электродов. Использование различных модификаций ПЭДОТ позволяет создавать гибкие биоэлектрохимические устройства, которые могут найти свое применение как в медицине, так и в других областях промышленности.

Вопрос о биосовместимости и токсичности ПЭДОТ остается открытым. Исследовано действие ПЭДОТ:ПСС на нейроны головного мозга и показана полная биосовместимость полимера и клеток мозга человека. В то же время, ПЭДОТ:ПСС используется для создания пленок, обладающих высокой антибактериальной активностью в отношении бактерий *Staphylococcus aureus* и *Escherichia coli*.

В целом можно отметить, что общее направление использования свойств полимера ПЭДОТ:ПСС нацелено на широкое применение в различных электронных устройствах биомедицинского назначения, улучшение качества жизни, повышение эффективности производства и контроль за состоянием окружающей среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hecht DS, Hu LB, Irvin G. Emerging transparent electrodes based on thin films of carbon nanotubes, graphene, and metallic nanostructures. *Adv. Mater.*, 2013, 23:1482-1513.
2. Chin BD. Role of the polymeric hole injection layer on the efficiency and stability of organic light emitting diodes with small molecular emitters. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2008, 41(21):215104. doi: 10.1088/0022-3727/41/21/215104.
3. Scharber MC, Muhlbacher D, Koppe M, Denk P, Waldauf C, Heeger AJ, Brabec CJ. Design Rules for Donors in Bulk Heterojunction Solar Cells—Towards 10% Energy Conversion Efficiency. *Adv. Mater.*, 2006, 18:789-794.
4. Scott JC, Bozano LD. Nonvolatile Memory Elements Based on Organic Material. *Adv. Mater.*, 2007, 19(11):1452-1463.
5. Pettersson LA, Ghosh S, Inganäs O. Optical anisotropy in thin films of poly(3,4-ethylenedioxythiophene)–poly(4-styrenesulfonate). *Org. Electron*, 2002, 3(3-4):143-148.
6. Kukhto AV, Pochtenny AE, Misevich AV,

- Kukhto IN, Semenova EM, Vorobyova SA, Sarantopoulou E. Optical and electrophysical properties of nanocomposites based on PEDOT:PSS and gold/silver nanoparticles. *Phys. Solid State*, 2014, 56(4):827-834.
7. Park HS, Ko SJ, Park JS, Kim JY, Song HK. Redox-active charge carriers of conducting polymers as tuner of conductivity and its potential window. *Sci. Rep.*, 2013, 3(2454):1-6.
 8. Yang W, Zhao Y, He X, Chen Y, Xu J, Li S, Jiang Y. Flexible conducting polymer/reduced graphene oxide films: synthesis, characterization, and electrochemical performance. *Nanoscale Res. Lett.*, 2015, 10(1). doi: 10.1186/s11671-015-0932-1.
 9. Voronin AS, Simunin MM, Ivanchenko FS, Shiverskii AV, Fadeev YV, Tambasov IA, Nemtsev IV, Matsynin AA, Khartov SV. Preparation and investigation of composite transparent electrodes of poly(3, 4-ethylenedioxythiophene) polystyrene sulfonate/single-wall carbon nanotubes. *Tech. Phys. Lett.*, 2017, 43(9):783-786.
 10. Ventura IA, Zhou J, Lubineau G. Investigating the Inter-Tube Conduction Mechanism in Polycarbonate Nanocomposites Prepared with Conductive Polymer-Coated Carbon Nanotubes. *Nanoscale Res. Lett.*, 2015, 10:485.
 11. Yan H, Zhang P, Li J, Zhao XL, Zhang K, Zhang B. PEDOT/PSS-Halloysite Nanotubes (HNTs) Hybrid Films: Insulating HNTs Enhance Conductivity of the PEDOT/PSS Films. *Sci. Rep.*, 2015, 5:18641.
 12. Nizhegorodova AO, Kondratiev VV. Synthesis and electrochemical properties of composite materials based on poly-3,4-ethylenedioxythiophene with manganese dioxide inclusions. *Russ. J. Electrochem.*, 2014, 50(12):1157-1163.
 13. Nizhegorodova AO, Apraksin RV, Kondratiev VV. Electrochemical properties of composite materials based on poly-3,4-Ethylenedioxythiophene with nickel oxide inclusions. *Russ. J. Electrochem.*, 2015, 51(10):908-915.
 14. Park MU, Lee SM, Chung D. Model system of cross-linked PEDOT:PSS adaptable to an application for an electrode with enhanced water stability. *Synth. Met.*, 2019, 258:116195.
 15. Fattahi P, Yang G, Kim G, Abidian MR. A Review of Organic and Inorganic Biomaterials for Neural Interfaces. *Adv Mater*, 2014, 26(12):1846-1885.
 16. Karagkiozaki V, Karagiannidis PG, Gioti M, Kavatzikidou P, Georgiou D, Georgarakis E, Logothetidis S. Bioelectronics meets nanomedicine for cardiovascular implants: PEDOT-based nanocoatings for tissue regeneration. *Biochim. et Biophysica Acta*, 2013, 1830:4294-4304.
 17. Chikar JA, Hendricks JL, Richardson-Burns SM, Raphael Y, Pflingst BE, Martin DC. The use of a dual PEDOT and RGD-functionalized alginate hydrogel coating to provide sustained drug delivery and improved cochlear implant function. *Biomaterials*, 2012, 33:1982-1990.
 18. Richardson-Burns SM, Hendricks JL, Foster B, Povlich LK, Kim DH, Martin DC. Polymerization of the conducting polymer poly(3,4-ethylenedioxythiophene) (PEDOT) around living neural cells. *Biomaterials*, 2007, 28:1539-1552.
 19. Venkatraman S, Hendricks JL, Richardson-Burns SM, Jan E, Martin D, Carmena JM. PEDOT coated microelectrode arrays for chronic neural recording and stimulation. 2009, *4th International IEEE/EMBS Conference on Neural Engineering*. doi: 10.1109/ner.2009.5109313.
 20. Wilks S. Poly(3,4-ethylene dioxythiophene) (PEDOT) as a micro-neural interface material for electrostimulation. *Front Neuroeng.*, 2009, 2. doi: 10.3389/neuro.16.007.2009.
 21. Richardson-Burns SM, Hendricks JL, Martin DC. Electrochemical polymerization of conducting polymers in living neural tissue. *J. Neural Eng.*, 2007, 4(2):6-13.
 22. Khan S, Narula AK. Bio-hybrid blended transparent and conductive films PEDOT:PSS:Chitosan exhibiting electro-active and antibacterial properties. *Eur. Polym. J.*, 2016, 81:161-172.
 23. Ko Y, Kim J, Jeong HY, Goomin Kwon, Kim D, Ku M, Yang J, Yamauchi Y, Kim HY, Lee C, You J. Antibacterial poly (3,4-ethylenedioxythiophene): poly(styrene-sulfonate)/agarose nanocomposite hydrogels with thermo-processability and selfhealing. *Carbohydr. Polym.*, 2019, 203:26-34.
 24. Madhan Kumar A, Adesina AY, Hussein MA, Ramakrishna S, Al-Aqeeli N, Aktar S, Saravanan

- S. PEDOT/FHA nanocomposite coatings on newly developed Ti-Nb-Zr implants: Biocompatibility and surface protection against corrosion and bacterial infections. *Mater. Sci. Eng. C*, 2019, doi: 10.1016/j.msec.2019.01.012.
25. Hsu CC, Cheng YW, Liu CC, Peng XY, Yung MC, Liu TY. Anti-Bacterial and Anti-Fouling Capabilities of Poly(3,4-Ethylenedioxythiophene) Derivative Nanohybrid Coatings on SUS316L Stainless Steel by Electrochemical Polymerization. *Polymers*, 2020, 12(7):1467; doi: 10.3390/polym12071467.
26. Park J, Kim HK, Son Y. Glucose biosensor constructed from capped conducting microtubules of PEDOT. *Sens Actuators B Chem*, 2008, 133:244-250.
27. Shim NY, Bernards DA, Macaya DJ, DeFranco JA, Róisín MN, Owens M, Malliaras GG. All-Plastic Electrochemical Transistor for Glucose Sensing Using a Ferrocene Mediator. *Sensors*, 2009, 9:9896-9902.
28. Gualandi I, Tessarolo M, Mariani F, Arcangeli D, Possanzini L, Tonelli D, Scavetta E. Layered Double Hydroxide-Modified Organic Electrochemical Transistor for Glucose and Lactate Biosensing. *Sensors*, 2020, 20(12):3453; doi: 10.3390/s20123453.
29. Wisitsoraat A, Pakapongpan S, Sriprachubwong C, Phokharatkul D, Sritongkham P, Lomas T, Tuantranont A. Graphene-PEDOT:PSS on screen printed carbon electrode for enzymatic biosensing. *J. Electroanal. Chem.*, 2013, 704:208-213.
30. David M, Barsan MM, Brett CMA, Monica Florescu. Improved glucose label-free biosensor with layer-by-layer architecture and conducting polymer poly(3,4-ethylenedioxythiophene). *Sens Actuators B Chem.*, 2018, 255 (3):3227-3234.
31. Phongphut A, Sriprachubwong C, Wisitsoraat A, Tuantranont A, Prichanont S, Sritongkham P. A disposable amperometric biosensor based on inkjet-printed Au/PEDOT-PSS nanocomposite for triglyceride determination. *Sens Actuators B Chem*, 2013, 178:501-507.
32. Kaur N, Thakur H, Prabhakar N. Conducting polymer and multi-walled carbon nanotubes nanocomposites based amperometric biosensor for detection of organophosphate. *J. Electroanal. Chem.*, 2016, 775:121-128.
33. Gao Y, Li J, Yang X, Xiang Q, Wang K. Electrochemiluminescence Biosensor Based on PEDOT:PSS-Graphene Functionalized ITO Electrode. *Electroanalysis*, 2014, 26:382-388.
34. Wen Y, Xu J, Li D, Liu M, Kong F, He H. A novel electrochemical biosensing platform based on poly(3,4-ethylenedioxythiophene): poly(styrenesulfonate) composites. *Synth. Met.*, 2012, 162:1308-1314.
35. Talib NAA, Salam F, Sulaiman Y. Development of highly sensitive immunosensor for Clenbuterol detection by using poly(3,4-ethylenedioxythiophene)/graphene oxide modified screen-printed carbon electrode. *Sensors*, 2018, 18:4324-4336.
36. Yen YK, Chao CH, Yeh YS. A Graphene-PEDOT:PSS Modified Paper-Based Aptasensor for Electrochemical Impedance Spectroscopy Detection of Tumor Marker. *Sensors*, 2020, 20:1372.
37. Kuralay F, Demirci S, Kiristi M, Oksuz L, Oksuz AU. Poly(3,4-ethylenedioxythiophene) coated chitosan modified disposable electrodes for DNA and DNA-drug interaction sensing. *Colloids Surf B Biointerfaces*, 2014, 123: 825-830.
38. Nien PC, Wang JY, Chen PY, Chen LC, Ho KC. Encapsulating benzoquinone and glucose oxidase with a PEDOT film: Application to oxygen-independent glucose sensors and glucose/O₂ biofuel cells. *Bioresour. Technol.*, 2010, 101(14):5480-5486.
39. Wang Y, Zhao C, Sun D, Zhang JR, Zhu JJ. A Graphene/Poly(3,4-ethylenedioxythiophene) Hybrid as an Anode for High-Performance Microbial Fuel Cells. *ChemPlusChem*, 2013, 78:823-829.
40. Inamuddin B, Ahamed MI, Asiri AM, AlAmry KA. Biocompatible mediated bioanode prepared by using poly(3,4-ethylene dioxy thiophene) poly(styrene sulfonate) (PEDOT:PSS) and sulfonated graphene oxide integrated enzyme for biofuel cells applications. **Mat. Sci. for En. Tech.**, 2018, 1(1):63-69.
41. Jiang H, Halverson LJ, Dong L. A miniature microbial fuel cell with conducting nanofibers-based 3D porous biofilm. *J. Micromech. Microeng.*, 2015, 25:125017.
42. Kang YL, Ibrahim S, Pichiah S. Synergetic effect of conductive polymer poly(3,4-ethylenedioxythiophene) with different structural

- configuration of anode for microbial fuel cell application. *Bioresour. Technol.*, 2015, 189:364-369.
43. Wang X, Sjöberg-Eerola P, Eriksson JE, Bobacka J, Bergelin M. The effect of counter ions and substrate material on the growth and morphology of poly(3,4-ethylenedioxythiophene) films: Towards the application of enzyme electrode construction in biofuel cells. *Synth. Met.*, 2010, 160(13-14):1373-1381.
44. Pang S, Gao Y, Choi S. Flexible and stretchable microbial fuel cells with modified conductive and hydrophilic textile. *Biosens. Bioelectron.*, 2018, 100:504-511.
45. Mohammadifar M, Tahernia M, Yang JH, Koh A, Choi S. Biopower-on-Skin: Electricity generation from sweat-eating bacteria for self-powered E-Skins. *Nano Energy*, 2020, 104994; doi: 10.1016/j.nanoen.2020.104994.
46. Salar-Garcia MJ, Montilla F, Quijada C, Morallon E, Ieropoulos I. Improving the power performance of urine-fed microbial fuel cells using PEDOT-PSS modified anodes. *Appl. Energy*, 2020, 278:115528; doi: 10.1016/j.apenergy.2020.115528.

Решетиллов Анатолий Николаевич

д.х.н., профессор

Институт биохимии и физиологии микроорганизмов им. Г.К. Скрыбина РАН
5, просп. Науки, Пушкино 142290, Московская обл., Россия

anatol@ibpm.pushchino.ru

Китова Анна Евгеньевна

к.б.н.

Институт биохимии и физиологии микроорганизмов им. Г.К. Скрыбина РАН

5, просп. Науки, Пушкино 142290, Московская обл., Россия

kitova@ibpm.pushchino.ru

Тарасов Сергей Евгеньевич

к.б.н.

Институт биохимии и физиологии микроорганизмов им. Г.К. Скрыбина РАН
5, просп. Науки, Пушкино 142290, Московская обл., Россия

setar25@gmail.com

Плеханова Юлия Викторовна

к.б.н.

Институт биохимии и физиологии микроорганизмов им. Г.К. Скрыбина РАН
5, просп. Науки, Пушкино 142290, Московская обл., Россия

plekhanova@ibpm.pushchino.ru

Быков Александр Геннадьевич

м.н.с.

Институт биохимии и физиологии микроорганизмов им. Г.К. Скрыбина РАН
5, просп. Науки, Пушкино 142290, Московская обл., Россия

agbykov@rambler.ru

Сандраморти Ашок К.

доцент-исследователь

Институт Наук и Технологий
Катганкулатур 603 203, Тамил Наду, Индия
ashokkumar.sun@ktr.srmuniv.ac.in

Кузнецова Ирен Евгеньевна

д.ф.-м.н., профессор

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125009, Россия

kuziren@yandex.ru

Колесов Владимир Владимирович

к.ф.-м.н., с.н.с.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125009, Россия

kvv@cplire.ru

Готовцев Павел Михайлович

к.т.н.

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
1, пл. акад. Курчатова, Москва 123182, Россия
gotovtsevpm@gmail.com

DOI: 10.17725/rensit.2020.12.483

Интерферометрическая обработка акустической информации с использованием протяженных антенн в диспергирующих средах

¹Кузькин В.М., ²Пересёлков С.А., ²Ткаченко С.А., ²Казначеев И.В.

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, <http://www.gpi.ru/>
Москва 119991, Российская Федерация

²Воронежский государственный университет, <http://www.vsu.ru/>
Воронеж 394006, Российская Федерация

E-mail: kumiov@yandex.ru, pereselkov@yandex.ru; sega-tk@mail.ru; kaznacheev.ilya@gmail.com

Поступила в редакцию 09.05.2020, рецензирована 26.05.2020, принята 01.06.2020

Представлена действительным членом РАЕН В.В. Колесовым

Аннотация: Представлена теория интерферометрической обработки акустической информации с использованием протяженных антенн в средах с частотной дисперсией. Установлена связь двумерной спектральной плотности двукратного фурье-преобразования интерференционной картины, формируемой движущимся шумовым источником, с апертурой и угловой зависимостью принимаемого поля. Оценены коэффициент усиления, характеристика направленности и помехоустойчивость обработки. В зависимости от входного отношения сигнал/помеха на элементе антенны получено выражение для максимального удаления шумового источника, при котором сохраняется устойчивое обнаружение и оценки пеленга, радиальной скорости, удаления и глубины близки реальным значениям. Приведены и обсуждены результаты численного моделирования.

Ключевые слова: дисперсия, интерферограмма, голограмма, шумовой источник, протяженные антенны, коэффициент усиления, характеристика направленности, помехоустойчивость, предельное удаление, численное моделирование

УДК 004.052.34

Благодарности: Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проекты № 19-08-00941, № 19-29-06075). Работа И.В. Казначеева поддержана грантом Президента РФ МК-933.2019.8.

Для цитирования: Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Ткаченко С.А., Казначеев И.В. Интерферометрическая обработка акустической информации с использованием протяженных антенн в диспергирующих средах. РЭНСИТ, 2020, 12(4):483-494. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.483.

Interferometric Processing of Acoustic Information by Using Extended Antennas in Dispersing Media

Venedikt M. Kuz'kin

A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, <http://www.gpi.ru/>
Moscow 119991, Russian Federation

E-mail: kumiov@yandex.ru

Sergey A. Pereselkov, Sergey A. Tkachenko, Ilia V. Kaznacheev

Voronezh State University, <http://www.vsu.ru/>
Voronezh 394006, Russian Federation

E-mail: pereselkov@yandex.ru; sega-tk@mail.ru; kaznacheev.ilya@gmail.com

Received May 05, 2020, peer-reviewed May 26, 2020, accepted June 01, 2020

Abstract: The theory of interferometric processing of acoustic information by using extended antennas in media with frequency dispersion is presented. The dependence between the two-dimensional spectral density of the two-fold Fourier transform of the interference pattern formed

by a moving noise source and the aperture and angular structure of the received field is analyzed. The gain factor, directivity characteristic, and noise immunity of processing are estimated. Depending between the input signal/noise ratio on the antenna element and the maximal range of the noise source is obtained. This maximal range allows stable detection and estimation of direction, radial velocity, range and depth are close to real values. Numerical simulation results are presented and discussed.

Keywords: dispersion, interferogram, hologram, noise source, extended antennas, gain, directional characteristic, noise immunity, limiting offset, numerical simulation

UDC 004.052.34

Acknowledgements: The work was supported by grants from the Russian Foundation for Basic Research (projects No. 19-08-00941, No. 19-29-06075). The work of I.V. Kaznacheev was supported by the grant of the President of the Russian Federation MK-933.2019.8.

For citation: Venedikt M. Kuz'kin, Sergey A. Pereselkov, Sergey A. Tkachenko, Iliia V. Kaznacheev. Interferometric Processing of Acoustic Information by Using Extended Antennas in Dispersing Media. *RENSIT*, 2020, 12(4)483-494. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.483.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (484)
 2. АЛГОРИТМ ОБРАБОТКИ (485)
 - 2.1. ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ ЛИНЕЙНАЯ АНТЕННА (485)
 - 2.2. ВЕРТИКАЛЬНАЯ ЛИНЕЙНАЯ АНТЕННА (488)
 3. ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ ОБРАБОТКИ (488)
 4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ (489)
 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (493)
- ЛИТЕРАТУРА (494)

1. ВВЕДЕНИЕ

Характерным частным случаем сред с частотной дисперсией является океанический волновод с выраженной волноводной дисперсией, на котором сконцентрируем наше внимание. Одной из слабо разработанных проблем в обработке гидроакустической информации является обеспечение помехоустойчивости в условиях пространственной и временной изменчивости океанической среды. Трудности подхода к ее решению вытекают из априорной неопределенности знаний о среде распространения (в том числе случайной), а также в слабой величине полезного сигнала на фоне интенсивных локализованных помех и окружающих шумов. Именно такая ситуация и представляет практический интерес. В этой связи актуальной задачей представляется разработка обработки, которая совмещала бы высокую помехоустойчивость с адаптивностью к изменяющимся условиям распространения

волнового поля, т.е. со снижением требований к объему априорной информации о передаточной функции волновода.

Теоретические исследования, вычислительные и натурные эксперименты показали, что такое совмещение может обеспечивать информационная технология обработки интерференционной картины (интерферограммы) [1-5]. В основе ее лежит механизм формирования интерферограммы широкополосного источника, обусловленный волноводной дисперсией и многомодовым распространением [6]. Интерферометрическая обработка реализует когерентное накопление спектральной интенсивности вдоль локализованных полос, которая далее подвергается двукратному преобразованию Фурье. Преобразованная спектральная плотность (которую условно назовем голограммой) концентрируется в малой области, обеспечивая высокую помехоустойчивость.

В настоящее время большая часть основных положений теории, практических вопросов и потенциальных возможностей интерферометрической обработки с применением одиночных векторно-скалярных приемников достаточно проработаны. Это позволило радикально решить проблему локализации малощумных источников

звука [1-5] и наметить области таких новых приложений, как восстановление передаточной функции невозмущенного волновода и диагностирование гидродинамических возмущений [7,8]. Если нынешнее развитие интерферометрической обработки с применением одиночных векторно-скалярных приемников, без сомнения, подтверждает ее плодотворность, то невыясненными остаются вопросы, какие результаты можно получить, применяя ее по отношению к протяженным приемным антеннам.

Данному вопросу посвящена настоящая статья, в которой обобщены результаты теории [1,2] на случай использования горизонтальной и вертикальной приемных линейных антенн. Приведены результаты численного моделирования.

2. АЛГОРИТМ ОБРАБОТКИ

Волновод полагается горизонтально-однородным. Пусть число элементов Q_b приемной антенны равно B , $b = \overline{1, B}$, межэлементное расстояние – d . Поля с каждого элемента антенны суммируются, и на выходе формируется интерферограмма, к которой применяется двукратное преобразование Фурье.

2.1. ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ ЛИНЕЙНАЯ АНТЕННА

Обозначим расстояние от элемента Q_b до источника S как r_b (рис. 1). В качестве опорного выберем первый элемент Q_1 . Апертура $L = (B - 1)d$ полагается много меньше расстояния до источника, $L \ll r_b$, тогда $r_b =$

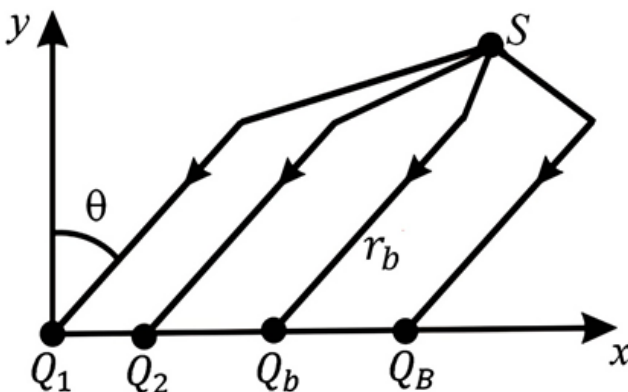


Рис. 1. Геометрия задачи.

$r_1 - (b - 1)d \sin \theta$, где θ – пеленг. Компенсация антенны обеспечивается в направлении угла θ_* . Поскольку компенсировать приходится разность расстояний от источника до различных элементов антенны, поле b -го элемента умножим на $\exp[ih_*(\omega_0)(b - 1)d \sin \theta_*]$, где $h_*(\omega_0)$ – выделенное горизонтальное волновое число на средней частоте $\omega_0 = 2\pi f_0$ спектра источника.

Поле на выходе b -го элемента запишем в виде суммы мод [9]

$$p_b(\omega, r_b) = \sum_m A_m(\omega, r_b) \exp\{i[h_m(\omega)r_1 - 2(b-1)(h_m(\omega) - h_*(\omega_0)\eta_*)]\}, \quad (1)$$

где

$$\eta = d \sin \theta / 2, \quad \eta_* = d \sin \theta_* / 2. \quad (2)$$

Здесь A_m и h_m – амплитуда и горизонтальное волновое число m -моды. Цилиндрическое расхождение поля, модальное затухание, глубины источника z_s и элементов z_b антенны формально учитываются амплитудной зависимостью мод. На выходе антенны поле $p_{an}(\omega, r_1)$, пренебрегая зависимостью амплитуды от расстояния, $A_m(\omega, r_b) \approx A_m(\omega, r_1)$, после несложных преобразований можно представить как

$$p_{an}(\omega, r_1) = \sum_m A_m(\omega, r_1) \exp\{i[h_m(\omega)r_1 - (B-1)(h_m(\omega)\eta - h_*(\omega_0)\eta_*)]\} I_m, \quad (3)$$

$$I_m = \frac{\sin[B(h_m(\omega)\eta - h_*(\omega_0)\eta_*)]}{\sin[(h_m(\omega)\eta - h_*(\omega_0)\eta_*)]}. \quad (4)$$

Интерферограмма антенны $P_{an}(\omega, r_1) = |p_{an}(\omega, r_1)|^2$, согласно (3), равна

$$P_{an}(\omega, r_1) = \sum_m \sum_n P_{mn}^{(an)}(\omega, r_1), \quad (5)$$

где

$$P_{mn}^{(an)}(\omega, r_1) = A_m(\omega, r_1) A_n^*(\omega, r_1) \exp[ih_{mn}(\omega)(r_1 - (B-1)\eta)] I_{mn}, \quad (6)$$

$$I_{mn} = I_m I_n^*.$$

Здесь $h_{mn}(\omega) = h_m(\omega) - h_n(\omega)$. Рассмотрим случай движущегося источника с постоянной радиальной скоростью w (проекция скорости в направлении на антенну). Считаем, что расстояние r_1 соответствует началу момента времени $t_0 = 0$. Далее в интерферограмме

(5) от переменной расстояния r_1 перейдем к временной переменной t и осуществим двукратное преобразование Фурье. На выходе интегрального преобразования спектральная плотность определяется выражением

$$F_{an}(\tilde{\nu}, \tau) = \int_0^{\Delta t} \int_{\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}} P_{an}(\omega, t) \exp[i(\tilde{\nu}t - \omega\tau)] dt d\omega = \sum_m \sum_n F_{mn}(\tilde{\nu}, \tau), \quad (7)$$

где $\tilde{\nu} = 2\pi\nu$ и τ – частота и время голограммы, Δt и $\Delta\omega$ – время наблюдения и ширина спектра. Используя подход при получении голограммы одиночного приемника [1], получаем

$$F_{mn}(\tilde{\nu}, \tau) = A_m(\omega_0, r_1) A_n^*(\omega_0, r_1) I_{mn}(\omega_0, B, \eta, \eta_*) w \Delta\omega \Delta t \times \exp\left[i\left(\frac{\tilde{\nu}\Delta t}{2} - \tau\omega_0\right)\right] \times \exp\left\{i\left[(m-n)\alpha\left(\frac{\Delta t}{2}w + r_1 - (B-1)\eta\right) + (r_1 - (B-1)\eta)(\tilde{\nu}/w)\right]\right\} \times \frac{\sin\left\{\left[r_1 - (B-1)\eta + wt_*(m-n)\frac{d\alpha}{d\omega} - \tau\right]\frac{\Delta\omega}{2}\right\} \sin\left\{[w(m-n)\alpha + \tilde{\nu}]\frac{\Delta t}{2}\right\}}{\left[r_1 - (B-1)\eta + wt_*(m-n)\frac{d\alpha}{d\omega} - \tau\right]\frac{\Delta\omega}{2} [w(m-n)\alpha + \tilde{\nu}]\frac{\Delta t}{2}}. \quad (8)$$

Здесь $\alpha = dh_l(\omega_0)/dl = h_{l+1}(\omega_0) - h_l(\omega_0)$, l – номер моды, в окрестности которой моды синфазны, t_* – выделенный момент времени на интервале наблюдения Δt , $0 < t_* < \Delta t$. Введение величины α полезно при интерпретации голограммы. В действительности, $\alpha(m-n) = h_{mn}(\omega_0)$, $(da/d\omega)(m-n) = dh_{mn}(\omega_0)/d\omega$. Если положить $B = 1$, то $I_{mn} = 1$, и соотношение (8) переходит в выражение для одиночного приемника [1].

Как и в случае одиночного приемника, спектральная плотность голограммы антенны локализована на плоскости $(\tau, \tilde{\nu})$ в узкой полосе в форме фокальных пятен, зеркально перевернутых относительно начала координат. Эта особенность обусловлена симметрией функции (8) относительно перестановки номеров интерферирующих мод: $F_{mn}(\tilde{\nu}, \tau) = F_{nm}(-\tilde{\nu}, -\tau)$. Фокальные пятна расположены в первом и третьем квадрантах, если радиальная скорость $w < 0$ (источник приближается к антенне) и во втором и четвертом квадрантах, когда источник удаляется от антенны ($w > 0$). Область локализации содержит $M - 1$ основных максимумов с координатами $(\tau_\mu, \tilde{\nu}_\mu)$, где M – число мод, формирующих

поле, $\mu = \overline{1, M-1}$ номер фокального пятна. Ближайший к началу координат пик обусловлен интерференцией соседних мод и расположен в точке $(\tau_1, \tilde{\nu}_1)$. Координаты соседнего пика, вызванного интерференцией мод номеров $(m, m+2)$, – $(\tau_2, \tilde{\nu}_2)$. Координаты самого удаленного пика от начала координат, обусловленного интерференцией первой и последней моды – $(\tau_{M-1}, \tilde{\nu}_{M-1})$. В точках с координатами $(\tau_\mu, \tilde{\nu}_\mu)$ суммируются $(M - \mu)$ основных пиков.

Координаты основных максимумов $(\tau_\mu, \tilde{\nu}_\mu)$ расположены на прямой $\tilde{\nu} = \tilde{\epsilon}\tau$ с угловым коэффициентом

$$\tilde{\epsilon} = -\frac{wh_{mn}(\omega_0)}{r_1(dh_{mn}(\omega_0)/d\omega)}, \quad (9)$$

и занимают полосу между значениями $\tau = \pm 2\pi\Delta\omega$ и $\tilde{\nu} = \pm 2\pi/\Delta t$. Вне этих полос спектральная плотность голограммы практически подавлена. Угловые коэффициенты интерференционных полос интерферограммы и прямой расположения главных максимумов спектральной плотности связаны соотношением $\tilde{\epsilon} = -\Delta\Omega/\Delta t$, где $\Delta\Omega$ – частотный сдвиг интерференционных максимумов волнового поля за время Δt . Частотный сдвиг выражает условие сохранения фазы между конструктивно интерферирующими модами, вызванным изменением расстояния между источником и антенной [6].

При выполнении условия $r_1 \gg |(B-1)\eta - wt_*|$, как следует из (8), оценки удаления и радиальной скорости источника

$$\dot{r}_1 = \kappa_{r\mu}\tau_\mu, \quad \dot{w} = -\kappa_{w\mu}\tilde{\nu}_\mu \quad (10)$$

совпадают с выражениями для одиночного приемника [1]. Здесь

$$\kappa_{r\mu} = \left| \frac{dh_{m(m+\mu)}(\omega_0)}{d\omega} \right|, \quad \kappa_{w\mu} = \left| h_{m(m+\mu)}(\omega_0) \right|^{-1} \quad (11)$$

– коэффициенты, определяющие частотные и пространственные масштабы изменчивости передаточной функции волновода [9]. Оценки параметров источника, получаемые в результате измерений, в отличие от их истинных

значений, обозначены точкой сверху. Черта сверху означает усреднение по номерам мод. Адаптивные методы интерферометрической обработки, позволяющие оценивать удаление источника и радиальную скорость в отсутствие информации о передаточной функции, т.е. без знания коэффициентов (11), изложены в [3].

Множитель

$$I_{mn} = I_m(\omega_0, B, \eta, \eta_*) I_n(\omega_0, B, \eta, \eta_*), \quad (12)$$

определяемый из формул (4), (6), характеризует распределение спектральной плотности голограммы антенны по отношению к голограмме одиночного приемника. Особенности зависимости (12) от пеленга θ рассмотрим на примере угла компенсации $\theta_* = 0$. Главные максимумы функций $I_{m,n}$, $\max I_{m,n} = B$ соответствуют значениям

$$\sin \theta = \pm 2k\pi \frac{1}{h_{m,n}(\omega_0)d}, \quad (13)$$

где $k = 0, 1, \dots$ – порядок спектра. В направлении пеленга $\theta = 0, k = 0$, осуществляется когерентное сложение комплексных амплитуд всех номеров мод; при $k = 1, 2, \dots$ положение максимумов зависит от номеров мод. Нулям функции $I_{m,n}$ отвечают значения углов, определяемых выражением

$$\sin \theta = \pm 2j\pi \frac{1}{Bh_{m,n}(\omega_0)d}, \quad (14)$$

где j – целые числа, кроме $B, 2B, \dots$. Нули расположены примерно в B раз чаще, чем главные максимумы. Вторичные максимумы $I_{m,n}$ лежат приблизительно посередине между двумя соседними нулями, т.е. приходятся на значения

$$\sin \theta \cong \pm(2g+1)\pi \frac{1}{Bh_{m,n}(\omega_0)d}, \quad (15)$$

где g – целые числа. Уровни вторичных максимумов не превышают 0.2 от значения B [10].

Таким образом, положения главных максимумов не зависят от числа элементов B , между каждыми двумя главными максимумами расположено $(B - 1)$ нулей и $(B - 2)$ вторичных

максимумов. С увеличением параметра $Bd\omega_0$, т.е. чем больше апертура и выше частотный диапазон, как следует из (14), возрастает резкость главных максимумов (уменьшается ширина) и растет число пеленгов, при которых спектральная плотность равна нулю. Расстояние между главными максимумами для определенной длины волны определяется межэлементным расстоянием.

Положим межэлементное расстояние $d = \lambda(n + 1)/2$, где λ – длина волны, для которой примем значение $\lambda = 2\pi/h_*(\omega_0)$. Тогда, как следует из (13), если $n = 0$, то существует лишь главный максимум нулевого порядка ($\theta = 0, \pi$), если $n = 1$ – два главных максимума нулевого и первого порядков ($\theta = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$) и т.д. Число порядков k определяется условием $2k \leq n + 1$. С повышением межэлементного расстояния и уменьшением длины волны увеличивается количество главных максимумов. Ширина главных максимумов, согласно (14), не зависит от их порядка спектра и равна $\Delta\theta = \lambda/Bd$. Изменяя частотный диапазон (при заданном межэлементном расстоянии), можно регулировать положения главных максимумов. Многомодовый режим распространения, очевидно, приводит к «замазыванию» нулей спектральной плотности голограммы, смещению положений главных максимумов (для углов $\theta \neq 0$), определяемых соотношением (13), и увеличению их ширины. Введение угла компенсации θ приводит к появлению в правых частях соотношений (13)–(15) слагаемого $h_*(\omega_0) \sin \theta_*/h_{m,n}(\omega_0)$.

По отношению к одиночному приемнику результативность интерферометрической обработки с использованием антенны характеризуется коэффициентом усиления

$$\chi = |G_{an}(B, \theta, \theta_*)| / |G_r|, \quad (16)$$

где

$$G_{an}(B, \theta, \theta_*) = \int \int_U |F_{an}(\tau, \tilde{\nu})| d\tau d\tilde{\nu}, \quad (17)$$

$$G_r = \int \int_U |F_r(\tau, \tilde{\nu})| d\tau d\tilde{\nu} \quad (18)$$

и характеристикой направленности

$$D(B, \theta, \theta_*) = G_{an}(B, \theta, \theta_*) / \max G_{an}. \quad (19)$$

Здесь нижний индекс «*n*» относится к одиночному приемнику, U – область локализации спектральной плотности. Из (8), (12) и (16) следует, что $\chi_{\max} = B^2$.

Таким образом, в случае горизонтальной антенны обработка позволяет осуществлять пеленгование источника как сканированием характеристики направленности (19), так и на основе обработки голограммы антенны для различных векторно-скалярных компонент поля, как это предложено по отношению к одиночному векторно-скалярному приемнику [5].

2.1. ВЕРТИКАЛЬНАЯ ЛИНЕЙНАЯ АНТЕННА

Поле на выходе b -го элемента, согласно [9], представим как

$$p_b(\omega, r) = \sum_m \Psi_m(z_b) A_m(\omega, r) \exp[ih_m(\omega)r], \quad (20)$$

где $\Psi_m(z)$ – собственная функция m -й моды; z_b – глубина b -го элемента. Как и выше, цилиндрическое расхождение поля, модальное затухание и глубина источника z_s формально учитываются амплитудой мод. В (20) медленным изменением собственной функции от частоты пренебрегается. На выходе антенны поле равно

$$p_{an}(\omega, r) = \sum_b \sum_m \Psi_m(z_b) A_m(\omega, r) \exp[ih_m(\omega)r]. \quad (21)$$

Интерферограмма $P_{an}(\omega, r)$, согласно (20), (21), примет вид

$$P_{an}(\omega, r) = \sum_b \sum_a \sum_m \sum_n P_{mn}^{(ba)}(\omega, r), \quad (22)$$

где

$$P_{mn}^{(ba)}(\omega, r) = \Psi_m(z_b) \Psi_n^*(z_a) A_m(\omega, r) A_n^*(\omega, r) \exp[ih_{mn}(\omega)r]. \quad (23)$$

Пусть источник движется с радиальной скоростью w и будем считать, что расстояние r соответствует начальному моменту времени $t_0 = 0$. Переходя в интерферограмме (22) от переменной расстояния r к временной переменной t и применяя к ней двукратное преобразование Фурье, получаем

$$F_{an}(\tilde{\nu}, \tau) = \int_0^{\Delta t} \int_{\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}} P_{an}(\omega, t) \exp[i(\tilde{\nu}t - \omega\tau)] dt d\omega = \sum_b \sum_a \sum_m \sum_n F_{mn}^{(ba)}(\tilde{\nu}, \tau), \quad (24)$$

где

$$F_{mn}^{(ba)}(\tilde{\nu}, \tau) = A_m(\omega_0, r) A_n^*(\omega_0, r) \Psi_m(z_b) \Psi_n^*(z_a) w \Delta\omega \Delta t \times \exp\left[i\left(\frac{\tilde{\nu}\Delta t}{2} - \tau\omega_0\right)\right] \exp\left\{i\left[(m-n)\alpha\left(\frac{\Delta t}{2}w+r\right) + t(\tilde{\nu}/w)\right]\right\} \times \frac{\sin\left\{\left[(r_1 + wt_s)(m-n)\frac{d\alpha}{d\omega} - \tau\right]\frac{\Delta\omega}{2}\right\} \sin\left\{[w(m-n)\alpha + \tilde{\nu}]\frac{\Delta t}{2}\right\}}{\left[(r_1 + wt_s)(m-n)\frac{d\alpha}{d\omega} - \tau\right]\frac{\Delta\omega}{2} [w(m-n)\alpha + \tilde{\nu}]\frac{\Delta t}{2}}. \quad (25)$$

Если положить $B = 1$, то $z_b = z_a$, и формула (25) переходит в соответствующую формулу для одиночного приемника [1].

Качественная картина локализации двумерной спектральной плотности (24) вертикальной антенны, как и в случае горизонтальной антенны (7), подобна одиночному приемнику. При выполнении условия $r \gg |w|t_s$, как следует из (25), удаление и радиальная скорость источника определяются выражением (10).

Коэффициент усиления χ дается выражением (16), откуда, согласно (25), следует ожидать $\chi \approx B^2$. Равенство выполняется тогда, когда значения собственных функций мод элементов антенны на различных глубинах равны между собой, $\Psi_m(z_b) = \Psi_m(z_a)$, $z_b \neq z_a$. Пеленгование источника осуществляется на основе алгоритма, как это предложено по отношению к одиночному векторно-скалярному приемнику [5].

3. ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ ОБРАБОТКИ

Помехоустойчивость интерферометрической обработки с применением одиночного приемника предложено характеризовать предельным (минимальным) входным отношением сигнал/помеха (с/п) $q_{\lim}^{(r)}$, когда для значений с/п $q \gg q_{\lim}^{(r)}$ обеспечивается устойчивое обнаружение и оценки пеленга, радиальной скорости, удаления и глубины близки реальным [1]. В случае изотропной помехи для скалярной компоненты поля (давления) шумового источника $q_{\lim}^{(r)} \approx 1.5J^2$, где

$J = \Delta t / (T + \delta t)$ – число временных интервалов (отсчетов), на которых реализуется когерентное накопление спектральных максимумов волнового поля вдоль интерференционных полос [2]. Здесь T – длительность шумовой реализации, δt – интервал между отсчетами. Несмотря на то, что оценка $q_{\text{lim}}^{(r)} = 1.5J^2$ установлена на основании ряда физических соображений, а не выведена из каких либо более общих принципов, она найдена правильно и многократно проверена на результатах численных и натуральных экспериментов. Это позволило построить теорию помехоустойчивости интерферометрической обработки с использованием одиночного приемника. Обобщим полученную оценку на протяженные антенны.

Предположим, что шумовой сигнал и помеха статистически не связанные случайные процессы, на входе элементов антенны помеха не коррелирована. Для выполнения второго условия достаточно потребовать выполнения неравенства $d \gg \lambda/2$. Тогда предельное входное отношение с/п на элементе антенны оценивается как

$$q_{\text{lim}}^{(an)} = Bq_{\text{lim}}^{(r)}/\chi. \tag{26}$$

В случае горизонтальной линейной антенны наивысшая помехоустойчивость обработки достигается при пеленге, равном углу компенсации, $\theta = \theta_*$, $\min q_{\text{lim}}^{(an)} = q_{\text{lim}}^{(r)}/B$. Для предельного входного отношения с/п вертикальной антенны имеем $q_{\text{lim}}^{(an)} \approx q_{\text{lim}}^{(r)}/B$.

Для предельного (максимального) удаления r_{lim} шумового источника, когда сохраняется работоспособность интерферометрической обработки, используя тот же подход, что в случае одиночного приемника [3], получаем

$$r_{\text{lim}} = \frac{1}{5\sqrt{1.5}} \sqrt{\frac{q\chi}{B}} \frac{\Delta t}{|dh_{1M}(\omega_0)/d\omega|}, \tag{27}$$

С увеличением входного значения с/п q на элементе антенны, времени наблюдения Δt , элементов антенны B , коэффициента усиления χ и средней частоты ω_0 предельная дальность шумового источника возрастает. Последнее

связано с тем, что при возрастании частоты групповые скорости мод асимптотически стремятся к постоянному значению, не зависящему от номера моды [9]. Характерной чертой соотношения (27) является то обстоятельство, что в него входят параметры передаточной функции волновода и поэтому значение предельного удаления r_{lim} различно в зависимости от выбора акватории. Если положить $B = 1$, то формула (27) переходит в соответствующую формулу для одиночного приемника [3].

Заметим, что если на каждом b -м приемнике вначале выполнить интерферометрическую обработку и далее на выходе антенны суммировать спектральные плотности голограмм, то выигрыша в помехоустойчивости по отношению к одиночному приемнику не будет.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное моделирование выполнено для горизонтально-однородного волновода глубиной $H = 70$ м. Распределение скорости звука по глубине показано на рис. 2. Параметры поглощающего жидкого однородного дна: отношение плотности грунта и воды $\rho = 1.8$, комплексный показатель преломления $n = 0.85(1 + i0.02)$.

Число элементов антенн $B = 21$. Элементы горизонтальной антенны расположены

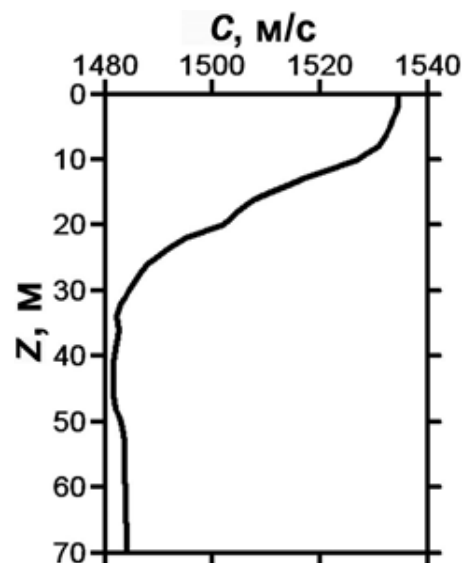


Рис. 2. Профиль скорости звука.

Таблица 1

Горизонтальные волновые числа мод h_m и их производные $dh_m/d\omega$ на частоте $f_0 = 300$ Гц.

Номера мод, m	1	2	3	4	5	6	7
$h_m, \text{м}^{-1}$	1.2787	1.2737	1.2670	1.2593	1.2504	1.2412	1.2325
$d_{hm}/d\omega, 1/\text{м}\cdot\text{Гц}$	$0.6798 \cdot 10^{-3}$	$0.6807 \cdot 10^{-3}$	$0.6820 \cdot 10^{-3}$	$0.6838 \cdot 10^{-3}$	$0.6853 \cdot 10^{-3}$	$0.6847 \cdot 10^{-3}$	$0.6861 \cdot 10^{-3}$

на дне, $z_b = 70$ м, элементы вертикальной антенны – на глубинах $z_b = 10 + 2.5(b - 1)$ м, $b = \overline{1, 21}$. Межэлементное расстояние $d = 2.5$ м, что примерно равно половине длине волны λ на частоте $f_0 = 310$ Гц. Шумовой источник, расположенный на глубине $z_s = 30$ м, со скоростью $w = 3$ м/с удалялся от антенн. В момент времени $t = 0$ удаление источника от опорного элемента горизонтальной антенны и вертикальной антенны составляло $r = 10$ км. Время накопления $\Delta t = 60$ с, длительность случайной реализации $T = 2$ с, временной интервал между отсчетами $\delta t = 0.5$ с, так что число отсчетов $J = 12$. Предельное входное отношение с/п на элементах антенн, принимая $q_{\text{lim}}^{(an)} = q_{\text{lim}}^{(r)}/B$, равно $q_{\text{lim}}^{(an)} = 4.9603 \cdot 10^{-4}$.

Выделенное горизонтальное волновое число $h_*(\omega_0) = h_1(\omega_0)$ (Таблица 1). Если в качестве $h_*(\omega_0)$ использовать волновые числа других мод, то результаты расчетов практически не изменяются. Результаты численного моделирования для горизонтальной и вертикальной антенны представлены на рис. 3–6 и рис. 7–10 соответственно. С целью повышения контрастности и информативности

на интерферограммах и голограммах вырезаны средние значения.

Рис. 3 демонстрирует интерферометрическую обработку при приеме на опорный элемент антенны. Наблюдается контрастная интерференционная картина (рис. 3а), спектральная плотность голограммы (рис. 3б) сконцентрирована в шести фокальных пятнах. Фокальные пятна номеров $\mu = 1, 2$ частично пересекаются. Характеристика направленности (рис. 3с), естественно, имеет круговую симметрию.

На рис. 4 показаны результаты интерферометрической обработки на выходе антенны в отсутствие компенсации. По сравнению с одиночным приемником (рис. 3) снижается контрастность интерферограммы (рис. 4а) и изменяется топология спектральной плотности голограммы (рис. 4б). Это объясняется некогерентным сложением полей на элементах антенны. Положения максимумов фокальных пятен при этом сохраняются. Характеристика направленности (рис. 4с) имеет один главный максимум, отвечающий нулевому порядку спектра. Его ширина на уровне половины спектральной плотности $\Delta\theta \approx 9.5^\circ$.

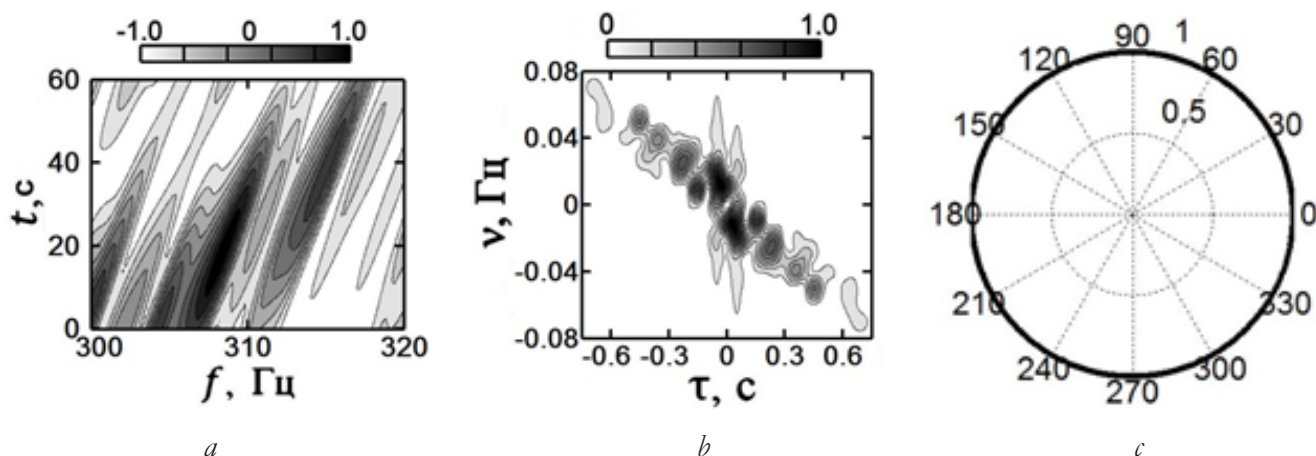


Рис. 3. Нормированная интерферограмма (а), голограмма (б) и характеристика направленности (с) опорного элемента антенны.

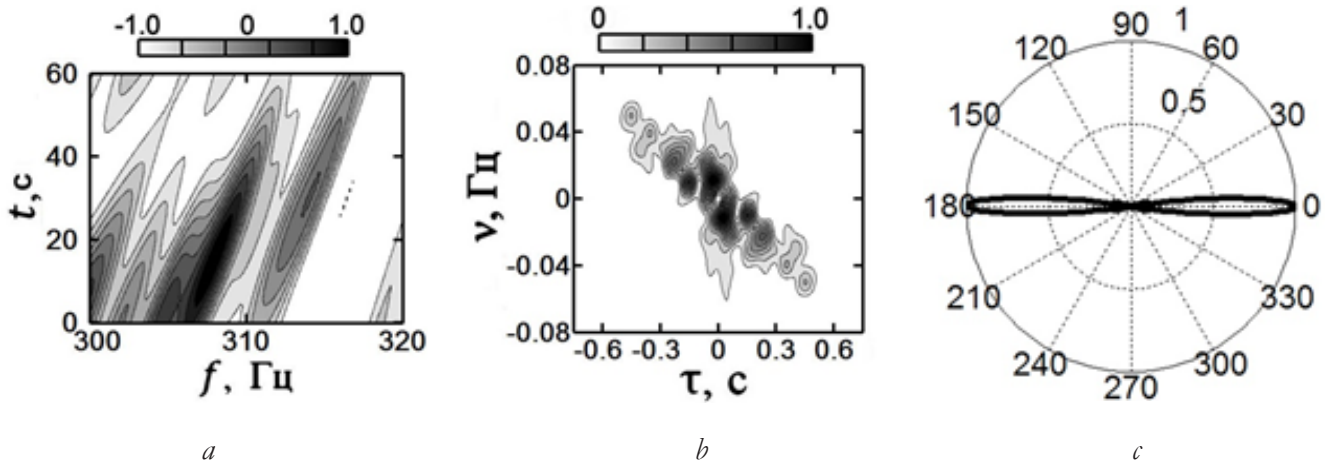


Рис. 4. Нормированные интерферограмма (а), голограмма (b) и характеристика направленности (с) антенны в отсутствии компенсации.

Характеристики направленности при различных углах компенсации представлены на рис. 5. С ростом угла компенсации θ_* ширина главного максимума возрастает. Наибольшая ширина имеет место при угле $\theta_* = 90^\circ$. Данные особенности поведения характеристики направленности, как свидетельствуют другие результаты моделирования (в данной работе не отражены), имеют место при увеличении волнового размера d/λ при сохранении числа элементов или при уменьшении числа элементов антенны при неизменном волновом размере.

На рис. 6 приведены зависимости нормированного коэффициента усиления $\hat{\chi} = \chi/\chi_{\max}$ (16) от пеленга θ при различных значениях угла компенсации θ_* . С увеличением угла компенсации ширина

максимумов возрастает. Данные зависимости, по существу, являются другой формой представления зависимостей на рис. 5. По этой причине главные максимумы на рис. 5, 6 имеют одинаковую ширину. Нормировочное значение коэффициента $\chi_{\max} = 384$. Максимальный коэффициент усиления, равный примерно B^2 , имеет место в направлении угла компенсации.

На рис. 7 представлены интерферограммы и голограммы трех элементов антенны. Конфигурация областей распределения спектральной плотности различна, несмотря на когерентное сложение полей на элементах антенны, наблюдается смещение положения максимумов фокальных пятен. Указанное различие объясняется различным значением собственных функций на глубинах расположения элементов.

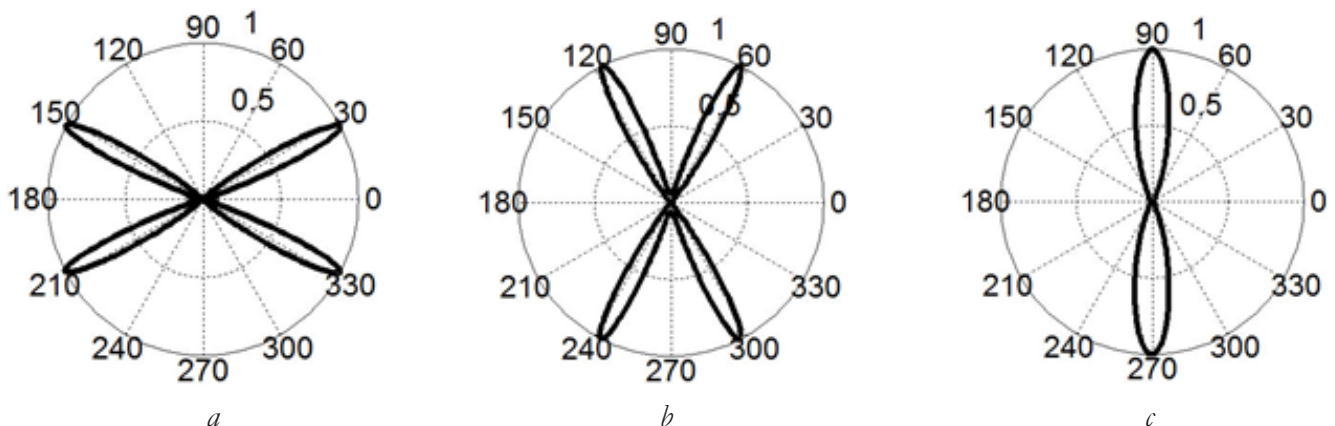


Рис. 5. Характеристики направленности антенны для углов компенсации : (а) $\theta_* = 30^\circ$, (b) $\theta_* = 60^\circ$, (с) $\theta_* = 90^\circ$.

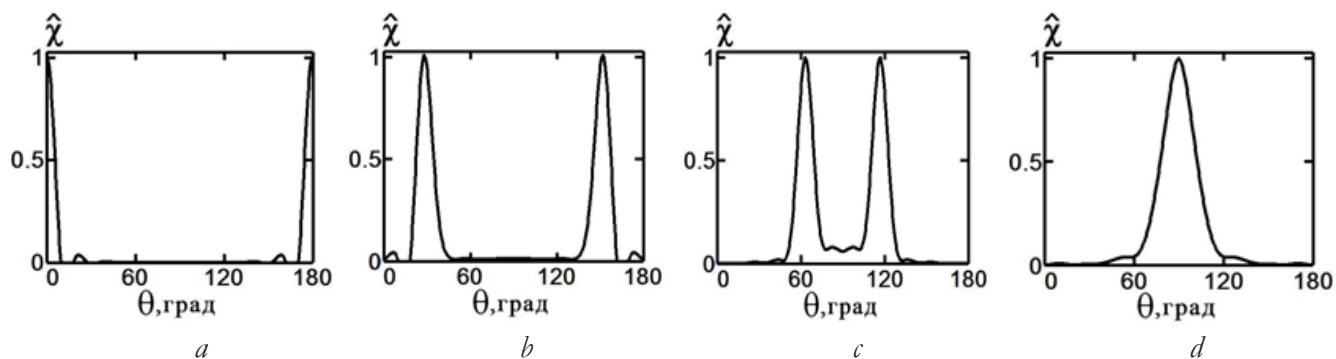


Рис. 6. Зависимость нормированного коэффициента усиления $\hat{\chi}$ от пеленга θ при различных значениях угла компенсации θ_* : (a) $\theta_* = 0^\circ$, (b) $\theta_* = 30^\circ$, (c) $\theta_* = 60^\circ$, (d) $\theta_* = 90^\circ$.

Наиболее ярко это различие иллюстрирует рис. 8, где приведены зависимости двух нормированных спектральных максимумов $\left| \widehat{F}_b^{(1,2)} \right| = F_b^{(1,2)} / F_{\max}^{(1,2)}$ от глубины элемента антенны. Рассматривались области

локализации спектральной плотности двух первых фокальных пятен рис. 7b. Численные расчеты отмечены точками. Распределение максимумов фокальных пятен имеет осциллирующий вид, обусловленный различным значением коэффициентов возбуждения мод (собственных функций) на горизонтах приема. Характер изменения осцилляций при изменении положения фокального пятна связан с интерференцией различных номеров мод, обуславливающих расположение локализованных областей. Отношение нормированных коэффициентов $\beta = F_{\max}^{(1)} / F_{\max}^{(2)} = 1.53$.

Рис. 9 демонстрирует поведение нормированной интерферограммы и голограммы антенны. Спектральная плотность

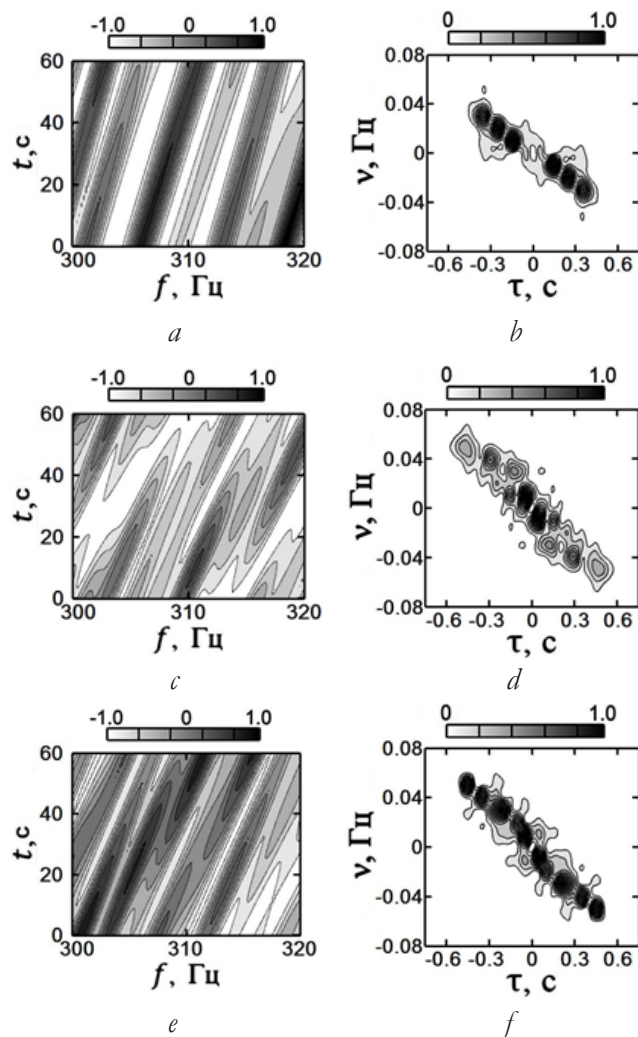


Рис. 7. Нормированные интерферограммы (a, c, e) и голограммы (b, d, f) элементов антенны, расположенных на глубинах $z_b = 10, 37.5, 60$ м соответственно.

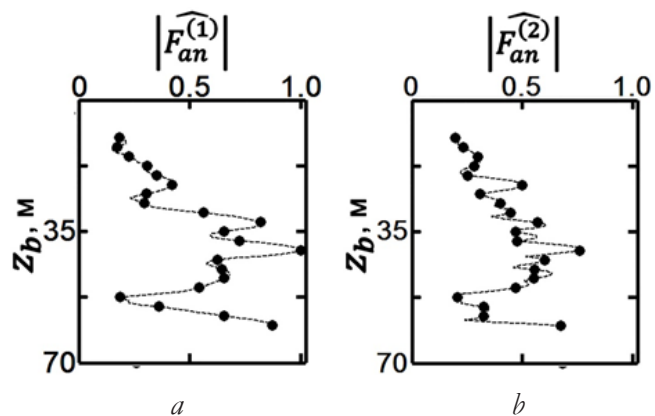


Рис. 8. Зависимости нормированных спектральных максимумов голограмм элементов антенны от их глубины: (a) первый максимум, $\left| \widehat{F}_b^{(1)} \right|$; (b) второй максимум, $\left| \widehat{F}_b^{(2)} \right|$.

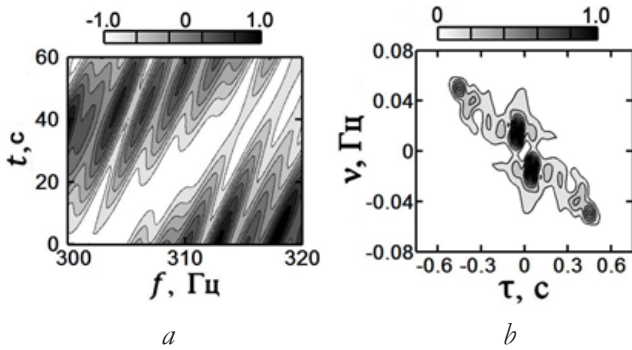


Рис. 9. Нормированная интерферограмма (а) и голограмма (b) антенны.

преимущественно локализована в области первого фокального пятна.

На рис. 10 показаны, полученные численным моделированием (точки) зависимость нормированного коэффициента усиления $\hat{\chi} = \chi(b)/\chi_{\max}$ (16) от числа элементов b . Расчетные значения удовлетворительно ложатся на оценочную квадратичную зависимость $\hat{\chi} = b^2/\chi_{\max}$ (пунктир). Значение коэффициента $\chi_{\max} = 362$ получено из условия нормировки расчетных значений.

В Таблице 2 приведены значения предельных дальностей шумового источника с использованием одиночного приемника и линейной антенны в зависимости от входного отношения c/p , рассчитанные по формуле

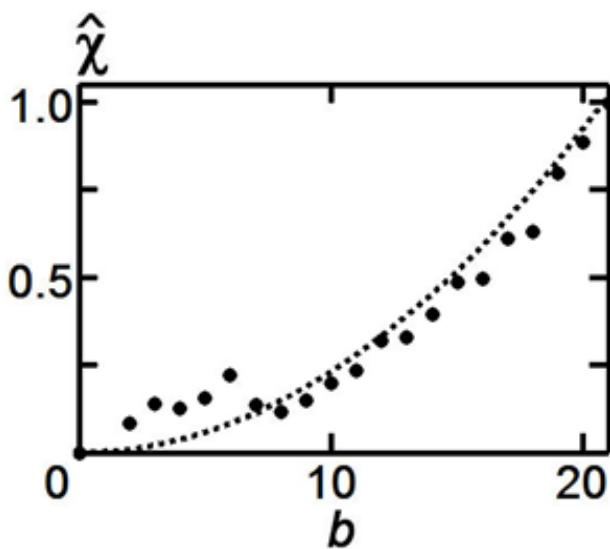


Рис. 10. Зависимость нормированного коэффициента усиления $\hat{\chi}$ от числа b элементов антенны. Точки – расчетные значения, пунктир – квадратичная зависимость.

Таблица 2

Предельные удаления шумового источника в зависимости от входного отношения c/p .

Отношение $c/p, q$	Одиночный приемник	Линейная антенна, число элементов $B = 21$
	Предельное удаление шумового источника $r_{\text{lim}}, \text{км}$	
10^{-3}	49.2	206.6
10^{-4}	15.5	65.0
10^{-5}	4.9	20.5
10^{-6}	1.5	6.3

(27). Время наблюдения $\Delta t = 60$ с, величина $|dh_{1M}(\omega_0)/d\omega| = 6.3 \cdot 10^{-6}$ с/м (см. Табл. 1), параметр $\chi/B = 17.62$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интенсивное внедрение в течение последних нескольких лет интерферометрической обработки в гидроакустику уже позволило получить ряд новых результатов с использованием одиночных приемников, заставив пересмотреть сложившиеся ранее классические методы обработки (matched-field processing), короче говоря, все те направления, где играет роль интерференция волн. Эти соображения, а также, конечно, в большой степени важность физических и прикладных задач, которые можно решить с использованием антенн, стимулировало рассмотрение интерферометрической обработки с применением протяженных линейных антенн. Получено выражение для распределения спектральной плотности голограммы, определяющее коэффициент усиления, характеристику направленности. Оценены помехоустойчивость и предельное удаление шумового источника. Полученные результаты значительно расширяет область применения интерферометрической обработки. Материал проиллюстрирован числовыми расчетами для низкочастотной области шумового источника, позволяющими достаточно ясно представить эффективность интерферометрической обработки при работе с многоэлементными антеннами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов ГН, Кузькин ВМ, Пересёлков СА. Спектрограмма и локализация источника звука в мелком море. *Акуст. журн.*, 2017, 63(4):406-418.
2. Казначеев ИВ, Кузнецов ГН, Кузькин ВМ, Пересёлков СА. Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником. *Акуст. журн.*, 2018, 64(1):33-45.
3. Kaznacheeva ES, Kuznetsov GN, Kuz'kin VM, Lyakhov GA, Pereselkov SA. Measurement capability of the interferometric method of sound source localization in the absence of data on the waveguide transfer function. *Phys. Wave Phenom.*, 2019, 27(1):73-78.
4. Kuz'kin VM, Kuznetsov GN, Pereselkov SA, Grigor'ev VA. Resolving power of the interferometric method of source localization. *Phys. Wave Phenom.*, 2018, 26(2):150-159.
5. Kuznetsov GN, Kuz'kin VM, Lyakhov GA, Pereselkov SA, Prosovetskiy DYU. Direction finding of a noise sound source. *Phys. Wave Phenom.*, 2019, 27(3):237-241.
6. Чупров СД. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане. В кн.: *Акустика океана. Современное состояние*. М., Наука, 1982, с. 71-82.
7. Kuz'kin VM, Pereselkov SA, Zvyagin VG, Malykhin AYU, Prosovetskiy DYU. Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on oceanic shelf. *Phys. Wave Phenom.*, 2018, 26(2):160-167.
8. Badiey M, Kuz'kin VM, Lyakhov GA, Pereselkov SA, Prosovetskiy DYU, Tkachenko SA. Intense internal waves and their manifestation in the interference patterns of received signals on oceanic shelf. Part II. *Phys. Wave Phenom.*, 2019, 27(4):313-319.
9. Бреховских ЛМ, Лысанов ЮП. *Теоретические основы акустики океана*. Л., Гидрометеониздат, 1982, 264 с.
10. Ландсберг ГС. *Оптика*. М., Наука, 1976, 92 с.

Кузькин Венедикт Михайлович

д.ф.-м.н.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
38, ул. Вавилова, Москва 119991, Россия

E-mail: kumiov@yandex.ru

Пересёлков Сергей Алексеевич

д.ф.-м.н.

Воронежский государственный университет
1, Университетская пл., Воронеж 394006, Россия

E-mail: pereselkov@yandex.ru

Ткаченко Сергей Александрович

аспирант

Воронежский государственный университет
1, Университетская пл., Воронеж 394006, Россия

E-mail: sega-tk@mail.ru

Казначеев Илья Викторович

инженер

Воронежский государственный университет
1, Университетская пл., Воронеж 394006, Россия

E-mail: kaznacheev.ilya@gmail.com.

DOI: 10.17725/rensit.2020.12.495

Восстановление отсутствующих фрагментов изображения, искаженного вследствие дефокусировки или смаза при известной аппаратной функции

Кокошкин А.В., Новичихин Е.П.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал, <http://fire.relarn.ru/>
Фрязино 141190, Московская область, Российская Федерация

E-mail: shvarts65@mail.ru, epnov@mail.ru

Поступила 30.04.2020, рецензирована 18.05.2020, принята 29.05.2020

Представлена действительным членом РАЕН В.В. Колесовым

Аннотация: В данной работе на примерах проведен сравнительный анализ методов восстановления искажённого дефокусировкой или смазом изображений по неполным данным. Неполные данные означают отсутствие каких-либо фрагментов изображения, которые ретушировались с помощью разных видов интерполяции - линейной, сплайн и разработанного нами метода интерполяции последовательно вычисляемого спектра Фурье (МИПВС). Затем ко всему изображению применялся известный метод деконволюции - Фильтр Винера (ФВ). Анализ качества восстановления, проведённый на примере аэрокосмических изображений, позволяет утверждать, что использование МИПВС для заполнения отсутствующих фрагментов (лакун) является либо предпочтительным, либо не менее конкурентоспособным, чем альтернативные методы. Это является следствием того что МИПВС не просто ретуширует лауну, но и пытается реконструировать утерянные данные.

Ключевые слова: искажённые изображения, дистанционное зондирование земной поверхности, смазывание, дефокусирование, отсутствующие фрагменты, интерполяция, восстановление

УДК 621.369

Благодарности: Работа выполнена в рамках государственного задания ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Для цитирования: Кокошкин А.В., Новичихин Е.П. Восстановление отсутствующих фрагментов изображения, искаженного вследствие дефокусировки или смаза при известной аппаратной функции. РЕНСИТ, 2020, 12(4)495-506. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.495.

Restoring Missing Fragments of a Distorted Image Due to Defocusing or Blur of a Known Hardware Function

Alexander V. Kokoshkin, Evgeny P. Novichikhin

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Fryazino Branch, <http://fire.relarn.ru/>
Fryazino 141190, Moscow Region, Russian Federation

E-mail: shvarts65@mail.ru, epnov@mail.ru

Received April 05, 2020, peer-reviewed May 18, 2020, accepted May 29, 2020

Abstract: In this paper, a comparative analysis of the methods for recovering images distorted by defocusing or blurring from incomplete data is performed using examples. Incomplete data means the absence of any image fragments that were retouched using different types of interpolation - linear, spline and the interpolation method for the sequential calculation of the Fourier spectrum (IMSCS) developed by us. Then, the famous deconvolution method, the Wiener Filter (WF), was applied to the entire image. Analysis of the quality of restoration, carried out on the example of aerospace images, suggests that using IMSCS to fill in missing fragments (gaps) is either preferred or no less competitive than alternative methods. This is a consequence of the fact that IMSCS does not just retouch the gap, but also tries to reconstruct the lost data.

Keywords: distorted images, remote sensing of the earth's surface, blurring, defocusing, missing fragments, interpolation, restoration

UDC 621.369

Acknowledgements: The work was carried out within the framework of the state assignment of the V.A. Kotelnikov FIRE of RAS

For citation: Alexander V. Kokoshkin, Evgeny P. Novichikhin. Restoring Missing Fragments of a Distorted Image Due to Defocusing or Blur of a Known Hardware Function. *RENSIT*, 2020, 12(4):495-506. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.495.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (496)
 2. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ (497)
 3. АППАРАТНАЯ ФУНКЦИЯ ДЕФОКУСИРОВКИ (498)
 4. АППАРАТНАЯ ФУНКЦИЯ СМАЗА (500)
 5. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЙ ПРИМЕР (502)
 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (504)
- ЛИТЕРАТУРА (504)

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка методов дистанционного зондирования поверхности Земли и других планет является актуальным направлением в науке и технике. А одной из узловых задач цифровой обработки изображений является восстановление отсутствующих частей (лакун). В аэрокосмических изображениях потери данных могут возникать из-за особенностей траекторий летательного аппарата, затенений облаками или при технических сбоях регистрирующей аппаратуры. В ряде случаев неполнотаданных в публикуемых изображениях может означать сознательное изъятие фрагментов с целью сокрытия информации. Таким образом, совершенствование методов реконструкции лакун является одним из важнейших направлений.

Среди самых распространённых искажений изображений можно выделить дефокусировку и смаз, что может быть описано на основе уравнения свертки [1,2] с соответствующей искажающей аппаратной функцией (АФ). В работах [3-5] рассматривалась возможность восстановления изображений искажённых смазом и дефокусировкой по неполным данным. Лакун на таких изображениях ретушировались с помощью линейной интерполяции. Затем

ко всему изображению применялись известные методы деконволюции. В [6-13] показаны возможности заполнения отсутствующих частей изображения с помощью вейвлетов, различных видов интерполяции (билинейной, сплайновой, тригонометрической, полиномиальной) с целью реконструкции искажений вызванных известной АФ. Однако, предполагаемая прямоугольная форма лакуны и появление дополнительных артефактов после деконволюции вызванных таким ретушированием, ограничивают возможности применения этих методов.

В работе [14] рассматривается разработанный нами метод интерполяции последовательно вычисляемого спектра Фурье (МИПВС), который способен заполнять лакуны произвольной формы. В работах [15-19] показаны возможные области применения МИПВС и проводился сравнительный анализ методов, применяемых при заполнении лакун на изображениях.

Настоящая работа посвящена сравнительному анализу того, как методы интерполяции отсутствующих фрагментов, искаженных вследствие дефокусировки или смаза изображений, при известной аппаратной функции, влияют на конечный результат восстановления. МИПВС сравнивается с линейной интерполяцией и сплайн интерполяцией, описанной в [20, 21]. Физический смысл сплайн интерполяции заключается в том, что для произвольного набора опорных точек (узлов) решается система линейных уравнений, моделирующая поведение изогнутой упругой пластинки. При этом существует возможность учитывать при вычислении сплайна кайму вокруг лакуны шириной от одного до нескольких ближайших

пикселей. Такой подход обладает определённой универсальностью и может быть применим для сравнительного анализа с методом интерполяции последовательно вычисляемого спектра Фурье. Сравнение МИПВС с более простыми способами интерполяции, например линейной, будет не вполне корректным. Тем не менее линейная интерполяция будет использована нами в этой работе, поскольку при аппаратной функции линейного смаза она точно соответствует искажению. Таким образом, при условии точного совпадения ориентации смаза и линии интерполяции, все другие методы заполнения лакуны оказываются в более тяжёлом положении по сравнению с линейной интерполяцией.

2. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

В качестве тестовых используем аэрокосмические изображения взятые из общедоступных интернет ресурсов. Существует большое количество методов определения искажающей аппаратной функции по исходному изображению и способов "слепой" деконволюции [1,22-26], но любая неточность при определении параметров АФ неизбежно приведёт к ухудшению качества восстановления. Поэтому, чтобы исключить дополнительные мешающие факторы, в этой работе предполагается, что аппаратные функции точно известны. Заполнение лакуны производится с помощью линейной интерполяции, сплайна и МИПВС.

Отсутствующий фрагмент имеет квадратную форму и меняется в размерах от опыта к опыту. Форма его выбрана квадратной, чтобы поставить все рассматриваемые методы интерполяции в равные условия, поскольку у МИПВС (в отличии от альтернативных методов) произвольная форма лакуны не вызывает затруднений. Восстановление изображения с реконструированной лакуной производится с помощью Фильтра Винера (ФВ) [1]. Никакой коррекции артефактов после деконволюции не проводится. Объективным критерием качества восстановления будем считать относительные величины среднего квадратичного отклонения результата восстановления с интерполированной лакуной от восстановления изображения без лакуны, принимаемого за "идеальное".

В [4] было показано что невозстановимая область определяется относительными размерами лакуны (в [4] затеняющего объекта) и величиной расфокусировки изображения. Таким образом, в нашей работе размер пятна дефокусировки выбран достаточно большим из соображений того, что при малом размере АФ, или как иногда говорят – функции размытия точки (ФРТ), мало заметны эффекты затенения. По результатам [4] очевидно, что внутри лакуны можно надеяться только на частичное восстановление утерянных данных, и только в пределах радиуса пятна размытия от края лакуны. **Рис. 1** показывает лакуну чёрным цветом, серые окружности обозначают зону

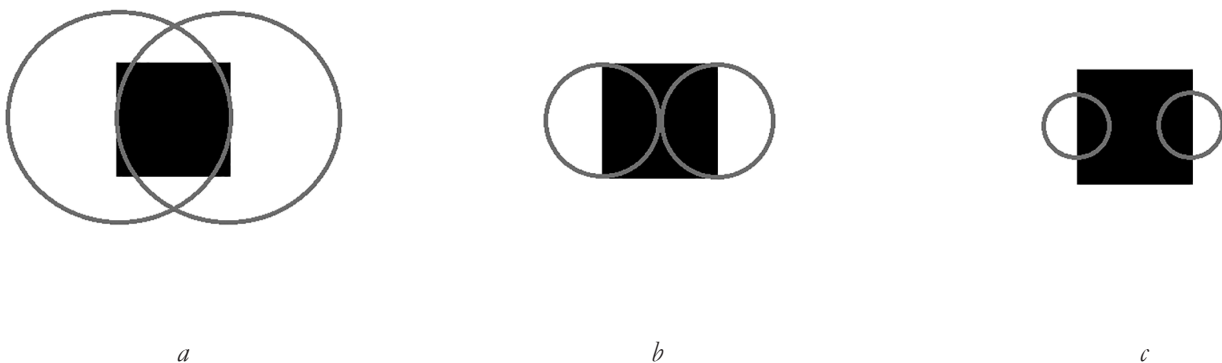


Рис. 1. Зона покрытия АФ при разных относительно друг друга размерах лакуны (чёрный квадрат) и АФ "круглое пятно" (окружности серого цвета): (a) - АФ значительно шире лакуны; (b) - радиус АФ равен полуширине квадратной лакуны; (c) - АФ значительно меньше лакуны.

покрытия АФ при разных относительно друг друга размерах лакуны и АФ.

Таким образом, при известной АФ радиусом $S = 10$ пикселей позитивным является прогноз на реконструкцию лакуны размером не более 20 на 20 пикселей. В предлагаемой работе мы варьируем размер лакуны от 10 на 10 пикселей до 30 на 30 пикселей. Т.е. мы начинаем исследование качества реконструкции из зоны достаточно уверенного восстановления (лакуна минимального размера – рис. 1а) и заканчиваем в зоне заведомо проблемного восстановления центра лакуны максимального размера – рис. 1в. В дальнейшем на всех рисунках в этой работе приводятся результаты реконструкции изображений для самого трудного из выбранных случаев – размера лакуны 30 на 30 пикселей. Это сделано, дабы читатели смогли

визуально (экспертным способом) оценить качество восстановления.

Аналогичные рассуждения использовались и для выбора относительных размеров лакуны и длины АФ прямолинейного смаза. При моделировании аппаратной функции смаза предполагаем, что в процессе съёмки искажение происходит по причине равномерного поступательного движения регистрирующей системы (предположительно летательного аппарата) относительно сцены изображения. Таким образом, за аппаратную функцию смаза примем горизонтальную линию длиной $SL = 21$ пикселей.

3. АППАРАТНАЯ ФУНКЦИЯ ДЕФОКУСИРОВКИ

Последовательность действий, необходимых для проведения сравнительного анализа

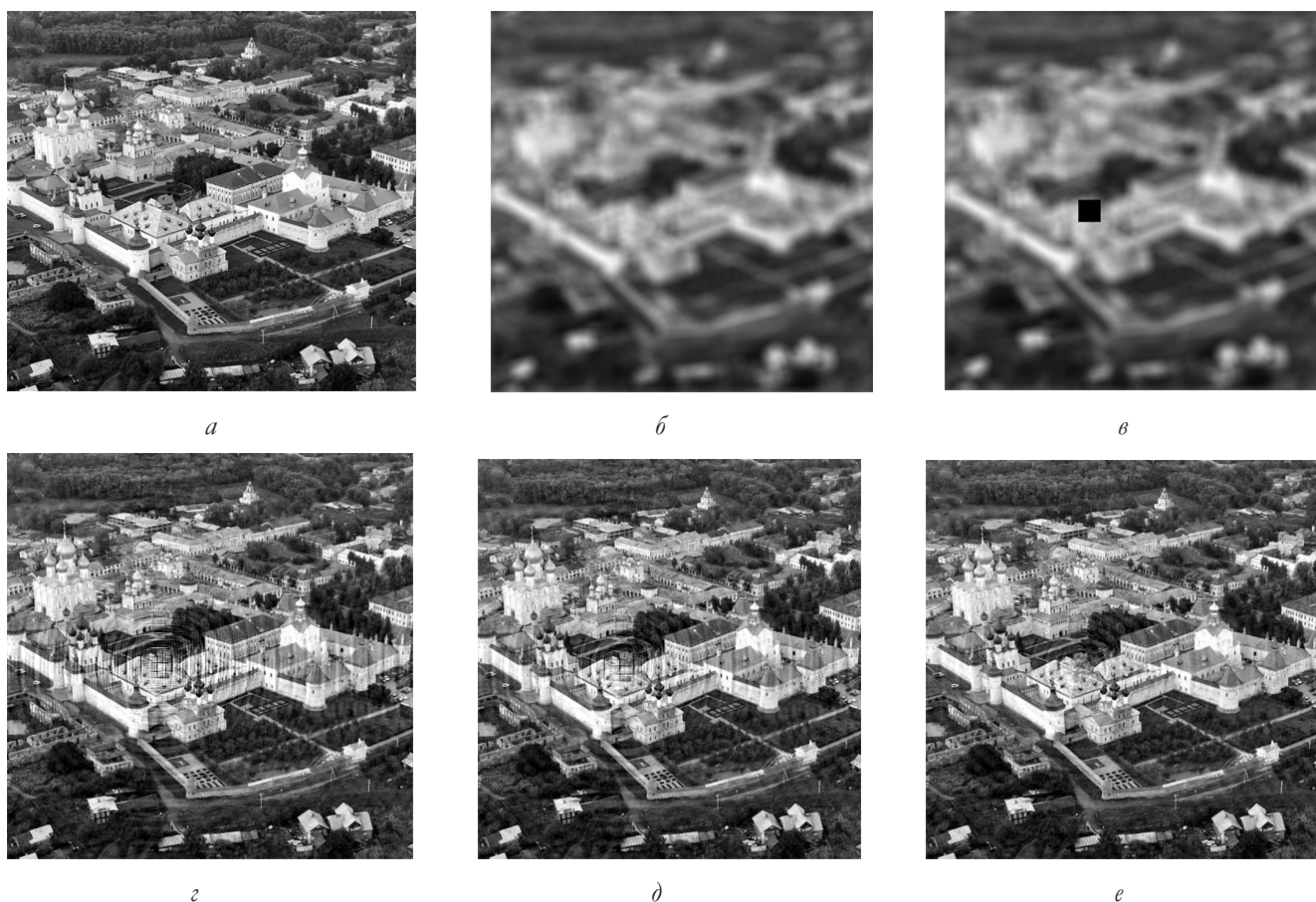


Рис. 2. (а) - исходное тестовое аэрокосмическое изображение; (б) - дефокусированное изображение рис. 2а ($S=10$ пикселей); (в) - изображение рис. 2б с отсутствующим фрагментом 30 на 30 пикселей (чёрный цвет); (г) - восстановление с помощью Филтра Винера Рис. 2в с лакуной заполненной с помощью линейной интерполяции; (д) - восстановление с помощью Филтра Винера Рис. 2в с лакуной заполненной с помощью сплайн интерполяции; (е) - восстановление с помощью Филтра Винера Рис. 2в с лакуной заполненной с помощью МПІВС.

влияния методов интерполяции отсутствующих фрагментов на конечный результат восстановления, выглядит следующим образом. На **рис. 2а** показано аэрокосмическое изображение Ростова Великого размером 512 на 512 пикселей. На **рис. 2б** изображение **рис. 2а** после дефокусировки известной АФ радиусом $S = 10$ пикселей. **Рис. 2в** – это **рис. 2б** с отсутствующим фрагментом размером 30 на 30 пикселей (чёрный цвет). **Рис. 2г** – восстановление с помощью Фильтра Винера **рис. 2в** с лакуной, заполненной с помощью линейной интерполяции. **Рис. 2д** – восстановление с помощью Фильтра Винера **рис. 2в** с лакуной, заполненной с помощью сплайн интерполяции. **Рис. 2е** – восстановление с помощью Фильтра Винера **рис. 2в** с лакуной, заполненной с помощью МИПВС.

Рис. 3 представляет собой фрагмент **рис. 2**. Он демонстрирует фрагмент 90 на 90 пикселей с лакуной 30 на 30 пикселей внутри. Каждый

из **рис. 3** (от *а* до *е*) является фрагментом соответствующего **рис. 2** (от *а* до *е*).

При внимательном изучении изображений на **рис. 2г,д,е** видно, что на восстановленных изображениях интенсивность артефактов по всей площади последовательно снижается от заполнения лакуны с помощью линейной интерполяции до заполнения лакуны с помощью МИПВС. Это подтверждается данными **рис. 4а**, на котором показана зависимость среднего квадратичного отклонения по всему изображению результата восстановления с интерполированной лакуной от восстановления изображения без лакуны, принимаемого за "идеальное", по горизонтали - размер лакуны (DL). СКО для соответствующей интерполяции обозначено следующим образом: SKOL – линейной, SKOS – сплайн, SKOF – МИПВС. На **рис. 4б** показаны аналогичные зависимости СКО от размера лакуны, вычисленные только внутри самой лакуны. СКО для соответствующей интерполяции обозначено следующим образом: SKOLm – линейной,

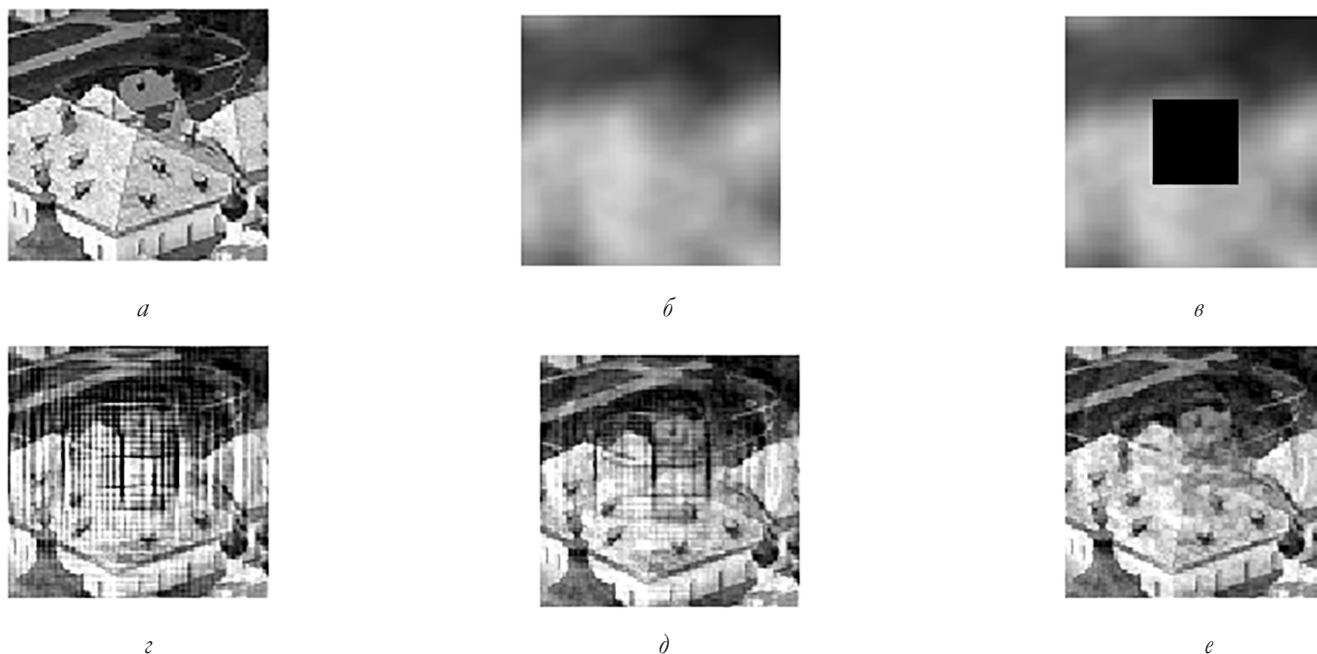


Рис. 3. Фрагменты размером 90 на 90 пикселей: (а) - исходного тестового аэрокосмического изображения; (б) - дефокусированного изображения **рис. 2а** ($S = 10$ пикселей); (в) - изображения **2б** с отсутствующим фрагментом 30 на 30 пикселей (чёрный цвет); (г) - восстановленного с помощью Фильтра Винера **Рис. 2в** с лакуной заполненной с помощью линейной интерполяции; (д) - восстановленного с помощью Фильтра Винера **Рис. 2в** с лакуной заполненной с помощью сплайн интерполяции; (е) - восстановленного с помощью Фильтра Винера **Рис. 2в** с лакуной заполненной с помощью МИПВС.

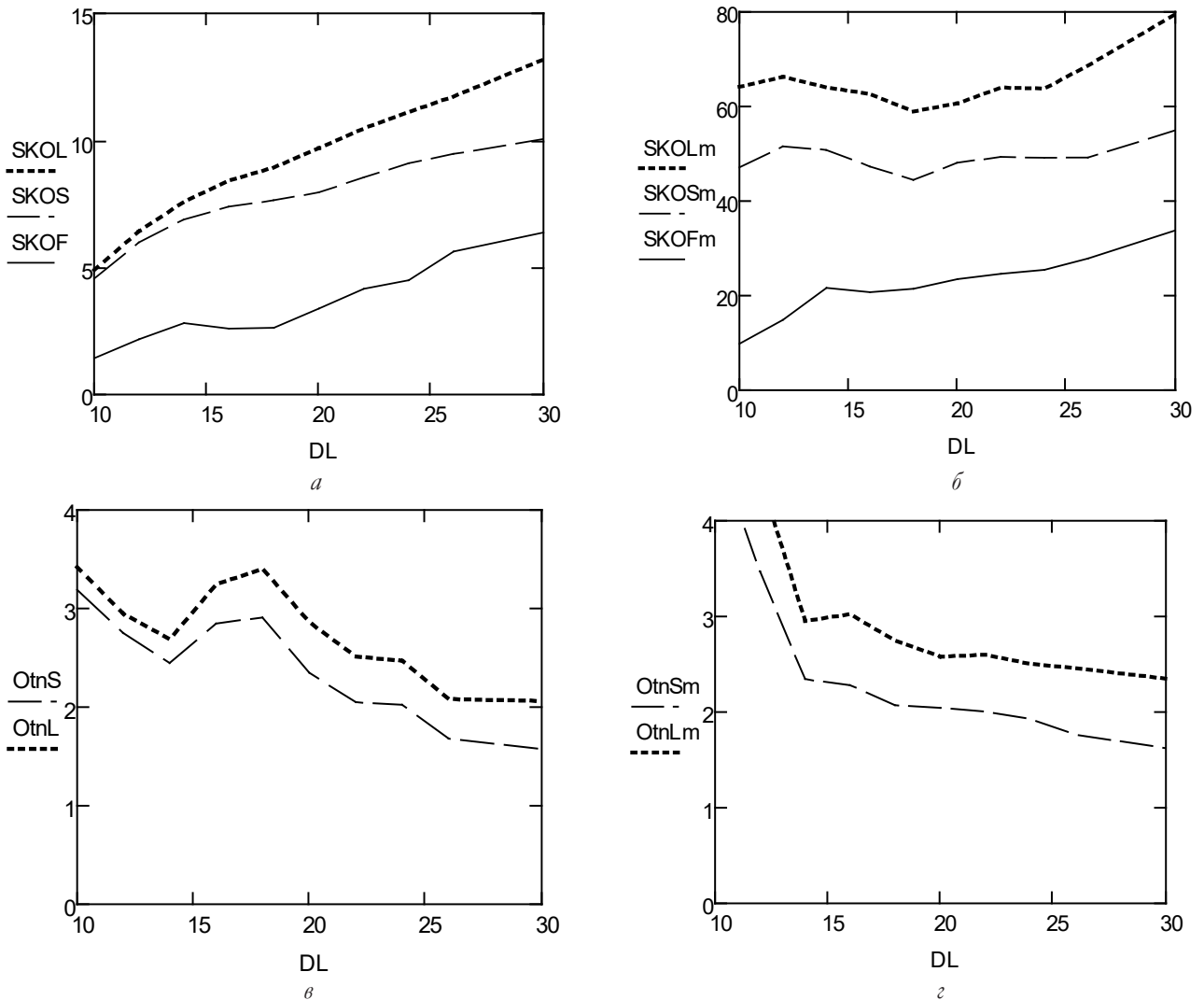


Рис. 4. Случай АФ дефокусировки. Среднее квадратичное отклонение результата восстановления с интерполированной лакуной от восстановления изображения без лакуны принимаемого за "идеальное": (а) – по всему изображению (обозначения интерполяций: SKOL – линейная, SKOS – сплайн, SKOF – МИПВС); (б) – только по площади лакуны (обозначения интерполяций: SKOLm – линейная, SKOSm – сплайн, SKOFm – МИПВС); (в) – отношения $OtnS = SKOS/SKOF$, $OtnL = SKOL/SKOF$; (г) – отношения $OtnSm = SKOSm/SKOFm$, $OtnLm = SKOLm/SKOFm$.

SKOSm – сплайн, SKOFm – МИПВС. Рисунки 4а и 4б констатируют существенное преимущество МИПВС (сплошная линия) по сравнению с линейной (пунктир) и сплайн (прерывистая линия) интерполяциями. Рис. 4в изображает зависимости $OtnS = SKOS/SKOF$, $OtnL = SKOL/SKOF$ от размера лакуны DL. Они показывают, во сколько раз SKO восстановления по всему изображению при линейной ($OtnL$) или сплайн ($OtnS$) интерполяциях больше SKO восстановления при МИПВС. Аналогично рис. 4г иллюстрирует зависимости $OtnSm = SKOSm/SKOFm$, $OtnLm = SKOLm/SKOFm$

относящиеся к SKO исключительно внутри восстановленной лакуны. Все зависимости указывают на значительно лучшую работу МИПВС по сравнению с конкурирующими методами.

4. АППАРАТНАЯ ФУНКЦИЯ СМАЗА

Полагаем, что линейная интерполяция происходит точно по линии смаза (длиной $SL = 21$ пикселей). В этом случае остальные виды заполнения лакуны оказываются в более трудном положении. Исходным тестовым является изображение рис. 2а. С целью экономии места здесь (на рис. 5) приводим

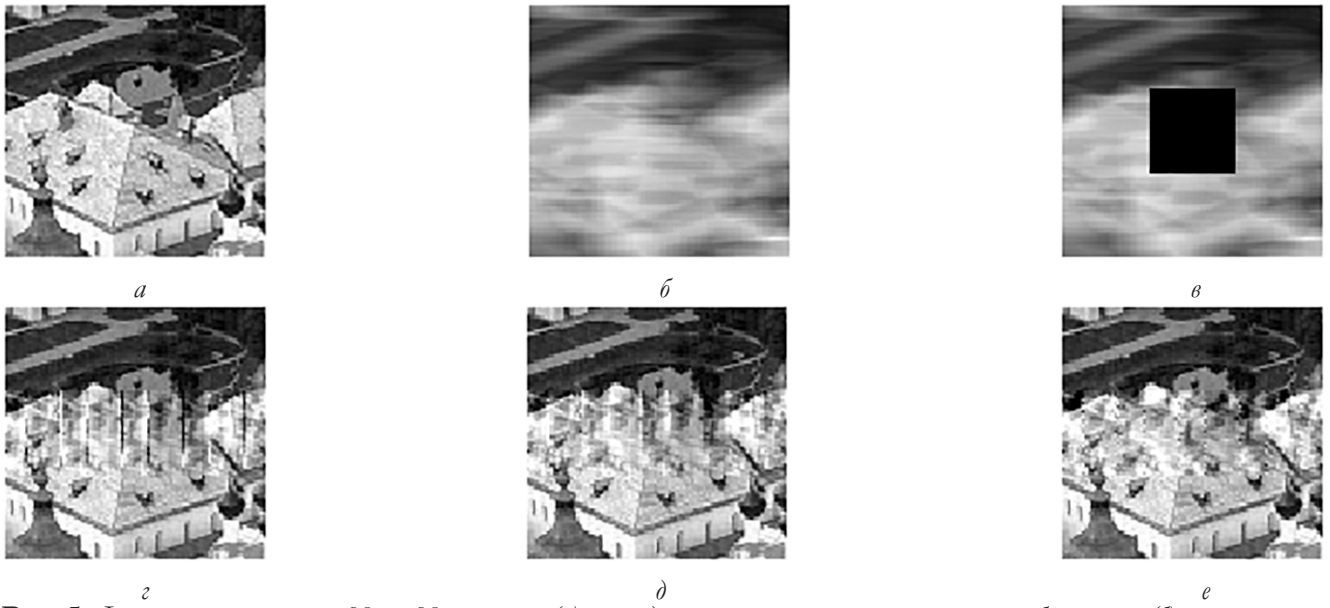


Рис. 5. Фрагменты размером 90 на 90 пикселей: (а) - исходного тестового аэрокосмического изображения; (б) - искажённого мазом изображения рис. 2а ($SL=21$ пикселей); (в) - изображения 5б с отсутствующим фрагментом 30 на 30 пикселей (чёрный цвет); (z) - восстановленного с помощью Филтра Винера рис. 5в с лакуной заполненной с помощью линейной интерполяции; (д) - восстановленного с помощью Филтра Винера рис. 5в с лакуной заполненной с помощью сплайн интерполяции; (е) - восстановленного с помощью Филтра Винера рис. 5в с лакуной заполненной с помощью МП ПВС.

только фрагменты тестового изображения 30 пикселей посередине. На самом деле, как размером 90 на 90 пикселей с лакуной 30 на 30 пикселей и для АФ дефокусировки, восстановление

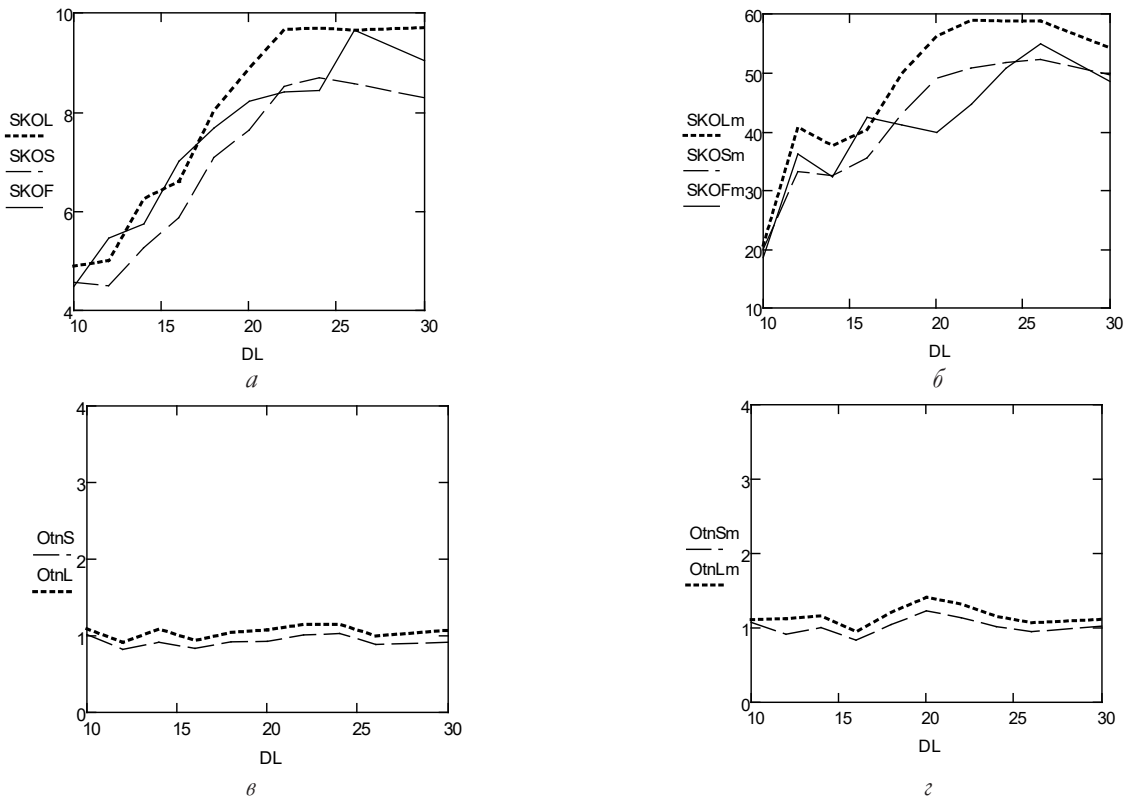


Рис. 6. Случай АФ смаза. Среднее квадратичное отклонение результата восстановления с интерполированной лакуной от восстановления изображения без лакуны принимаемого за "идеальное": (а) — по всему изображению (обозначения интерполяций: SKOL — линейная, SKOS — сплайн, SKOF — МП ПВС); (б) — только по площади лакуны (обозначения интерполяций: SKOLm — линейная, SKOSm — сплайн, SKOFm — МП ПВС); (в) — отношения $OtnS = SKOS/SKOF$, $OtnL = SKOL/SKOF$; (z) — отношения $OtnSm = SKOSm/SKOFm$, $OtnLm = SKOLm/SKOFm$.



Рис. 7. Исходное изображение С-75 в пустыне.

производилось по всему изображению 512 на 512 пикселей. То есть все действия для АФ смаза проводились как и для АФ дефокусировки.

Рис. 6 является аналогом рис. 4, только для АФ смаза. Обозначения те же самые. Поведение кривых на рис. 6 указывает на то, что, по объективному критерию СКО от "идеала", ни одна из исследуемых интерполяций не имеет преимуществ перед альтернативными. Особенно наглядно об этом свидетельствуют рис. 6в и рис. 6г, которые, соответственно демонстрируют поведение зависимости $OtnS = SKOS/SKOF$, $OtnL = SKOL/SKOF$ (для СКО по всему изображению) от размера

лакуны DL и зависимости $OtnSm = SKOSm/SKOFm$, $OtnLm = SKOLm/SKOFm$ (для СКО только внутри восстановленной лакуны). На рис. 6в и рис. 6г СКО восстановления по всему изображению (или СКО только в лакуне) при линейной или сплайн интерполяциях практически равно СКО восстановления при МИПВС, т.е. их отношение близко к единице для всех размеров лакуны. В то время как для АФ дефокусировки (рис. 4в и рис. 4г) восстановление после МИПВС показывало гораздо лучшие результаты, чем реконструкция после ретуширования лакуны с помощью конкурирующих методов интерполяции. Заметим, что экспертная оценка результатов восстановления на рис. 5г, рис. 5д, рис. 5е, в связи с кажущимся визуально меньшими артефактами, указывает на предпочтение для использования МИПВС. Однако по объективному критерию СКО от "идеала" ни один из методов интерполяции преимуществ не имеет.

5. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЙ ПРИМЕР

В заключение приведём пример для известного аэрокосмического изображения "позиции египетских ПВО С-75 в пустыне" рис. 7.

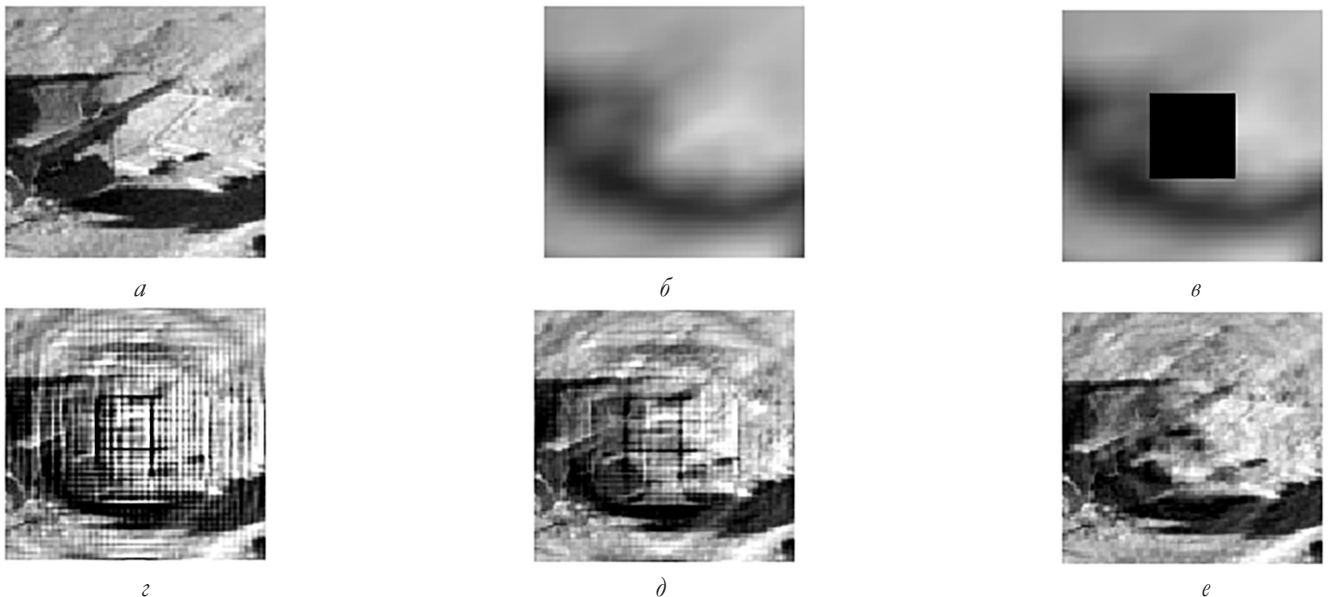


Рис. 8. Фрагменты размером 90 на 90 пикселей: (а) — исходного тестового аэрокосмического изображения рис. 7; (б) — дефокусированного изображения рис. 7 ($S=10$ пикселей); (в) — изображения 8б с отсутствующим фрагментом 30 на 30 пикселей (чёрный цвет); (г) — восстановленного с помощью Филтра Винера рис. 8в с лакуной заполненной с помощью линейной интерполяции; (д) — восстановленного с помощью Филтра Винера рис. 8в с лакуной заполненной с помощью сплайн интерполяции; (е) — восстановленного с помощью Филтра Винера рис. 8в с лакуной заполненной с помощью МИПВС.

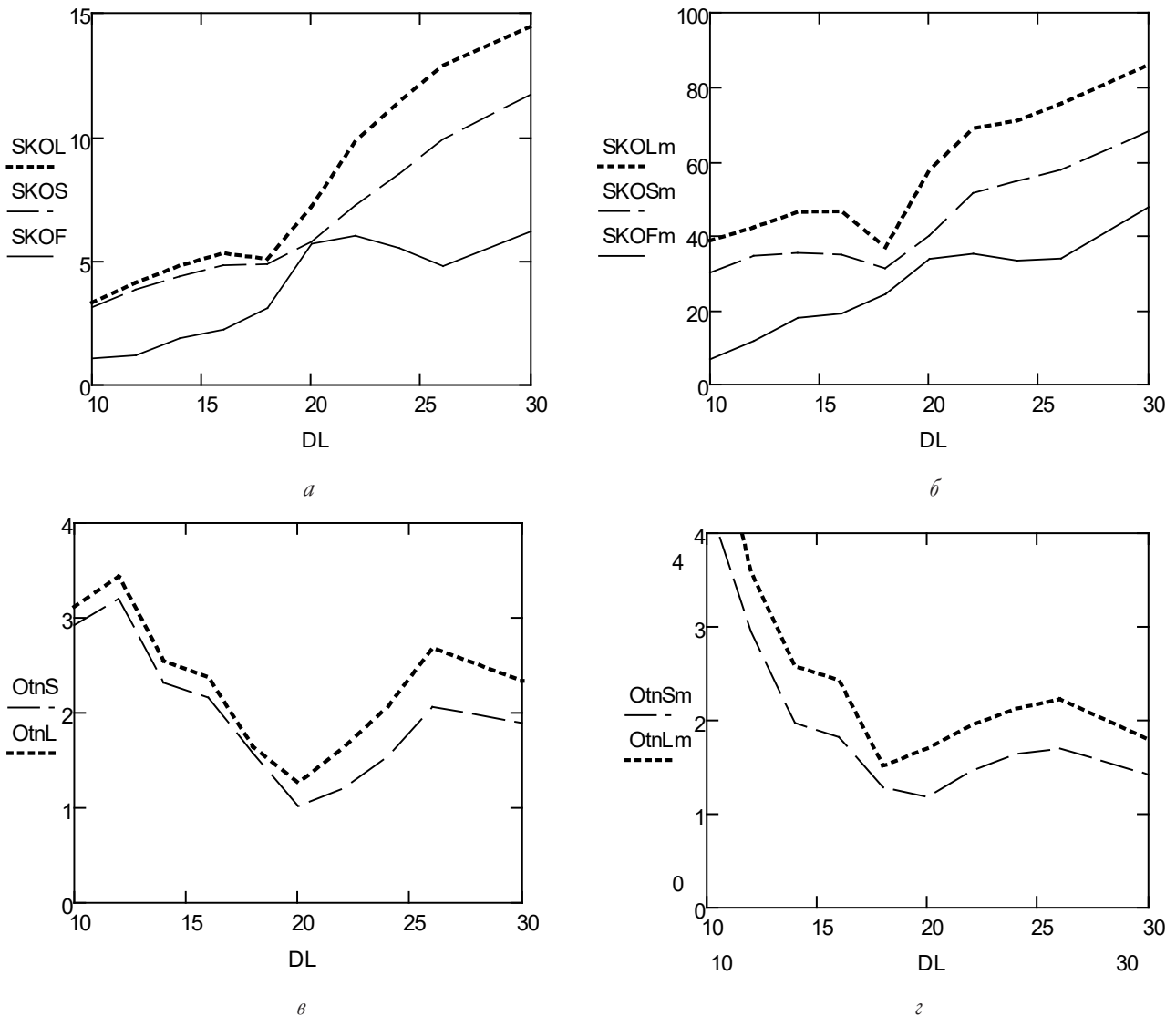


Рис. 9. Для АФ дефокусировки рисунка 7. Среднее квадратичное отклонение результата восстановления с интерполированной лакуной от восстановления изображения без лакуны, принимаемого за "идеальное": (а) – по всему изображению (обозначения интерполяций: SKOL – линейная, SKOS – сплайн, SKOF – МИПВС); (б) – только по площади лакуны (обозначения интерполяций: SKOLm – линейная, SKOSm – сплайн, SKOFm – МИПВС); (в) – отношения $OtnS = SKOS/SKOF$, $OtnL = SKOL/SKOF$; (г) – отношения $OtnSm = SKOSm/SKOFm$, $OtnLm = SKOLm/SKOFm$.

Исходное фото:
<https://picryl.com/media/an-aerial-view-of-soviet-built-sa-2b-guideline-surface-to-air-missiles-positioned-016058>.

Для этого изображения проведена вся аналогичная последовательность действий по моделированию, обработке и анализу как для предыдущего фото (в случае АФ дефокусировки). Лакуна создавалась в районе левой нижней ракетной установки. **Рис. 8а** представляет собой фрагмент изображения рис. 7. Последовательность рисунков 8 является

аналогом рис. 3 90 на 90 пикселей с лакуной 30 на 30 пикселей внутри, возникающая в результате последовательности действий: дефокусировка – рис. 8б, создание лакуны рис. 8в, восстановление с помощью ФВ при линейной интерполяции лакуны – рис. 8г, восстановление с помощью ФВ при сплайн интерполяции лакуны – рис. 8д, восстановление с помощью ФВ при интерполяции лакуны с помощью МИПВС – рис. 8е.

Поведение кривых на **рис. 9** в общих чертах соответствует аналогичным графикам,

представленным на рис. 4. Т.е. указывает на преимущество при использовании МИПВС для ретуширования отсутствующих фрагментов по сравнению с альтернативными методами интерполяции. Мы полагаем, что это происходит потому, что МИПВС, работая в частотной области, использует все доступные данные (исходное изображение), в то время как сплайн или линейная интерполяция, производя действия в пространственной области, оперирует информацией о краях лакуны. Таким образом, МИПВС не просто ретуширует, но и пытается реконструировать утерянные данные [14,15,16,19]. Некоторые колебания кривых на рис. 9 имеют место в связи со спецификой выбранного изображения и, в том числе, зависят от места положения лакуны. Очевидно, что если лакуна будет находиться на "ровном" месте (чистое небо или гладкая пустыня), то нет особой разницы, каким из методов интерполяций заполнить место утерянных данных. Совсем другое дело, если отсутствует фрагмент высоко информативного изображения (насыщенного различными элементами).

6. ВЫВОДЫ

Сравнительный анализ как по экспертной оценке, так и по объективному критерию СКО от "идеала", показывает, что при решении задач восстановления отсутствующих фрагментов, искаженных вследствие дефокусировки изображений при известной аппаратной функции, использование МИПВС является предпочтительным по сравнению с линейной и со сплайн интерполяциями. В то же самое время, несмотря на кажущуюся благоприятной для МИПВС экспертную оценку при АФ смаза, СКО не показывает преимущества ни для одного из рассматриваемых здесь методов ретуширования лакуны. Таким образом, предложенный нами МИПВС в каждом из рассмотренных вариантов АФ является либо предпочтительным, либо не менее конкурентоспособным, чем альтернативные методы. Мы полагаем, что это происходит потому, что МИПВС, работая в частотной

области, использует все доступные данные (всё исходное изображение), в то время как сплайн или линейная интерполяция, производя действия в пространственной области, оперирует информацией только о краях лакуны. Таким образом, МИПВС не просто ретуширует, но и пытается реконструировать утерянные данные [14,15,16,19].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гонсалес Р, Вудс Р. *Цифровая обработка изображений*. М., Техносфера, 2005, 1071 с.
2. Гуляев ЮВ, Зражевский АЮ, Кокошкин АВ, Коротков ВА, Черепенин ВА. Коррекция пространственного спектра, искаженного оптической системой, с помощью метода опорного изображения. Часть 2. Адаптивный метод опорного изображения (АМОИ). *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*. 2013, №12. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/dec13/2/text.html>.
3. Кокошкин АВ, Коротков ВА, Новичихин ЕП. Эффекты полузатенения при восстановлении изображений, искажённых смазом. *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*, 2014, №9. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/sep14/3/text.html>.
4. Зражевский АЮ, Кокошкин АВ, Коротков ВА, Коротков КВ. Восстановление дефокусированного частично затененного изображения. *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*, 2014, №10. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/oct14/9/text.html>.
5. Кокошкин АВ, Коротков ВА, Коротков КВ, Новичихин ЕП. Сравнение объективных методов оценки качества цифровых изображений. *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*, 2015, №6. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jun15/15/text.html>.
6. Jong-Keuk Lee, Ji-Hong Kim, Jin-Seok Seo. Adaptive Recovery of Image Blocks Using Spline Approach. *IJCSNS International Journal of Computer Science and Network Security*, 2011, 11(2)213-217.

7. Jiho Park, Dong-Chul Park, Mark RJ, El-Sharkawi MA. Block loss recovery in DCT image encoding using POCS. *Proc. 2002 IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS)*, Vol. 5. DOI: 10.1109/ISCAS.2002.1010686.
8. Strohmer T. Computationally attractive reconstruction of bandlimited images from irregular samples. *IEEE Trans. on Image Processing*, 1997, 6(4):540-548.
9. Chen Chen, Tramel Eric W, Fowler James E. Compressed-Sensing Recovery of Images and Video Using Multihypothesis Predictions. *Conference Record of the Forty Fifth Asilomar Conference on Signals, Systems and Computers (ASILOMAR)*, Pacific Grove, CA, 2011, pp. 1193-1198, doi: 10.1109/ACSSC.2011.6190204.
10. Seung Hwa Hyun, Sang Soo Kim, Byoung Chul Kim, Il Kyu Eom, Yoo Shin Kim. Efficient Directional Interpolation for Block Recovery Using Difference Values of Border Pixels. *Congress on Image and Signal Processing*, 2008, (CISP '08), vol. 3:565-568, doi: 10.1109/CISP.2008.659.
11. Hsieh Ching-Tang, Chen Yen-Liang and Hsu Chih-Hsu. Fast Image Restoration Method Based on the Multi-Resolution Layer. *Tamkang Journal of Science and Engineering*, 2009, 12(4):439-448.
12. Park Jiho, Park Dong-Chul, Marks Robert J, Fellow, El-Sharkawi Mohamed. Recovery of image blocks using the method of alternating projections. *IEEE Transactions on Image Processing*, 2005, 14(4):461-474. DOI: 10.1109/TIP.2004.842354.
13. Hyuna Seung Hwa, Eomb Il Kyu, Kim Yoo Shin. Directional Filtering for Block Recovery Using Wavelet Features. *Proc. SPIE 5960, Visual Communications and Image Processing*, 2005, 5960Z (31 July 2006); doi: 10.1117/12.631414.
14. Кокошкин АВ, Коротков ВА, Коротков КВ, Новичихин ЕП. Использование спектра Фурье изображения для ретуширования и восстановления отсутствующих частей искажённого аппаратной функцией изображения. *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*. 2016, №7. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jul16/4/text.html>.
15. Кокошкин АВ, Коротков ВА, Коротков КВ, Новичихин ЕП. Применение методов цифровой обработки изображений для целей реставрации объектов изобразительного искусства. *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*. 2018, № 9. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/sep18/16/text.pdf>. DOI: 10.30898/1684-1719.2018.9.16.
16. Кокошкин АВ, Коротков ВА, Коротков КВ, Новичихин ЕП. Сравнение результатов заполнения лагун на изображениях методом интерполяции последовательного вычисления спектра Фурье и сплайн интерполяцией. *Доклады XII Всероссийской научно-технической конференции «Радиолокация и радиосвязь»*, 26-28 ноября 2018 г., Москва, ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2018, с. 14-18.
17. Кокошкин АВ, Коротков ВА, Новичихин ЕП. Сравнение методов интерполяции при достижении сверхразрешения изображений на основе анализа нескольких кадров. *Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии (РЭНСИТ)*, 2019, 11(1):85-91, doi: 10.17725/rensit.2019.11.085.
18. Кокошкин АВ, Коротков ВА, Коротков КВ, Новичихин ЕП. Выбор метода интерполяции для реализации сверхразрешения изображений. *Сборник трудов XIII Всероссийской научно-технической конференции "Радиолокация и радиосвязь"*, 25-27 ноября 2019 г., Москва, ИРЭ РАН, с. 200-204.
19. Кокошкин АВ, Коротков ВА, Коротков КВ, Новичихин ЕП. Ретуширование и восстановление отсутствующих частей изображений с помощью итерационного вычисления их спектров. *Компьютерная оптика*, 2019, 43(6):1030-1040. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-6-1030-1040.
20. Ашкеназы АВ. *Сплайн-поверхности. Основы теории и вычислительные алгоритмы*. Тверь, Изд. Тверского гос. ун-та, 2003, 82 с.

21. Нестеренко ЕА. Возможность использования сплайн-поверхности для построения поверхностей по результатам съемок. *Записки Горного института*, 2013, 204:127-133.
22. Черепенин ВА, Журавлев АВ, Чижев МА, Кокошкин АВ, Коротков ВА, Коротков КВ, Новичихин ЕП. Восстановление подповерхностных радиоголограмм как полностью, так и частично измеренных разными методами. *Радиотехника и электроника*, 2017, 62(7):672-680. DOI: 10.7868/S0033849417070038.
23. Кокошкин АВ, Коротков ВА, Коротков КВ, Новичихин ЕП. Слепое восстановление изображений, искажённых смазом и дефокусировкой, при неизвестной форме и параметрах АФ. *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*, 2014, №9. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/sep14/8/text.html>.
24. Зражевский АЮ, Кокошкин АВ, Коротков ВА, Коротков КВ, Новичихин ЕП. Универсальный опорный спектр и его использование для нахождения аппаратной функции искажения и восстановления изображений. *Доклады VIII Всероссийской научно-технической конференции "Радиолокация и радиосвязь"*, 24-26 ноября 2014 г., Москва, ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2014, с. 191-195.
25. Сизиков ВС., Степанов АВ, Меженин АВ, Бурлов ДИ, Экземпляров РА. Определение параметров искажений изображений спектральным способом в задаче обработки снимков поверхности Земли, полученных со спутников и самолётов. *Оптический журнал*, 2018, 85(4):19-27.
26. Кокошкин АВ, Коротков ВА, Коротков КВ, Новичихин ЕП. Восстановление изображений, искаженных дефокусом и смазом, без определения вида и параметров аппаратной функции. *Радиотехника и электроника*, 2019, 64(6):563-574. DOI: 10.1134/S0033849419060044.

Кокошкин Александр Владимирович

с.н.с.

ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Фрязино 141190, Московская область, Россия
shvarts65@mail.ru

Новичихин Евгений Павлович

к.ф.-м.н., с.н.с.

ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Фрязино 141190, Московская область, Россия
ernov@mail.ru

DOI: 10.17725/rensit.2020.12.507

Analyze and Evaluate the Performance Velocity Control in DC Motor

Hazim M. Alkargole, Abbas S. Hassan, Raof T. Hussein

Al-Mustansiriyah University, <https://uomustansiriyah.edu.iq/>

Imam Ali Street, C963+GH Baghdad, Iraq

E-mail: h.mobammed2@uomustansiriyah.edu.iq, abassalmbyany@uomustansiriyah.edu.iq, raoofatalal@uomustansiriyah.edu.iq

Received April 05, 2020, peer-reviewed May 18, 2020, accepted May 29, 2020

Abstract: A mathematical model of controlling the DC motor has been applied in this paper. There are many and different types of controllers have been used with purpose of analyzing and evaluating the performance of the of DC motor which are, Fuzzy Logic Controller (FLC), Linear Quadratic Regulator (LQR), Fuzzy Proportional Derivative (FPD), Proportional Integral Derivative (PID), Fuzzy Proportional Derivative with integral (FPD plus I), and Fuzzy Proportional Integral (FPI) with membership functions of 3*3, 5*5, and 7*7 rule bases. The results show that the (FLC) controller with 5*5 rule base provides the best results among all the other controllers to design the DC motor controller.

Keywords: PID controller, LQR controller, Fuzzy controller, DC Motor

UDC 681.5.01:519.6

Acknowledgment: The authors thank Mustansiriya University for its full support of this work. It is one of the Iraqi public universities named after the Mustansiriya school, which was founded in the time of the Abbasids in Baghdad in 1233 by the Caliph Al-Mustansir Billah. It was an important scientific and cultural center. Located in the capital Baghdad. Includes 13 faculties. Founded in 1963. www.uomustansiriyah.edu.iq.

For citation: Hazim M. Alkargole, Abbas S. Hassan, Raof T. Hussein. Analyze and Evaluate the Performance Velocity Control in DC Motor. *RENSIT*, 2020, 12(4):507-516. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.507.

CONTENTS

- | | |
|---|---|
| <p>1. INTRODUCTION (508)</p> <p>1.1. STATEMENT OF PROBLEM AND METHODOLOGY OF SOLUTION (508)</p> <p>2. CONTROLLERS DESIGN (508)</p> <p>2.1. CLASSICAL PID (508)</p> <p>2.1.1. PROPORTIONAL CONTROLLER (P-CONTROLLER) (508)</p> <p>2.1.2. PROPORTIONAL PLUS DERIVATIVE CONTROLLER (PD-CONTROLLER) (508)</p> <p>2.1.3. PROPORTIONAL PLUS INTEGRAL CONTROLLER (PI-CONTROLLER) (509)</p> <p>2.1.4. PROPORTIONAL PLUS INTEGRAL PLUS DERIVATIVE CONTROLLER (PID CONTROLLER) (509)</p> <p>2.1.4.1. TUNING OF PID-CONTROLLER (509)</p> <p>2.2. LINEAR QUADRATIC REGULATOR (LQR) CONTROLLER (510)</p> <p>2.3. FUZZY LOGIC CONTROLLER DESIGN (510)</p> | <p>2.3.1. MEMBERSHIP FUNCTION OF 7*7 RULE BASE (511)</p> <p>2.4. DC MOTOR (511)</p> <p>3. RESULTS AND DISCUSSION (512)</p> <p>3.1. RESPONSE OF DC MOTOR (512)</p> <p>3.2. TUNING USING PID CONTROLLER RESULTS (512)</p> <p>3.3. LQR CONTROLLER RESULTS (512)</p> <p>3.4. FUZZY LOGIC CONTROLLER RESULTS (513)</p> <p>3.5. PI-FUZZY LOGIC CONTROLLER RESULTS (513)</p> <p>3.6. PD FUZZY LOGIC CONTROLLER RESULTS (513)</p> <p>3.6.1. MEMBERSHIP FUNCTION OF 7*7 RULE BASE RESULTS (513)</p> <p>3.7. PID FUZZY LOGIC CONTROLLER RESULTS (514)</p> <p>3.7.1. MEMBERSHIP FUNCTIONS OZ. 5*5, AND 7*7 RULES BASE RESULTS (514)</p> <p>4. DISCUSSION (514)</p> <p>5. CONCLUSION (515)</p> <p>6. REFERENCES (515)</p> |
|---|---|

1. INTRODUCTION

Last decades, due to system instability, many controllers have been explored, such as PID controller, which refers to the family of controllers with various configurations of the Proportional, Integral and Derivative terms. The most common controller that has been used in industry is Conventional PID controllers due to its simplicity in tuning and effectiveness and design for general linear systems with convenient low cost and implementation. The Linear Quadratic Regulator (LQR) is a method that runs optimally controlled response in order to enable the high-performance design and the closed-loop systems [1,2]. Recently, fuzzy logic is becoming one of the most important for producing and developing a control system. Fuzzy logic has solved many complex problems as it is simple, easily maintained, and inexpensive. The mathematical model in this case is very important to build a good controller for controlling any complex system. The differential equations are the most common system that is used for discrete time systems or continuous time systems. As it's known that the nonlinear physical system could be designed based on the collected data and system identification methods but practically is difficult and challenging due to complexity particularly for conventional control design [3,4]. Furthermore. The quantitative and qualitative information could be used by the Fuzzy controller. Qualitative information has been collected from common knowledge and the expert operator strategy [5,6]. The fuzzy logic control has not been used for linear systems as most of the them based on misconceptions as mentioned above. However, the linear controllers such as PID have been able to solve any kind of control problem with less cost, effort and time. Therefore, the PID has to be tried first [2]. The main characteristics of fuzzy controllers is:

- 1) a fuzzy controller is cheaper to be developed rather than developing the other controllers such as model-based;
- 2) the fuzzy controllers are covering a wider range of operating conditions rather than LQR and PID;
- 3) the fuzzy controller is easy to be designed as it is not complicated and easy to understand [7].

1.1. STATEMENT OF PROBLEM AND METHODOLOGY OF SOLUTION

The DC motor speed may change due to disturbance present surrounding it. This will make the desired speed sometimes change and will be not maintain. By using classical Proportional Integral and Derivative (PID), Linear Quadratic Control (LQR), and soft computing methods, such Fuzzy Logic Controller (FLC), PI-Fuzzy, PID-Fuzzy and PD-Fuzzy controllers, the speed could be minimized. The main aim of this paper is analyzing and evaluating the speed control performance of DC motor with various controllers. These controllers are Fuzzy-PID, PID controller, LQR controller, Fuzzy Logic controller, Fuzzy-PI, Fuzzy-PD controllers. A comparison is made among these controllers in order to see which one among them give best performance [8].

2. CONTROLLERS DESIGN

2.1. CLASSICAL PID

The classical PID controller could have different configurations which are integral, proportional and others. The most common controller that is used in the industries is conventional PID controller because it is very simple in tuning and design and effectiveness. As is known that the using of P-controller is to reduce input and output phase shift signal, and detection of tracking error [1,2,4].

2.1.1. PROPORTIONAL CONTROLLER (P-CONTROLLER)

It is one of the linear feedback control system. this system is not for an on/off system which is simpler than the PID control system. The signal of this controller is proportional to the error signal as it is the difference between the process set point and variable (the proportional controller is the multiplication of the proportional and the error signal. The following formula is how the P-controller calculated mathematically [5,6]:

$$P_{out} = K_p e(t), \quad (1)$$

$$e(t) = SP - PV, \quad (2)$$

where P_{out} – the proportional controller output, K_p – the gain of the proportional, $e(t)$ – immediate process error at time 't', SP – Set point, PV – the variable of the process.

2.1.2. PROPORTIONAL PLUS DERIVATIVE CONTROLLER (PD-CONTROLLER)

The PD-regulator can lessen the greatest overshoot yet may hold a consistent state following blunder. The utilization of subsidiary control is constrained

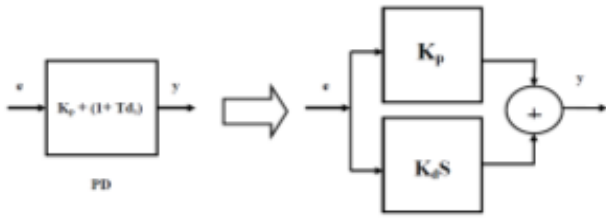


Fig. 1. PD controller [1].

from the start, subordinate control looks appealing as appeared in Fig. 1. It assists with lessening the time required to balance out a blunder. In any case, it won't expel counterbalance. The control signal from subsidiary activity stops when the blunder quits changing, which won't really be at the set point. Essentially it is likewise constrained to slow acting procedures When its utilizing for quick acting procedure, for example, stream. Control flags because of subsidiary activity will frequently drive the control valve to limits following very little however steep (enormous de dt changes in input). Mathematically proportional plus derivative (PD) control is expressed as [1,2,4]:

$$m = K_p \left(e + TD \frac{d_e}{d_t} \right) + b, \quad (3)$$

where m – controller signal, K_p – controller gain, TD – derivative time, e – error, b – constant.

2.1.3. PROPORTIONAL PLUS INTEGRAL CONTROLLER (PI-CONTROLLER)

A proportional plus integral (PI) controller contains the transfer function: $Gc(s) = K_p + K_i/s$ as shown in Fig. 2. The task of this controller is to tune the control parameters K_p and K_i to achieve better control. By combining the P and I controllers, the system performance will be better since there are two parameters to tune [5,6].

2.1.4. PROPORTIONAL PLUS INTEGRAL PLUS DERIVATIVE CONTROLLER (PID CONTROLLER):

This controller is fast and settling in time, and no steady state error as shown in Fig. 3 below. Despite the fact that PID controller could be logically designed and pre-tuned for provided lower-order

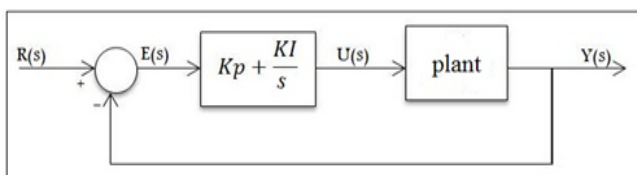


Fig. 2. PI Controller in unity Feedback [1].

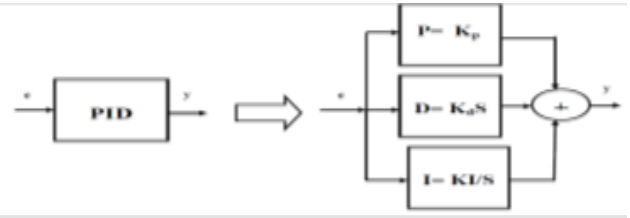


Fig. 3. PID Controller Structure [1].

linear system. Also, it could be physically worked for most systems that include higher-order system, for example, Nonlinearity and vulnerabilities., Ziegler-Nichols and Cohen-Coon of the Taylor Instrument Company started, well-known heuristic guidelines for experimental design and tuning strategies, have been utilized so as to have powerful controllers. However, the tuning of the system is consistently a test in the best in class of PID controller structure. This issue turns out to be more significant and basic, especially, when issues including stability, specifications and performance that are considered [1,2].

2.1.4.1. TUNING OF PID-CONTROLLER

In order to take advantage of this feature, this console systematically introduces the design process based on Ziegler and Nichols' approach. In the Ziegler-Nichols method, parameter setting is based on the stability limits of the system. The derivative and complementary terms are initially taken out of the system and the relative gain is increased to the critical oscillation point. A desirable function of industrial automation is to modify PID control parameters, which mainly includes control gain and possibly also some measurement parameters used in the controller, depending on changes to the systems (installations, process) and their working environments [1,2].

• TUNING WITH ZIEGLER-NICHOLS METHODS (THE FIRST METHOD)

This method of tuning PID controller by obtaining experimentally the step response of the position control of a DC Motor as shown in Fig. 4. The curve is characterized by two constants, the time constant

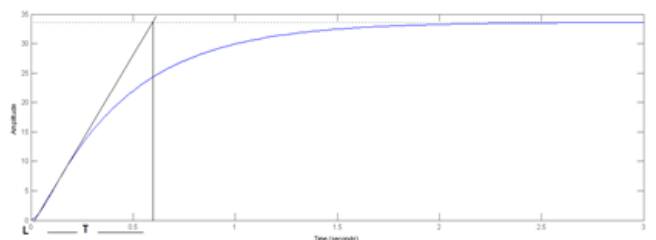


Fig. 4. The step response by using Ziegler-Nichols methods.

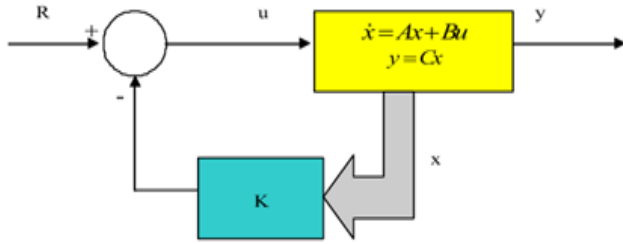


Fig. 5. LQR system design [1].

T and the delay time L , the time constant and the delay time are determined by drawing a tangent line to the point of incidence of the curve and determining the intersection of the tangent line with the time axis and the line $c(t) = k$ as shown in Fig. 5. The transfer function $c(s)/u(s)$ can be approximated by a first-order system with the transfer shift as follows: $C(s)/u(s) = ke^{-Ls}/Ts + 1$, Ziegler-Nichols suggested assigning values K_p , T_i and T_d according to the formula given in the Table 1 below [9]:

2.2. LINEAR QUADRATIC REGULATOR (LQR) CONTROLLER:

LQR controller is classified as an ideal control system. Fig. 6 below shows the configuration of the designed LQR. LQR is the best theory of pole placement; In theory, pole placement method involves determining the desired location of the electrodes and relocating the system poles position to the desired location of the electrodes to achieve the desired response of the system. The LQR algorithm determines the optimal location of columns based on two cost functions. To find the optimum gain, we must first determine the optimum performance index, and then solve the Riccati algebraic equation. LQR has no specific solution for defining the cost function to achieve the optimum gain and the cost function must be determined iteratively. The state space representation of a linear system is [1]:

$$\dot{X} = Ax + Bu, \quad y = Cx, \tag{4}$$

where x – state vector, y – output vector, u – input vector, A – state matrix, B – input matrix, and C – output matrix.

Table 1

Ziegler-Nichols values of K_p , T_i and T_d

The controller type	K_p	T_i	T_d
PI	$0.9T/$	$L/$	0
P	T/L	∞	0
PID	$1.2T/L$	$2L$	$0.5L$

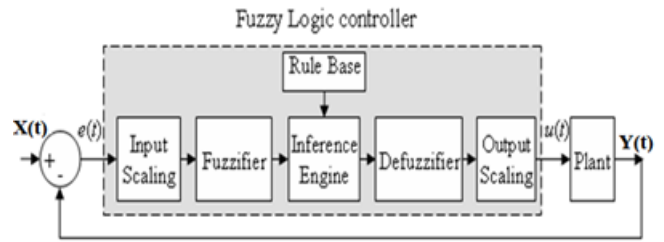


Fig. 6. Fuzzy logic controller structure (feedback control system) [10].

The feedback control equation, that is minimizes the cost value [1]:

$$u = -k x(t). \tag{5}$$

To find the gain values, $K = K1$ and $K2$ only because the system is a second order, it must solve the Riccati equation below:

$$A^T X + XA - XBR^{-1}B^T X + Q = 0. \tag{6}$$

The design procedures can be found from [2]. The matrices Q and R has been selected by trial and error. Some text books and literatures use $Q = C^*C$ and $R = 0.1$ or 0.2 .

2.3. FUZZY LOGIC CONTROLLER DESIGN

Fluffy Logic has been effectively applied to many applications. The most normally utilized controller is the PID controller. The PID controller has been provided by the fuzzy logic system in order to have better controlling [10,11,12]. This is better for control systems because it is not easy to model the fuzzy logic. Recently, the fuzzy logic and PID controller becomes one of the most efficient systems for developing advanced control systems. Furthermore, any other requirements can be executed in controllers that are simple, inexpensive and easy to maintain [13,14,15]. The fuzzy control uses only a small portion of the available fuzzy mathematics. This part is fairly simple mathematically and conceptually easy to understand. This article introduces some basic concepts, terminology, arithmetic for ambiguous combinations, and fuzzy logic. The fuzzy controller as shown in Fig. 6 consists of four main mechanisms: a – Rule Base, b – Inference Mechanisms, c – Fuzzification Interface, D – Defuzzification Interface [16,17,18,19].

In general, two signals should be considered as input signals, which are change of error ($\Delta e(s)$) and error ($e(s)$) signals. These signals represent the PD gain. The change of error signal could be obtained by multiplying the error signal with the delay signal and then subtracting it from the original error signal

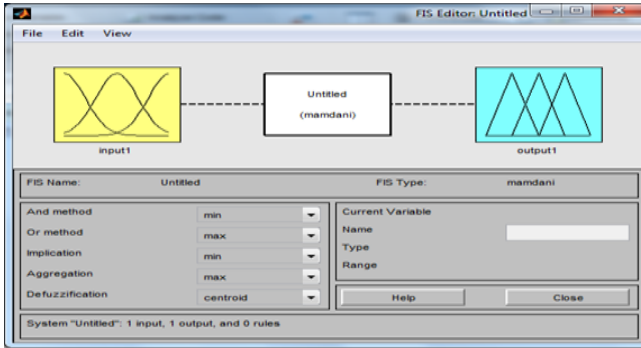


Fig. 7. Input/output Fuzzy Sets [10].

[20,21]. While, the error signal could be obtained by subtract the plant (Y) output from the output ($Y(t)$). Fig. 7 shows the simulation of symmetric triangular and the singleton fuzzy sets [22,23]. Additionally, in this article the table of 9, 25 and 29 rules have been used with the group of 3, 5, 7, as discussed later in the next section.

The fuzzy logic controller action be expressed with membership function and simple "if-then" rules to the position control of an DC Motor with a 3*3, 5* 5 and 7*7 rule base in chapter three.

2.3.1. MEMBERSHIP FUNCTION OF 7*7 RULE BASE

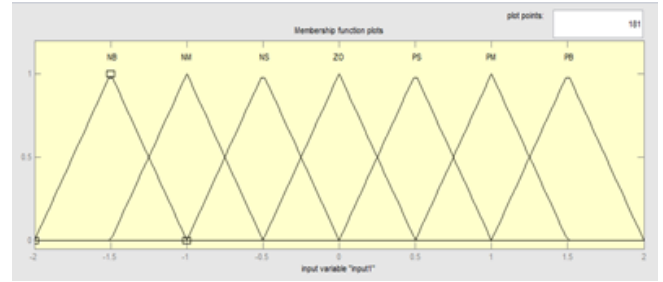
In this design 49 rules have been used based on the seven triangular membership, Table 2 shows a 7*7 rules base for the purpose of developing the DC motor speed system.

The membership function of 7*7 rules is shown in Fig. 8 below

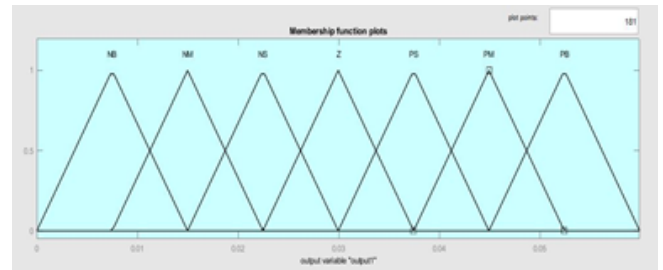
The response from applying fuzzy logic controller to the speed control of a DC motor for the 7*7 rule base will be shown in chapter three.

2.4. DC MOTOR

Generally, the motors have been used to convert the electrical energy into mechanical energy. This conversion has been done by two very interactive magnetic fields, which are stator and rotor. The DC motor has the ability of providing very high



a



b

Fig. 8. The Membership function of 7*7 (a) Inputs variables, (b) Output Variable.

torque, and easy to miniaturize. The electromagnetic induction machines have been discovered by Faraday, Gauss, and Oersted in early 1800's [24]. Moreover, two kind of converting machine have been used recently, the machine that converts the mechanical to electrical called generator, and the machine that converts the electrical to mechanical called motor. Fig. 9 shows the DC motor with its equivalent circuit [25].

Table 2

Fuzzy Rule Base [10].

e/de	NB	NM	NS	Z	PS	PM	PB
NB	NB	NB	NM	NM	NS	NS	Z
NM	NB	NM	NM	NS	NS	PS	PS
NS	NM	NM	NS	NS	Z	PS	PS
Z	NS	NS	NS	Z	PS	PS	PM
PS	NS	Z	PS	PM	PS	PM	PM
PM	NS	Z	PS	PS	PM	PM	PB
PB	Z	PS	PS	PM	PM	PB	PB

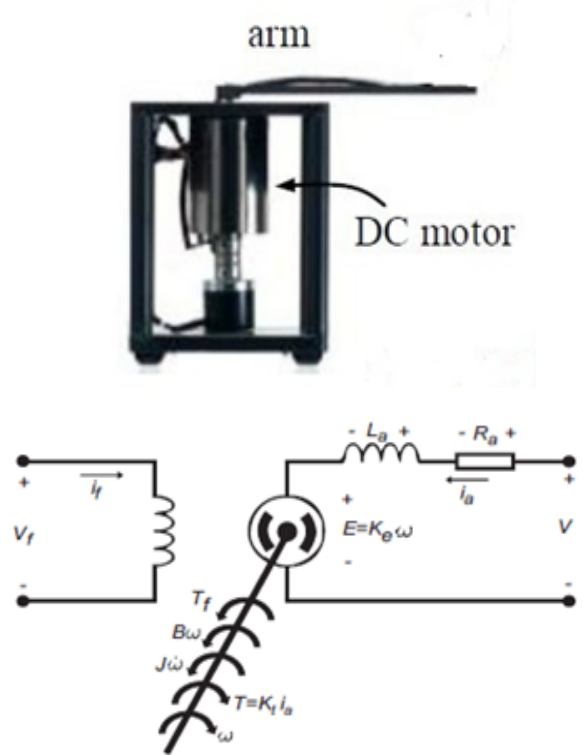


Fig. 9. DC motor with its equivalent circuit [25].

According to the Kirchhoff's voltage law, consequently the dynamic of DC motor are expressed by the following equations [8]:

$$V = Ra La + La \frac{di}{dt} + ke w, \tag{7}$$

$$Kt ia = J \frac{dw}{dt} + B w + Tf. \tag{8}$$

The actual parameters of a DC motor from [8] are: Ke – the back emf constant = $14.7e 3 N.m/A$, Tf – the load torque = 0, Ra – the armature resistance = 4.67Ω , La – the armature inductance = $170 e-3 H$, w – the rotor angular speed, Kt = the torque constant = $14.7e 3 V.sec/rad$, B – the viscous (damping) friction = $47.3e 6 N.m/rad/sec$.

And by substituting equation (8) into equation (7) and taking Laplace transformation, the transfer function of speed to voltage is

$$\frac{W(s)}{V(s)} = \frac{2030}{S^2} + 28.58S + 60.34, \tag{9}$$

where $W(s)$ and $V(s)$ are the output and the input of the system respectively. simply it has obvious that the denominator roots are equal to -26.2843 and -2.2957, that means the system is stable but it will be shown in section 3.2 the system suffers from oscillation with overshoot and steady state error.

3. RESULTS AND DISCUSSION

This chapter contains all the result of the graduation project which can be obtained by using Mat lab toolbox to design fuzzy logic system like (PI- Fuzzy, Fuzzy, PD-Fuzzy and PID-Fuzzy) controllers and applying these controllers for a DC motor speed control and compares the results with the classical PID and LQR controllers.

3.1. RESPONSE OF DC MOTOR

By taking the DC motor closed-loop transfer function as in equation (9) with unity feedback and step input the results are show in Fig. 10.

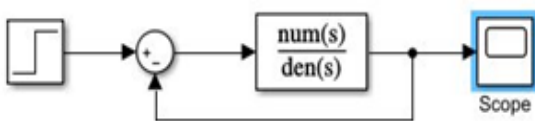


Fig. 10a. DC motor in unity feedback.

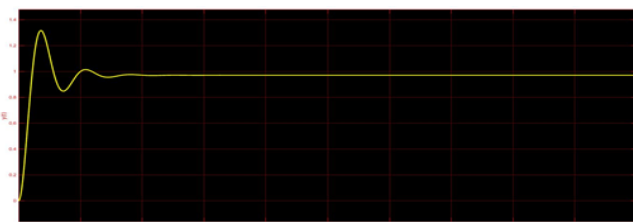


Fig. 10b. DC motor in unity feedback.

Table 3

Result of applying the Ziegler-Nichols (The First Method)

K_p	T_i	$K_i = K_p/T_i$	T_d	$K_d = K_p * T_d$
17.38	0.077	225.714	0.019	0.33

The system suffers from oscillation with maximum overshoot, $M_p = 31.7\%$, Rising Time = 0.028 sec., Settling Time = 0.245 sec., Steady State Error (es.s) after oscillation = 0.04.

3.2. TUNING USING PID CONTROLLER RESULTS

In this section the tuning of classical PID controller include with Ziegler-Nichols (The first method). The result in table (3) was obtained by applying the Ziegler-Nichols (The first Method) to tuning DC motor speed based on classical PID controller.

The system information are $T_r = 0.027$ sec., $T_s = 0.24$ sec., $M_p = 14.3 \%$, $es.s = 0.01$.

3.3. LQR CONTROLLER RESULTS

It has been shown that from section 2.4 to achieve LQR controller it must solve the Riccati equation (6). Riccati equation can be easily programmed for a computer, or solved using MATLAB function lqr, that is:

$$[k,s,e] = lqr(A,B,Q,R). \tag{10}$$

The matrices A , B , and C in Riccati equation must be written in a Jacobian matrices [2], from equation (10) as follows:

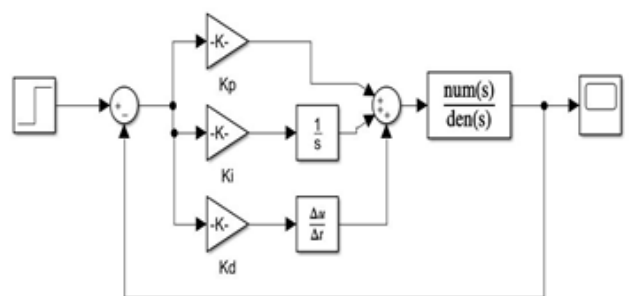


Fig. 11a. PID controller.

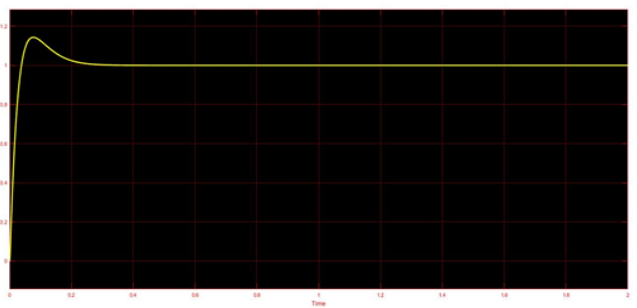


Fig. 11b. The response of PID controller.

$$A = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -60.34 & -28.58 \end{bmatrix}, B = \begin{bmatrix} 0 \\ 2030 \end{bmatrix}, C = [1 \ 0].$$

The state-feedback gain is K , LQR returns the solution S of the associated Riccati equation and e is the eigen values. This type of controller needs prefilter to remove the offset between input and output. By simulating the Matlab program for the DC motor system with LQR controller, the optimal values of gains by adding the pre-filter are: $k_1 = 0.9707$ and $k_2 = 0.3616$. The response will be as follows:

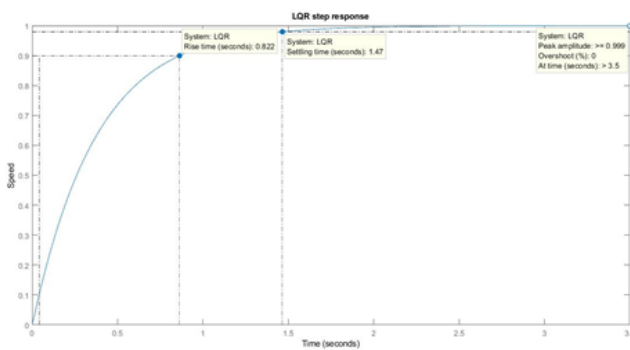


Fig. 12. The response of LQR controller.

The system information are $Tr = 0.822$ sec., $Ts = 1.47$ sec., $Mp = 0\%$, $es.s = 0.01$.

3.4. FUZZY LOGIC CONTROLLER RESULTS

The fuzzy logic controller action can be expressed with membership function and simple "if-then" rules to the speed control of DC motor which will implemented with a 3*3, 5*5 and 7*7 rule base as shown in Fig. 12.2 below:

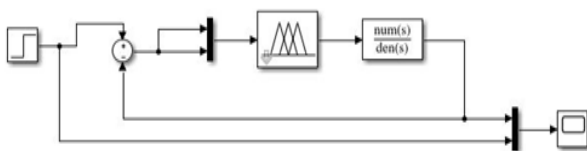


Fig. 12.2. Fuzzy logic controller.

3.4.1. MEMBERSHIP FUNCTION OF 7*7 RULE BASE RESULTS:

By using group of seven triangular membership functions input/output rule an variables table of 49 rules that are used in this design a 7*7 rule base as shown in Table 2 in section two to develop the speed control of DC motor system we obtained this response.

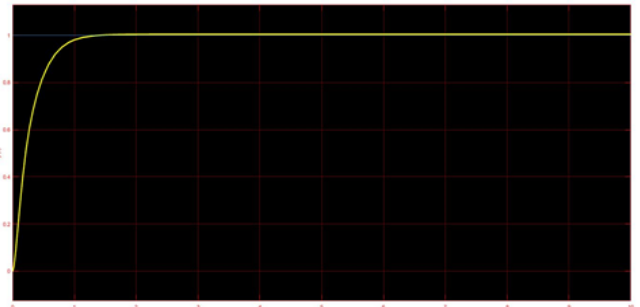


Fig. 13. The response of Fuzzy Logic Controller 7*7 rule base.

The system information are $Tr = 0.58$ sec., $Ts = 1.32$ sec., $Mp = 0\%$, $es.s = 0$.

3.5. PI-FUZZY LOGIC CONTROLLER RESULTS

In this section applying PI controller with fuzzy logic controller to the speed control of DC motor which will implemented with a 3*3, 5*5 and 7*7 rule base as shown in Fig. 14 below, where the values of Kp and KI were obtained from optimal PID controller, section 3.3:

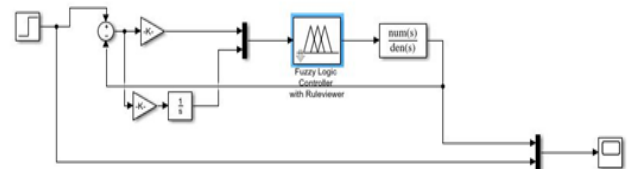


Fig. 14. PI-Fuzzy logic controller.

3.6. PD FUZZY LOGIC CONTROLLER RESULTS

The fuzzy logic controllers action can be expressed with membership function and simple "if-then" rules to the speed control of DC motor which will implemented with a 3*3, 5*5 and 7*7 rule base as shown in Fig. 15 below, where the values of Kp and Kd were obtained from optimal PID controller, section 3.3:

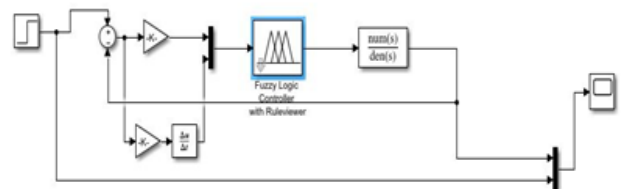


Fig. 15. PD-Fuzzy logic controller.

3.6.1. MEMBERSHIP FUNCTION OF 7*7 RULE BASE RESULTS:

By using group of seven triangular membership functions input/output variables and rule table of 49 rules were used in this design a 7*7 rule base was defined in table (2) in chapter two to develop the speed control of DC motor system we obtained this response:

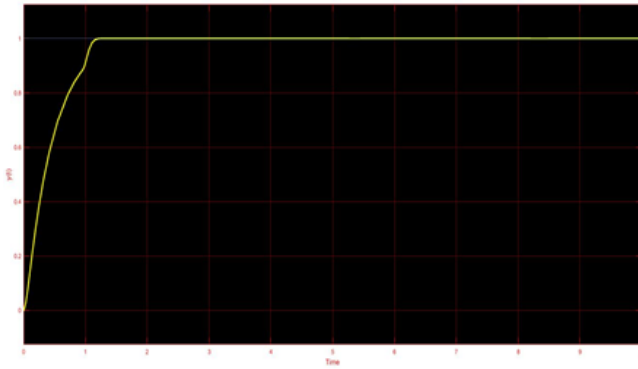


Fig. 16. The Response of PD-Fuzzy Logic Controller 7*7 rule base.

The system information are $T_r = 0.899$ sec., $T_s = 1.8$ sec., $M_p = 0\%$, $es.s = 0$.

3.7. PID FUZZY LOGIC CONTROLLER RESULTS

In this section applying I controller as assistant to PD controller with fuzzy logic controller to the DC motor speed control which will implemented with a, 5*5 and 7*7 rule base as shown in Fig. 17 below, where the values of K_p , K_d , and K_I were obtained from optimal PID controller, section 3.3:

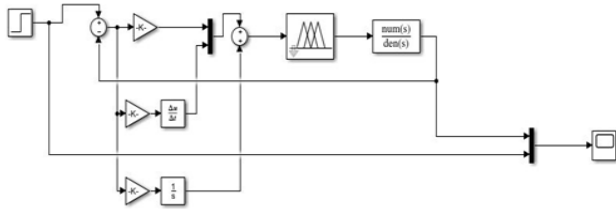


Fig. 17. PID-Fuzzy controller.

3.7.1. MEMBERSHIP FUNCTIONS OZ. 5*5, AND 7*7 RULES BASE RESULTS

The response from applying PID-Fuzzy Logic controller to the speed control of DC motor for the 3*3, 5*5, and 7*7 rules base were defined in table (2, 3 and 4) in the previous sections to develop the speed control of a DC motor system we obtained the same response for all rules, that as shown in Fig. 18 below:



Fig. 18. The response of PID-Fuzzy Logic controller 5*5, 7*7 rules base.

The system information for all rules are the same and are as follows $T_r = 0.948$ sec., $T_s = 2$ sec., $M_p = 0\%$, $es.s = 0$.

4. DISCUSSION

To discuss the results which are obtained by using MATLAB toolbox to design fuzzy logic system controllers by applying these controllers for speed control of a DC motor, it is necessary to compare the results of the PID and LQR controllers with fuzzy logic controllers. The response of the DC motor system has approximately the same rise time (T_r) and settling time (T_s) and equal to 0.028 sec. and 0.24 sec. respectively before and after applying PID controller, but the maximum overshoot (M_p) decrease from 31.7% to 14.3% with minimum steady state error ($es.s$) with PID controller. LQR controller has larger $T_r = 0.822$ sec. and $T_s = 1.47$ sec. compared with the PID controller but it removed the maximum overshoot (M_p).

For the Fuzzy Logic Controller (FLC), it has been shown that from the table below both of PI-Fuzzy, PD-Fuzzy, and PID-Fuzzy controllers have the same $T_r = 0.9$ sec., $T_s =$ between 1.5 to 2 sec., $M_p = 0$, and $es.s = 0$, but the Fuzzy Logic Controller (FLC) with

Table 4

Discussion of result				
	Rise Time (sec.)	Settling Time (sec.)	Overshoo (%)	Steady State Error
DC motor	0.028	0.24	31.7	0.01
PID Tuning With Ziegler-Nichols	0.027	0.24	14.3	0.01
LQR	0.822	1.47	0	0
Fuzzy logic controller 3*3	0.46	0.9	0	0
Fuzzy logic controller 5*5	0.38	0.7	0	0
Fuzzy logic controller 7*7	0.58	1.32	0	0
PI-Fuzzy logic Controller 3*3, 5*5, and 7*7	0.94	2	0	0
PD-Fuzzy logic Controller 3*3, 5*5, and 7*7	0.93	1.5 to 1.8	0	0
PID-Fuzzy logic Controller 3*3, 5*5, and 7*7	0.94	2	0	0

5*5 rule base is better than others, which has $T_r = 0.3$ sec., $T_s = 0.7$ sec., $M_p = 0\%$, and $es.s = 0$, so the later controller is better than LQR controller.

5. CONCLUSION

This paper presents the analysis and performance evaluation of speed control of a DC motor as follows:

1. Classical PID controller provides a higher execution for DC motor, but the PID controller does not remove the maximum overshoot compared with other controllers.
2. PI-Fuzzy, PD-Fuzzy, and PID-Fuzzy controllers provide a better control performance by removing maximum overshoot and steady state error, but with larger rise time and settling time compared with PID controller.
3. Fuzzy Logic Controller with 5*5 rule base improved the system much more than PID, PI-Fuzzy, PD-Fuzzy, and PID-Fuzzy controllers by increasing the speed of system and decrease time delay.

REFERENCES

1. Westphalia L. *Handbook of Control Systems Engineering*. John-Wiley Inc., 1995.
2. D.K.Anand, R.B.Zmood. *Introduction to Control Systems*. 3rd Edition, Butterworth Heinemann Ltd, 1995.
3. Fakhrulddin H. Ali and Hussein Mohammed Mahmood. LABVIEW FPGA Implementation of PID Controller for DC Motor Speed Control. *1st International Conference on Energy, Power and Control (EPC-IQ)*, pp.1-6. IEEE, 2010.
4. Guishan S. Chen. Particle Swarm Optimization for PID Controllers with Robust Testing. *International Conference on Machine Learning and Cybernetics*, Hong Kong, 2007, pp. 956-961. IEEE, 2007.
5. Sujit Kumar and V. Kumar. Speed Control DC Motor using Fractional Fuzzy based PID Controller. *2012 IEEE International Conference on Engineering and Technology (ICETECH)*, Coimbatore, pp. 1-6, IEEE, 2012.
6. P. vas and M.J.E. Bulale. Design and Implementation of Fuzzy based PID Controller. *Industrial Technology, IEEE ICIT '02. 2007 IEEE International Conference on*, vol. 1, pp. 220-225, IEEE, 2007.
7. Wang Xiao kan and Sun Zhong liang. Design and Research based Fuzzy-PID Parameters Self-Tuning Controller with MATLAB. *International Conference on Advanced Computer Theory and Engineering, ICACTE '08*, pp.996-999, IEEE, 2008.
8. Munaz Cesar and A. Abdelrahman. Speed Control of DC Motor using Fuzzy Logic Controller. *2008 International Conference on Communication, Control, Computing and Electronics Engineering (ICCCCEE)*, Khartoum, pp.1-8, IEEE, 2008.
9. RG Kanojiya and PM Meshram. Tuning of PID Controller using Ziegler-Nichols Method for Speed Control of DC Motor. *IEEE-International Conference On Advances In Engineering, Science And Management (ICAESM-2012)*, Nagapattinam, Tamil Nadu, 2012, pp. 117-122, IEEE, 2012.
10. E. Cox. Fuzzy Fundamentals. *IEEE spectrum*, 29(10), October 1992.
11. H. Ying. *Fuzzy Control and Modeling, Analytical Foundations and Applications*. Institute of Electrical and Electronic Engineers Inc., USA, 2000.
12. KM Passino and Stephen Yurkovich. *Fuzzy Control*. Addison-Wesley Longman Inc., USA, 1998.
13. *Math works. Fuzzy Logic Toolbox User's Guide*. Math works, Inc., 1999.
14. Y Huang and S Yasunobu. Design of Neuro-Fuzzy Controller. *9th International Symposium on Communications and Information Technology*, Icheon, pp. 808-813, IEEE, 2009.
15. MM Kamal, L Mathew and S Chatterji. Speed Control of Brushless DC Motor using Genetic Algorithm. *2014 Students Conference on Engineering and Systems*, Allahabad, pp. 1-5, IEEE, 2014.
16. Zhang Xiao Ming and Long Shi Liu. Simulation Study of Fuzzy-PID Controller for DC Motor based on DSP. *2012 International Conference on Industrial Control and Electronics Engineering*. pp.3401-3405, IEEE, 2012.
17. SG Kadwane and S Gupta. Real Time Based PI-Fuzzy Controller for DC Servomotor. *2006 International Conference on Power Electronic, Drives and Energy Systems*, New Delhi, 2006, pp.1-4.
18. Zhao Yongjuan and Pan Yutitan. The Design and Simulation of Hybrid Fuzzy-PID Controller. *International Forum on Information Technology and Applications (IFITA)*, 2010, vol. 3, pp. 95-98, IEEE, 2010.

19. JP Rey and MM Dalvi. A Numerical-based Fuzzy-PID Controller applied to a DC Drive. *IEEE International Symposium on Industrial Electronics, Symposium Proceedings, ISIE'*, pp. 429-434, IEEE, 2009.
20. M Surya Kalawati and Mitra R. Comparative Analysis of Robustness of Optimally Offline Tuned PID Controller and Fuzzy Supervised PID Controller. *2014 Recent Advances in Engineering and Computational Sciences (RAECS)*, pp.1-6, 2014.
21. Salim Jyoti Ohri and Naveen. Speed Control of DC Motor using Fuzzy Controller in LABVIEW WSEAS. *IEEE Conference on Transactions on Systems and Control*, Vol. 10, pp. 2224-2856. IEEE, 2015.
22. Vishal Mehra and V Kala. Design and Simulation of FOPID Composite Parameters Controller with MATLAB. *2010 International Conference on Computer Design and Applications (ICCD A)*, vol. 4, pp. V4-308-V4-311, IEEE, 2010.
23. Ahamadraza Ahmadi and Kumari SU. Optimal Fuzzy-PID Controller. *International Conference on Power Signals Control and Computations (EPSCICON)*, pp. 1-6, IEEE, 2012.
24. Austin Hughes. *Electric Motors and Drives Fundamentals, Types and Applications*. 3rd Edition, Linacre House, Jordan Hill, Oxford OX2 8DP, 2006.
25. Mohammed Salah, Mohammed Abdelati. Parameters Identification of a Permanent Magnet DC Motor. *International Conference on Modelling Identification and Control (MIC 2010)* At: Aust.

Хазим М. Алкарголе

PhD

Мустансирия университет

С963-ГН Багдад, Ирак

h.mohammed2@uomustansiriyah.edu.iq

Аббас С. Хассан

PhD

Мустансирия университет

С963-ГН Багдад, Ирак

abassalmhyawy@uomustansiriyah.edu.iq,

Рауф Т. Хусейн

PhD

Мустансирия университет

С963-ГН Багдад, Ирак

raoofatalal@uomustansiriyah.edu.iq

DOI: 10.17725/rensit.2020.12.517

Алгоритмы обработки информации в авиационных системах радиоэлектронного наблюдения

Бирюков И.Д., Бучучан П.В., Тимошенко П.И.

Центральный научно-исследовательский радиотехнический институт им. акад. А.И. Берга, <http://cnirti.ru/>
Москва 107078, Российская Федерация

E-mail: biryukov68@gmail.com, p.v.buchuchan@yandex.ru, polina.timoshenko.2011@yandex.ru

Поступила 23.09.2020, рецензирована 12.10.2020, принята 26.10.2020

Представлена действительным членом РАЕН В.В. Колесовым

Аннотация: комплексная научно-техническая работа посвящена разработке алгоритмов обработки информации в авиационной системе радиоэлектронного наблюдения, направленных на решение задач обнаружения, определения местоположения и распознавания источников радиоизлучения.

Ключевые слова: система радиоэлектронного наблюдения, алгоритм обработки информации, обнаружение, определение координат, распознавание, источник радиоизлучения

УДК 621.396.96

Для цитирования: Бирюков И.Д., Бучучан П.В., Тимошенко П.И. Алгоритмы обработки информации в авиационных системах радиоэлектронного наблюдения. РЭНСИТ, 2020, 12(4):517-528. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.517.

Information Processing Algorithms in Aviation-Based Radioelectronic Surveillance Systems

Ivan D. Biryukov, Pavel V. Buchuchan, Polina I. Timoshenko

A.I. Berg Central Research Radio Engineering Institute, <http://cnirti.ru/>
Moscow 107078, Russian Federation

E-mail: biryukov68@gmail.com, p.v.buchuchan@yandex.ru, polina.timoshenko.2011@yandex.ru

Received September 23, 2020, peer-reviewed October 12, 2020, accepted October 26, 2020

Abstract: This article is dedicated to development of algorithms on information processing in aviation-based radioelectronic surveillance systems, aimed to solve problems of detection, location and identification of radiosignal-emitting sources.

Keywords: radioelectronic surveillance system, the algorithm of information processing, detection, location, identification, radiosignal-emitting source

UDC 621.396.96

For citation: Ivan D. Biryukov, Pavel V. Buchuchan, Polina I. Timoshenko. Information Processing Algorithms in Aviation-Based Radioelectronic Surveillance Systems. RENSIT, 2020, 12(4):517-528. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.517.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (518)

2. ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛОВ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИЗВЕСТНОГО ТИПА В АВИАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ РАДИОЭЛЕКТРОННОГО НАБЛЮДЕНИЯ (АС РЭН) (518)

2.1 ХАРАКТЕРИСТИКА ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛОВ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В АС РЭН (518)

2.2 МЕТОДЫ РЕАЛИЗАЦИИ ФИЛЬТРОВ (519)

2.2.1 МЕТОД РЕАЛИЗАЦИИ КОРРЕКТИРУЮЩЕГО ФИЛЬТРА (519)

2.2.2 МЕТОД РЕАЛИЗАЦИИ ФИЛЬТРА, СОГЛАСОВАННОГО С ТИПОМ ИСТОЧНИКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ (520)

2.3 ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕДЛАГАЕМОГО СПОСОБА ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛОВ ИРИ (521)

3. **ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИРИ В АС РЭН (521)**
 - 3.1. **ХАРАКТЕРИСТИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИРИ В АС РЭН (521)**
 - 3.2. **АНАЛИЗ СИСТЕМАТИЧЕСКОЙ ОШИБКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИРИ В АС РЭН (522)**
 - 3.3. **АЛГОРИТМ УСТРАНЕНИЯ СИСТЕМАТИЧЕСКОЙ ОШИБКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИРИ В АС РЭН (523)**
 - 3.4. **ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ АЛГОРИТМА УСТРАНЕНИЯ СИСТЕМАТИЧЕСКОЙ ОШИБКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИРИ В АС РЭН (524)**
 4. **ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАСПОЗНАВАНИЯ ИРИ (525)**
 - 4.1 **ХАРАКТЕРИСТИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ РАСПОЗНАВАНИЯ ИРИ (525)**
 - 4.2 **АНАЛИЗ СПОСОБОВ СОХРАНЕНИЯ ОЦИФРОВАННОГО СИГНАЛА ИРИ В СИСТЕМЕ РЭН (526)**
 - 4.3. **АЛГОРИТМ АВТОМАТИЧЕСКОГО СОХРАНЕНИЯ ТРЕБУЕМЫХ ОЦИФРОВАННЫХ СИГНАЛОВ ИРИ (526)**
 5. **ЗАКЛЮЧЕНИЕ (527)**
- ЛИТЕРАТУРА (528)**

1. ВВЕДЕНИЕ

Авиационные системы радиоэлектронного наблюдения (АС РЭН), являясь пассивными системами, оперативно в большом пространственном районе обеспечивают решение задач: обнаружение, оценивание параметров источников радиоизлучения, в том числе координат, и их распознавание. Ввиду зависимости решений перечисленных задач наибольшая эффективность АС РЭН может быть достигнута при их совместном оптимальном решении. Однако на практике из-за сложности синтезированных совместных оптимальных алгоритмов, которые даже на современном уровне развития вычислительной техники трудно реализуемы, выполняют их декомпозицию и переходят к построению квазиоптимальных алгоритмов. Декомпозиция осуществляется по решаемым задачам, позволяя повышать как эффективность решения каждой из них, так и эффективность обработки информации в АС РЭН в целом, сохраняя основную взаимозависимость решений.

Структура алгоритма обработки информации в АС РЭН зависит от категории источника радиоизлучения. В данной работе рассматривается источник радиоизлучения первичной категории - радиоэлектронное средство. В случае такого источника радиоизлучения алгоритм обработки информации условно можно представить в виде этапов обработки. На первом этапе обрабатывается информация о принятом сигнале источника радиоизлучения. На втором этапе – об источнике радиоизлучения принятых сигналов.

Актуальность повышения эффективности обработки информации в АС РЭН обусловлена постоянным противодействием им и развитием источников радиоизлучения, усложнением радиоэлектронной обстановки в районе наблюдения.

Работа состоит из трёх частей, каждая из которых соответственно посвящена повышению эффективности обнаружения сигналов, определения координат и распознавания источников радиоизлучения. В них обосновываются и описываются разработанные алгоритмы, приводится оценка их эффективности.

2. ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛОВ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИЗВЕСТНОГО ТИПА В АС РЭН

2.1 ХАРАКТЕРИСТИКА ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛОВ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В АС РЭН

Современные авиационные системы радиоэлектронного наблюдения строятся по многоканальному принципу для обеспечения наблюдения источников радиоизлучения (ИРИ) в широком диапазоне частот [1]. Ввиду того, что ИРИ могут излучать радиосигналы в широком диапазоне возможных значений их радиотехнических параметров (РТП), в частности, частоты и ширины спектра, возможны два случая приема и обнаружения сигнала:

- ширина спектра сигнала больше полосы пропускания частотного канала,
- ширина спектра сигнала меньше полосы пропускания частотного канала.

В первом случае широкополосный сигнал поступает сразу на несколько частотных каналов. В АС РЭН каждый канал, выполняющий приём данного радиосигнала, вносит свои искажения, которые значительно усложняют решение задачи обнаружения сигнала из-за неравномерности и различий их амплитудно-частотных характеристик (АЧХ). Снижение уровня этих искажений за счёт оптимального построения бортовой аналоговой части АС РЭН не всегда оказывается возможным из-за чрезмерного её усложнения. Поэтому на бортовой специальный вычислитель целесообразно возложить задачу обработки сигнала с целью коррекции искажений, внесённых каждым каналом АС РЭН.

Во втором случае несколько узкополосных сигналов могут поступать в один частотный канал. Увеличение количества сигналов, одновременно находящихся в пределах полосы пропускания приемного тракта приводит к необходимости решения задачи разрешения сигналов, которая, как правило, решается путём частотной фильтрации.

В то же время в отличие от радиолокационных систем, в которых на основе знания излучённого сигнала применяются оптимальные методы приёма отражённых радиосигналов от объектов и подстилающей поверхности, в современных АС РЭН из-за отсутствия таких знаний используются неоптимальные методы приёма радиосигналов ИРИ. Однако в АС РЭН имеется информация о принимаемых сигналах, которая используется при решении задачи распознавания и содержится в каталоге типов ИРИ. В нём каждому типу ставится в соответствие описание в пространстве радиотехнических параметров, таких как несущая частота, длительность импульса, ширина спектра и другие. На основе этих данных представляется возможным формировать согласованные фильтры с каждым типом из каталога ИРИ [2].

Очевидно, что не все ИРИ, а некоторые не в полной мере представлены в каталоге типов ИРИ, особенно в период активного противодействия ИРИ авиационным системам РЭН. Поэтому предлагаемый способ повышения эффективности обнаружения сигналов ИРИ должен рассматриваться как дополнение к существующим способам. Вместе с тем, в ходе регулярного РЭН следует ожидать снижения

числа таких ИРИ и, следовательно, повышение значения предлагаемого способа в авиационных системах РЭН.

Последовательное использование корректирующего и согласованного фильтра с типом ИРИ позволит повысить эффективность обнаружения сигналов этих ИРИ за счёт значительного увеличения отношения сигнал/шум на входе обнаружителя.

2.2 МЕТОДЫ РЕАЛИЗАЦИИ ФИЛЬТРОВ

2.2.1 МЕТОД РЕАЛИЗАЦИИ КОРРЕКТИРУЮЩЕГО ФИЛЬТРА

Предложенный метод реализации корректирующего фильтра в цифровой форме позволяет выполнять подстройку его параметров индивидуально под каждый канал приёмного тракта. В его основе лежит определение значений корректирующего фильтра на конечном множестве частотных отсчетов с использованием алгоритма Паркса-Макклеллена. Их расчёт выполняется с использованием функции $firpm(...)$ в пакетно-прикладной программе МАТЛАБ, которая позволяет получить коэффициенты фильтра с конечной импульсной характеристикой.

Пусть известна исходная АЧХ $\tilde{S}(n)$ приёмного канала, полученная на $n = 1, 2, \dots, N$ частотных отсчётах, которая вносит искажения в принимаемый сигнал. Тогда АЧХ корректирующего фильтра, компенсирующего эти искажения, в каждой частотной точке должна удовлетворять условию:

$$\frac{c_a}{\tilde{S}(n)} - \frac{\varepsilon_a}{\tilde{S}(n)} \leq |\dot{K}_k(n)| \leq \frac{c_a}{\tilde{S}(n)} + \frac{\varepsilon_a}{\tilde{S}(n)}, \quad (1)$$

где c_a – некие коэффициенты, к которым происходит коррекция; ε_a – допустимое отклонение АЧХ от значений, к которым происходит коррекция; $|\dot{K}_k(n)|$ – АЧХ корректирующего фильтра.

В качестве примера на **Рис. 1** приведена исходная нормированная АЧХ приёмного канала, аппроксимированная отрезками линий, где сплошной линией выделена её часть в используемой полосе частот, а прерывистыми линиями – её части в неиспользуемых частотных полосах. Для этой АЧХ приёмного канала при $\varepsilon_a = 0.02$ в соответствии с условием (1) определена

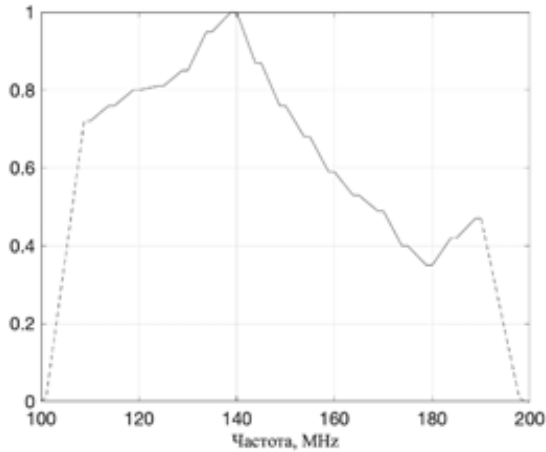


Рис. 1. Исходная нормированная АЧХ приёмного канала.

АЧХ корректирующего фильтра, которая изображена на Рис. 2.

Идеальная, исходная АЧХ приёмного канала и АЧХ приёмного канала с компенсационным фильтром представлены на Рис. 3. Среднеквадратическое отклонение исходной АЧХ приёмного канала от идеальной составляет $1.4 \cdot 10^{-1}$, а среднеквадратическое отклонение АЧХ приёмного канала с учётом компенсационного фильтра от идеальной составляет $1.9 \cdot 10^{-4}$.

2.2.2 МЕТОД РЕАЛИЗАЦИИ ФИЛЬТРА, СОГЛАСОВАННОГО С ТИПОМ ИСТОЧНИКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Описание типов ИРИ в пространстве радиотехнических параметров зависит от полноты и неточности о них априорной информации. Указанное описание определяется алфавитом признаков типов и плотностью распределения вероятностей значений признаков для каждого типа.

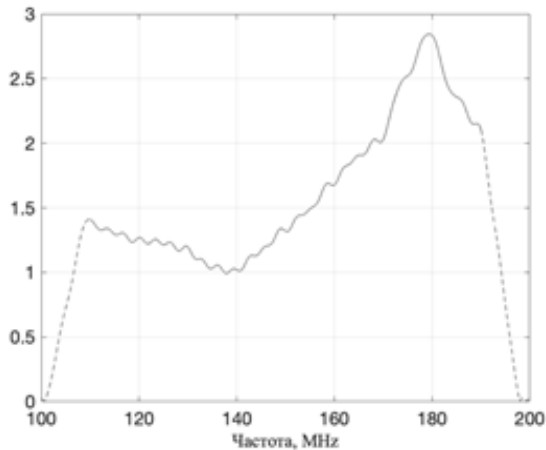


Рис. 2. АЧХ корректирующего фильтра.

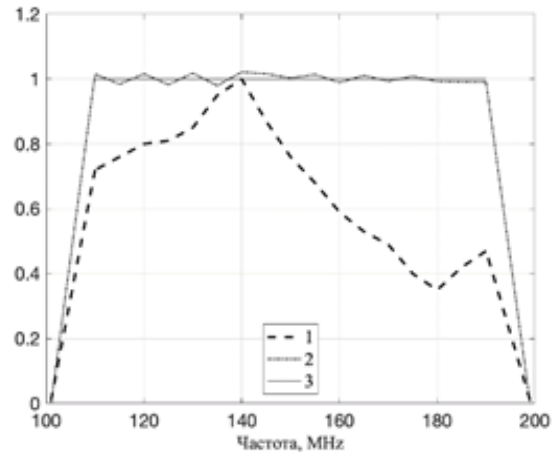


Рис. 3. АЧХ: (1) – исходная приёмного канала; (2) – приёмного канала с компенсационным фильтром; (3) – идеальная.

Метод реализации фильтра, согласованного с типом ИРИ, сводится к определению оператора L перехода от параметрического описания s -го типа ИРИ к выражению импульсной характеристики $h^{[s]}$ согласованного с ним фильтра, где $s = \overline{1, N_B}$, N_B – число типов в каталоге.

В случае неизвестного закона распределения значений РТП, описание типов ИРИ, как правило, задаётся в известных границах $\lambda_{\max}^{[s]}$, $\lambda_{\min}^{[s]}$ в виде многомерной равномерной плотности вероятности значений РТП. Состав векторов $\lambda_{\max}^{[s]}$, $\lambda_{\min}^{[s]}$ каталога типов ИРИ в авиационной системе РЭН:

$$\lambda_{\max}^{[s]} = [f_{0\max}^{[s]}, \tau_{\max}^{[s]}, T_{\max}^{[s]}, \Delta F_{\max}^{[s]}]^T,$$

$$\lambda_{\min}^{[s]} = [f_{0\min}^{[s]}, \tau_{\min}^{[s]}, T_{\min}^{[s]}, \Delta F_{\min}^{[s]}]^T.$$

Тогда процедура определения импульсной характеристики фильтра, согласованного с типом ИРИ, может быть записана в виде

$$h^{[s]} = L\{\lambda_{\max}^{[s]}, \lambda_{\min}^{[s]}\}.$$

Расчёт фильтров, согласованных с типами ИРИ, выполняется единожды до проведения РЭН. На основе рассчитанных при этом коэффициентов в блоке цифровой обработки формируются соответствующие цифровые фильтры, которые используются в процессе РЭН при обнаружении сигналов ИРИ [5].

Если в каталоге типов ИРИ их описание ограничено несущей частотой и шириной спектра сигнала, то $\lambda_{\max}^{[s]} = [f_{0\max}^{[s]}, \Delta F_{\max}^{[s]}]^T$, $\lambda_{\min}^{[s]} = [f_{0\min}^{[s]}, \Delta F_{\min}^{[s]}]^T$. И реализация фильтра, согласованного с s -м типом

ИРИ, сводится к формированию полосно-пропускающего цифрового фильтра. При этом оператор L представляет собой функцию $firpm(...)$ пакетно-прикладной программы MATLAB, которая рассчитывает коэффициенты искомого фильтра с конечной импульсной характеристикой. В качестве частот полосы пропускания при расчёте указываются значения $(f_{0\max} + \Delta F_{\max})$ и $(f_{0\min} - \Delta F_{\max})$.

Следует ожидать, что в случае описания типов ИРИ большим числом РТП и известного закона их распределения усложнится расчёт коэффициентов фильтров, согласованных с типом ИРИ, и на их выходе повысится отношение сигнал/шум.

2.3 ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕДЛАГАЕМОГО СПОСОБА ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛОВ ИРИ

Оценка эффективности предлагаемого способа повышения эффективности обнаружения сигналов ИРИ основана на сравнении эффективности автокорреляционного обнаружителя одного приёмного канала с использованием и без использования корректирующего и согласованного с типом ИРИ фильтров.

На Рис. 4 представлена схема автокорреляционного обнаружителя одного приёмного канала с использованием корректирующего фильтра $K_k(n)$ и фильтра $K_c(n)$, согласованного с j -м типом ИРИ.

Оценка эффективности выполнена в среде программирования MATLAB.

Сигнал сформирован в соответствии со следующим описанием типа ИРИ:

[Импульсная последовательность, $\tau_{\min} = 3$ мкс, $\tau_{\max} = 5$ мкс, $T_{\min} = 10$ мкс, $T_{\max} = 15$ мкс, $f_{0\min} = 170$ МГц, $f_{0\max} = 180$ МГц, $\Delta F_{\min} = 200$ кГц, $\Delta F_{\max} = 333$ кГц].

Сигнал находится в белом Гауссовом шуме. Нормированная АЧХ входных цепей приемника соответствует АЧХ, представленной на Рис. 2.

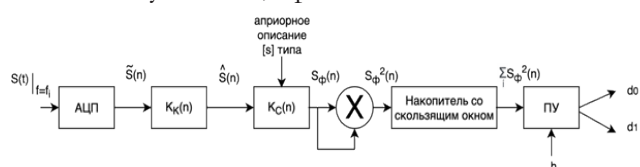


Рис. 4. Схема автокорреляционного обнаружителя одного приёмного канала.

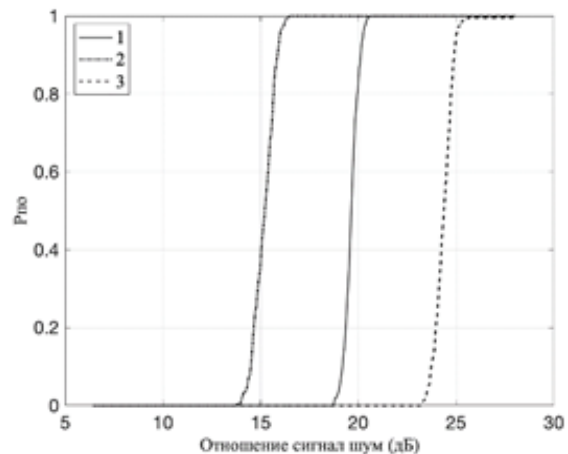


Рис. 5. Зависимость вероятности правильного обнаружения сигнала от отношения сигнал/шум: 1 – использование только корректирующего фильтра; 2 – использование корректирующего фильтра и фильтра, согласованного с типом ИРИ; 3 – без использования корректирующего фильтра и фильтра, согласованного с типом ИРИ.

Вероятностные характеристики правильного обнаружения сигнала, представленные на Рис. 5, построены для трёх случаев:

1. Используется только корректирующий фильтр.
2. Используются корректирующий фильтр и фильтр, согласованный с типом ИРИ.
3. Без использования корректирующего и согласованного с типом ИРИ фильтров.

Из графиков видно, что совместное использование корректирующего и согласованного с типом ИРИ фильтров даёт выигрыш в сравнении с приёмником, построенным без их использования, по отношению сигнал/шум на 9 дБ, что приводит к увеличению дальности обнаружения сигнала в 2.8 раза.

3. ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИРИ В АС РЭН

3.1. ХАРАКТЕРИСТИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИРИ В АС РЭН

В авиационных системах РЭН наиболее часто координаты ИРИ и ошибки их оценивания определяются по совокупности измеренных пеленгов. Для этого используются метод, основанный на фильтре Калмана, метод наименьших квадратов поправок углов и др.

Общим и необходимым условием реализации этих методов является задание начальной оценки координат ИРИ. От точности начальной оценки, особенно при малом числе пеленгов, значительно зависит результат оценивания. Из-за большой ошибки начальной оценки координат в ряде случаев наблюдается «миграция» оценки координат ИРИ при их дальнейшем уточнении. В то же время, опыт применения авиационных систем РЭН показал, что ряд ИРИ функционируют кратковременно, что так же приводит к необходимости определения их местоположения по малому числу полученных пеленгов.

Точность оценки обычно характеризуют [6] средним значением квадрата ошибки, которое равно сумме дисперсии оценки и квадрата систематической ошибки (смещения) оценки. Выражения для вычисления дисперсии D_λ оценки λ истинных координат ИРИ λ_0 известны. В современных авиационных системах РЭН систематическая ошибка определения местоположения не анализируется и не устраняется, хотя величина данной ошибки в зависимости от условий наблюдения может составлять значительную величину (до единиц километров).

Данная часть работы посвящена анализу и устранению систематической ошибки определения местоположения ИРИ в авиационных системах РЭН.

3.2. Анализ систематической ошибки определения местоположения ИРИ в АС РЭН
Систематическую ошибку определения местоположения ИРИ можно определить как

$$\Delta = \mathbf{M}\{\lambda\} - \lambda_0,$$

где $\mathbf{M}\{\lambda\}$ – математическое ожидание оценки, $\mathbf{M}\{\lambda\} = \int \lambda p(\lambda) d\lambda$; $p(\lambda)$ – плотность вероятности оценки. Для случая неподвижной локальной прямоугольной системы координат ОХУ при полете ЛА вдоль оси абсцисс $\lambda = [x, y]^T$, $\lambda_0 = [x_0, y_0]^T$, $\Delta = [\Delta x, \Delta y]^T$, где x, y – соответственно абсцисса и ордината оценки местоположения неподвижного наземного ИРИ, x_0, y_0 – его истинные абсцисса и ордината соответственно, $\Delta x, \Delta y$ – систематическая ошибка оценки местоположения неподвижного наземного ИРИ

по абсциссе и ординате соответственно, T – знак транспонирования. В процессе работы было получено [3] выражение плотности вероятности $p(x, y)$ начальной оценки координат при её формировании по двум пеленгам:

$$p(x, y) = \frac{\left| \frac{x - x_i}{y_0^3} \right| \exp \left\{ \frac{-[\arctg((x_0 - x_i)/y_0) - \alpha_i]^2 - [\arctg((x_0 - x_j)/y_0) - \alpha_j]^2}{2\sigma^2} \right\}}{2\pi\sigma^2 \left[1 + \left(\frac{x_0 - x_i}{y_0} \right)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{x_0 - x_j}{y_0} \right)^2 \right]},$$

где $(x_p, 0)$ и $(x_j, 0)$ – координаты ЛА, в которых соответственно измерены начальный и конечный пеленги; α_i и α_j – измерения начального и конечного пеленгов соответственно; σ – среднеквадратическое отклонение (СКО) измерения пеленга.

На Рис. 6 и 7 приведены соответственно проекция нормированной плотности вероятности $p(x, y)$ на плоскость ОХУ и сечение плотности вероятности $p(x, y)$ плоскостью, перпендикулярной оси ОХ и проходящей через точку $(0, 0)$. При этом заданы: истинное положение ИРИ в точке $(0; 100)$ км; измерение пеленга выполнялось, когда ЛА находился в точках $(-15; 0)$ км и $(15; 0)$ км, что соответствует базе пеленгации $L = 30$ км; СКО измерения пеленга 1 градус. На Рис. 6 величина плотности вероятности выражена черно-белым градиентом. Из анализа графиков следует, что распределение плотности вероятности начальных координат ИРИ $p(x, y)$ унимодальное и имеет положительную асимметрию. Данный вид плотности вероятности подтверждается

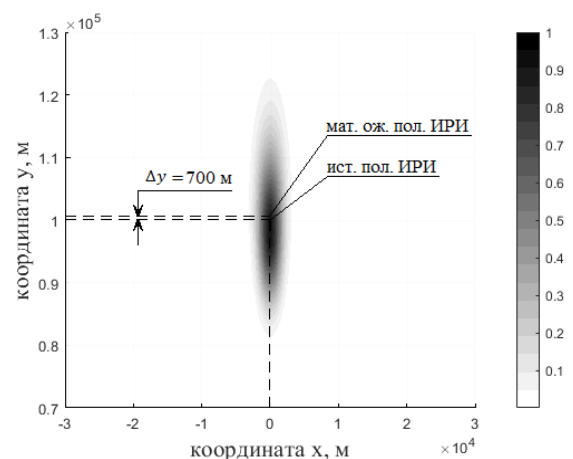


Рис. 6. Проекция плотности вероятности $p(x, y)$ на плоскость ОХУ.

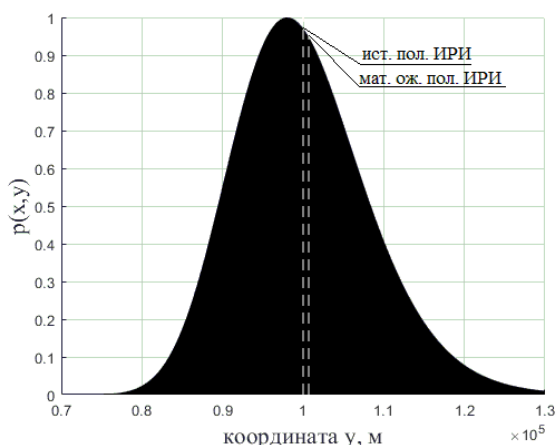


Рис. 7. Сечение плотности вероятности $p(x, y)$ плоскостью, перпендикулярной оси Ox и проходящей через точку $(0,0)$.

экспериментально при построении гистограммы. При моделировании установлено, что график плотности вероятности стремится к симметричному виду, когда угол между пеленгами стремится к 109° .

На Рис. 8, 9 представлены графики зависимости соответственно систематической ошибки Δy и Δx начальной оценки ИРИ от дальности D до ИРИ. Дальность до ИРИ определяется как расстояние между центром базы пеленгации и истинным местоположением ИРИ. Графики построены при СКО измерения пеленга $\sigma = 1^\circ$ и базе пеленгации $L = 30$ км. Угол ϕ между перпендикуляром к центру базы пеленгации и направлением на ИРИ меняется в значениях $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$. Дальность D до ИРИ изменяется в пределах от 50 км до 200 км. Из

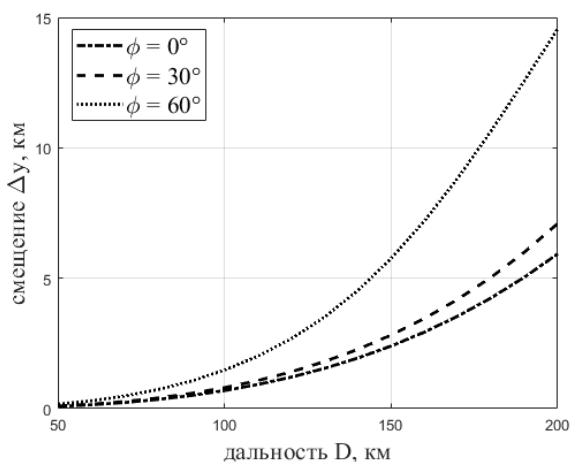


Рис. 8. Зависимость смещения Δy от дальности D при $\sigma = 1^\circ$ и $L = 30$ км.

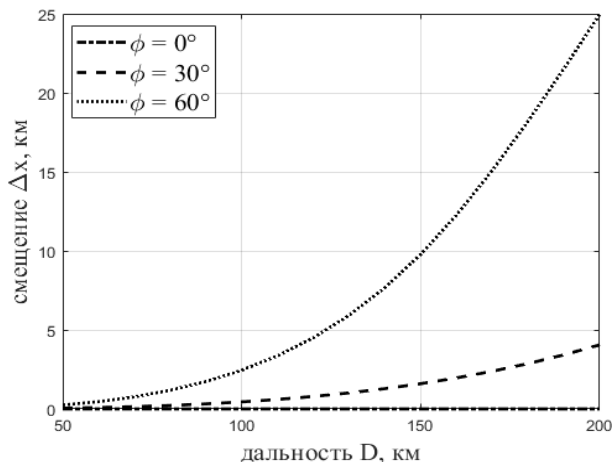


Рис. 9. Зависимость смещения Δx от дальности D при $\sigma = 1^\circ$ и $L = 30$ км.

анализа графиков следует, что систематическая ошибка увеличивается нелинейно с ростом дальности до ИРИ и при СКО измерения пеленга порядка градуса на больших дальностях может составлять единицы километров.

3.3. АЛГОРИТМ УСТРАНЕНИЯ СИСТЕМАТИЧЕСКОЙ ОШИБКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИРИ В АС РЭН

Устранение систематической ошибки определения местоположения ИРИ возможно только при известных условиях наблюдения и его истинном местоположении. На практике данная информация получается только после выполнения РЭН и анализа данных. Поскольку не существует способа получения местоположения ИРИ без предварительного сбора информации [7], устранение систематической ошибки так же возможно только после окончания получения данных. Ввиду того, что с помощью РЭН не всегда возможно получить несмещенную оценку местоположения ИРИ, необходим способ, позволяющий на основе полученных условиях наблюдения оценки местоположения ИРИ определить и устранить систематическую ошибку оценки.

В результате РЭН стали известны: оценка $\hat{\lambda} = \{\hat{x}, \hat{y}\}$ координат ИРИ, далее называемая исходной; ошибка их оценивания \hat{R} ; координаты $\lambda_i = \{x_i, y_i\}$ ЛА в моменты измерения пеленгов; значения пеленгов $\{a_i\}$, где $i = 1, 2, \dots, N$, N — количество измеренных пеленгов; СКО измерения пеленга σ . Требуется устранить систематическую ошибку Δ определения

местоположения ИРИ с допустимой точностью $\Delta_{\text{доп}}$.

В разработанном алгоритме систематическая ошибка устраняется методом последовательного приближения на основе имитационного моделирования РЭН. Имитационное моделирование РЭН заключается в многократном проведении испытаний, где оцениваются координаты ИРИ при известных начальных условиях и измерении пеленга с ошибкой, вносимой датчиком случайных чисел, а также в оценке статистических параметров координат. Блок-схема алгоритма представлена на **Рис. 10**. Алгоритм можно условно разделить на три этапа: 1) определение количества испытаний для имитационного моделирования РЭН; 2) определение прямой, на которой методом последовательного приближения выполняется уточнение положения ИРИ; 3) циклическое уточнение местоположения ИРИ.

На первом этапе алгоритма оценка местоположения $\hat{\lambda}$ принимается за истинное положение λ_0^* , и выполняется статистическое имитационное моделирование РЭН при ограниченном количестве испытаний N_0 . Определяются СКО σ_{N_0} полученной оценки $\lambda_{N_0}^*$ и количество испытаний N , для которого СКО σ_N оценки координат $\lambda_m^* = \{x_m^*, y_m^*\}$, определяемых в циклическом уточнении истинного местоположения λ_m ИРИ на m -м шаге цикла, будет с доверительной вероятностью P на порядок меньше допустимой величины отклонения $\Delta_{\text{доп}}$. Количество испытаний N определяется из неравенства [4]

$$N \geq \left[\frac{t(P)}{0.1\Delta_{\text{perm}}} \right]^2 \sigma_{N_0}^2,$$

где $t(P)$ находится из равенства $2\Phi(t) = P$, $\Phi(t)$ – интеграл вероятностей.

На втором этапе алгоритма повторно производится имитационное статистическое моделирование РЭН при количестве испытаний N и определяется оценка координат λ^* , её систематическая ошибка Δ^* и корреляционная матрица R^* . Строится прямая, проходящая через точки $\hat{\lambda}$ и $\hat{\lambda}^*$. Определяется направление перемещения по прямой по значению угла γ между крайними пеленгами на точку λ_0^* .

На третьем этапе алгоритма выполняется цикл уточнения координат ИРИ путем подбора на прямой методом последовательного приближения координат $\lambda_m = \lambda_{m-1} - k\Delta^*$ на m -м шаге цикла, где $m = 1, 2, \dots, M$, M – количество шагов, необходимых для выхода из цикла, k – множитель поправки систематической ошибки. На каждом шаге выполняется статистическое имитационное моделирование РЭН при количестве испытаний N , и определяется оценка координат λ_m^* . Если при координатах λ_m выполняется условие $|\lambda_m^* - \lambda^*| < \Delta_{\text{доп}}$, то истинное положение $\lambda_0^* = \lambda_m$ ИРИ определено с достаточной точностью, в противном случае начинается новая итерация коррекции координат λ_m , при этом меняя знак и величину поправки в случае «перепрыгивания».

3.4. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ АЛГОРИТМА УСТРАНЕНИЯ СИСТЕМАТИЧЕСКОЙ ОШИБКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИРИ В АС РЭН

Испытание алгоритма проводилось на ПЭВМ с помощью вычислительной среды MATLAB версии R2019b. Определение производительности ПЭВМ выполнялось с помощью функции «bench(100)», показывающей усредненные значения времени выполнения, в числе прочих, тестов «LU», «FFT» (операции с числами с плавающей запятой), соответственно равными 0.2174 с и 0.1399 с.

Имитационное моделирование РЭН проводилось при следующих начальных условиях: дальность D до ИРИ меняется в пределах от 50 до 200 км, база пеленгации $L = 30$

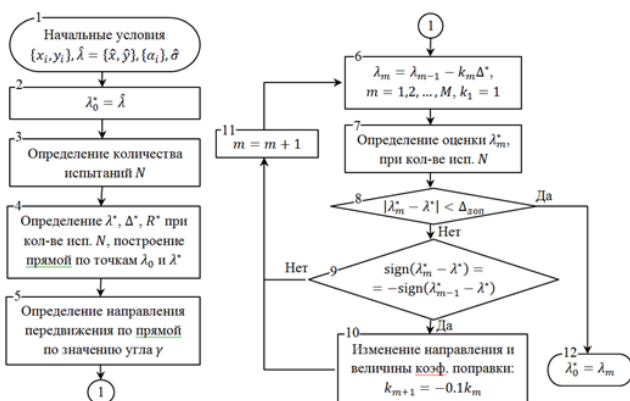


Рис. 10. Блок-схема алгоритма устранения ошибки.

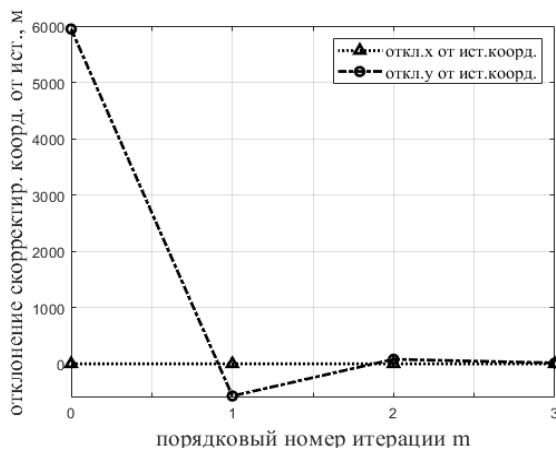


Рис. 11. Динамика отклонения скорректированных координат ИРИ от истинных при $D=200$ км.

км; в одном испытании симметрично измерены 2 пеленга; СКО измерения пеленга 1 градус; количество испытаний для одной итерации коррекции координат ИРИ равно $N = 10^7$. Время выполнения одной итерации составило 160 с.

На Рис. 11 представлена динамика изменения отклонения $\lambda_0^* - \lambda_0$ при $D = 200$ км, на Рис. 12 — график зависимости отклонения исходной и скорректированной оценки от истинного положения ИРИ от дальности D . Анализ графиков показывает, что систематическая ошибка существенно уменьшается уже на первой итерации цикла алгоритма, а дальнейшее уменьшение достигается после нескольких последующих итераций. При дальности $D = 200$ км систематическая ошибка по ординате уменьшается с 6 км до 18 м, при меньших

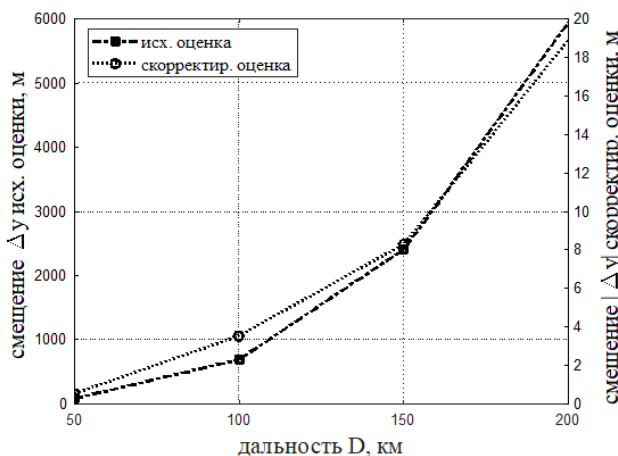


Рис. 12. График зависимости отклонения исходной и скорректированной оценки от истинного положения ИРИ от дальности D .

дальностях результат существенно улучшается и составляет единицы метров. Систематическая ошибка по абсциссе во всех случаях не превышает 1 м, что является незначительным в рамках данной задачи. Таким образом, разработанный алгоритм обеспечивает эффективное устранение систематической ошибки оценки местоположения ИРИ.

4. ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАСПОЗНАВАНИЯ ИРИ

4.1 ХАРАКТЕРИСТИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ РАСПОЗНАВАНИЯ ИРИ

Для случая стационарных источников радиоизлучения, расстояние между которыми больше среднеквадратической ошибки определения их координат, задачи обнаружения и оценивания могут быть решены с высокой достоверностью. Однако анализ современных ИРИ показал, что большая часть из них меняет своё местоположение, расстояние между ними может быть меньше среднеквадратической ошибки определения их координат, широкое использование в районе однотипных ИРИ, а степень перекрытия возможных значений параметров разных типов такова, что не позволит решить задачу распознавания однозначно. При этом в авиационных системах РЭН, как правило, информация об ИРИ поступает со значительной периодичностью. Все выше перечисленные факторы значительно снижают возможности авиационных систем РЭН, не только по вскрытию ИРИ и тем более по выявлению и анализу произошедших изменений в районе РЭН, сопровождению ИРИ и формированию их радиотехнического портрета.

Одним из направлений преодоления указанных трудностей является получение из принятых сигналов ИРИ, не только значения радиотехнических параметров-опознавательных признаков, уже используемых при распознавании, но и дополнительной информации. Дополнительная информация в виде измеренных значений, выделенных индивидуальных опознавательных признаков, позволит повысить детальность распознавания ИРИ вплоть до экземпляра и, следовательно, эффективность их вскрытия, сопровождения, выявления и анализа произошедших изменений

в районе РЭН, уточнения и дополнения существующих радиотехнических портретов ИРИ. Это стало возможным благодаря цифровому характеру обработки информации в современных авиационных системах РЭН, интенсивному развитию её алгоритмов и соответствующей им элементной базы.

Однако число ИРИ в современном районе РЭН так велико, что в масштабе времени, близком к реальному, из-за ограниченных возможностей авиационных систем РЭН получить дополнительную информацию о всех ИРИ не представляется возможным. Необходимым условием получения дополнительной информации об ИРИ является сохранение их принятых оцифрованных сигналов для последующей обработки.

Данная часть работы посвящена сохранению принятого сигнала ИРИ в оцифрованном виде в авиационной системе РЭН.

4.2 АНАЛИЗ СПОСОБОВ СОХРАНЕНИЯ ОЦИФРОВАННОГО СИГНАЛА ИРИ В СИСТЕМЕ РЭН

Известны два способа сохранения оцифрованного сигнала ИРИ в системах РЭН.

Первый способ представляет собой автоматическое сохранение всех оцифрованных сигналов ИРИ. Ввиду большого числа ИРИ и соответственно принятых от них сигналов этот способ предъявляет к системе РЭН высокие требования по пропускной способности каналов сохранения оцифрованных сигналов, к быстродействию и объёму запоминающего устройства. В связи с этим, если передавать большое число оцифрованных сигналов по радиоканалу, снизится скрытность работы и помехоустойчивость системы РЭН. В тоже время, опыт применения систем РЭН показал, что из всех сохранённых оцифрованных сигналов в последующем может быть востребована только незначительная их часть (менее 20%). Последнее свидетельствует о нецелесообразном использовании при этом способе вычислительных ресурсов системы РЭН и о необходимости решения задачи селекции требуемых оцифрованных сигналов перед их сохранением.

Второй способ представляет собой автоматизированное сохранение только

требуемых оцифрованных сигналов. Это достигается изменением оператором заданного режима работы системы РЭН посредством настройки её для частотной селекции требуемых сигналов и их сохранения в оцифрованном виде. Из-за ограниченного объёма запоминающего устройства системы РЭН время записи оцифрованного сигнала может быть меньше его длительности. Вследствие чего операции по записи требуемого сигнала оператором повторяются многократно, и в целом на это тратится много времени. Поэтому данный способ характеризуется низкой пропускной способностью по сохранению оцифрованных сигналов.

Разработанный способ реализует автоматическое сохранение требуемых оцифрованных сигналов ИРИ. В нём устраняются недостатки первого способа за счёт селекции требуемых сигналов перед их сохранением и недостатки второго способа за счёт автоматического выполнения этой процедуры. В этом способе значительно расширены возможности селекции, включением в неё дополнительных условий селекции: по типу ИРИ; по радиотехническим параметрам, в том числе и частоте; по месту расположения ИРИ; по достоверности информации о принятых сигналах.

4.3 АЛГОРИТМ АВТОМАТИЧЕСКОГО СОХРАНЕНИЯ ТРЕБУЕМЫХ ОЦИФРОВАННЫХ СИГНАЛОВ ИРИ

Для автоматического сохранения требуемых оцифрованных сигналов в авиационную систему РЭН вводятся задания, содержащие условия селекции.

На первом этапе обработки, после оценки радиотехнических параметров принятого сигнала, может определяться его принадлежность типам источника радиоизлучения, представленным каталогом типов. Задание типов ИРИ, оцифрованные сигналы которых требуется сохранить, рассматривается как один из способов их селекции в пространстве радиотехнических параметров. Учитывая, что не все интересующие ИРИ или их сигналы, в частности новые, описаны в каталоге типов, другим способом такой селекции является определение принадлежности

принятых сигналов заданным интервалам радиотехнических параметров.

На втором этапе обработки, после отнесения принятого сигнала к одному ранее (на предыдущем шаге наблюдения) обнаруженному источнику радиоизлучения, координаты которого определены, реализуется селекция по месту положения ИРИ. Для этого задаются районы наблюдения ИРИ, сигналы которых требуется сохранить в оцифрованном виде.

Так как информации о принятых сигналах значительно зависит от условий РЭН и имеет вероятностный характер, то в процессе её обработки оцениваются параметры, характеризующие её достоверность. Для сохранения достоверной информации в разработанном алгоритме задаются пороговые значения этих параметров: достоверности принятого сигнала, вероятности распознавания типа ИРИ, размера наибольшей полуоси эллипса ошибки определения координат ИРИ. Превышение заданных пороговых значений является дополнительным способом селекции принятых сигналов для их записи в оцифрованном виде.

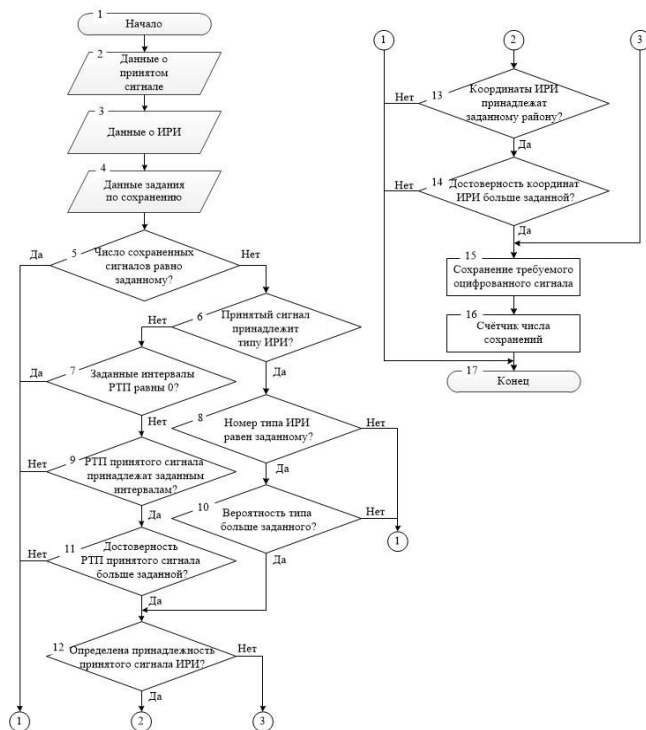


Рис. 13. Блок-схема алгоритма автоматического сохранения требуемых оцифрованных сигналов ИРИ.

Разработанный алгоритм автоматического сохранения требуемых оцифрованных сигналов ИРИ представлен в виде блок-схемы на Рис. 13.

Входные данные алгоритма представлены Блоками 2-4. Блок 2 – данные о принятом сигнале, полученные на i -ом интервале наблюдения: номер типа ИРИ; вероятность распознавания типа ИРИ; РТП принятого сигнала; значение параметра достоверности РТП; решение о принадлежности принятого сигнала к ИРИ, координаты которых определены. Блок 3 – данные о ИРИ на $i-1$ интервале наблюдения: координаты ИРИ; значение параметра достоверности координат ИРИ. Блок 4 – данные задания по сохранению оцифрованных файлов: номер заданного типа; порог вероятности распознавания типа; заданные интервалы РТП; порог достоверности параметров принятого сигнала; заданные параметры района наблюдения ИРИ; требуемое число сохранённых оцифрованных сигналов.

Проверка выполнения условий селекции согласно заданию представлено Блоками 5-14.

Окончание выполнения задания достигается выполнением, представленного Блоком 5, равенства числа ранее сохранённых оцифрованных сигналов, представленного Блоком 14, с заданным числом. Следует отметить, что при вводе задания счётчик числа сохранённых оцифрованных сигналов обнуляется.

Оценка эффективности разработанного алгоритма показала, что его реализация требует незначительных вычислительных ресурсов и обеспечит в современных авиационных системах РЭН фоновое автоматическое сохранение принятых сигналов в оцифрованном виде согласно заданию в масштабе времени близком к реальному.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный в работе анализ решения задач обнаружения, определения местоположения и распознавания ИРИ обосновал значимость предложенных способов повышения их эффективности и определил направления разработки соответствующих алгоритмов обработки информации в современных авиационных системах РЭН. Взаимозависимость принимаемых решений на каждом этапе обработки информации

использована в предложении применения корректирующих и согласованных с типом ИРИ фильтров при обнаружении сигналов и их сохранением в оцифрованном виде.

Выполненное моделирование предложенных методов и разработанных алгоритмов обработки информации подтвердили их реализуемость и повышение эффективности в современных авиационных системах РЭН. В приёмных каналах, использующих информацию о типах ИРИ, отношения сигнал/шум значительно увеличивается (в рассмотренном примере увеличение отношения сигнал/шум составило 9 дБ). С допустимой точностью, равной 0.1СКО, устраняется систематическая ошибка определения местоположения ИРИ. Обеспечивается фоновое автоматическое сохранение принятых сигналов в оцифрованном виде согласно заданию в масштабе времени, близком к реальному, с целью получения дополнительной информации о ИРИ, поэкземплярного их распознавания, сопровождения, выявления и анализа произошедших изменений в районе РЭН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Байлов ВВ, Плаксиенко ВС. *Средства радиозлектронного наблюдения*. Таганрог, Изд. ТГИ, 2009, 104 с.
2. Бирюков ИД, СилиниСИ. Предложения по разработке квазиоптимального алгоритма обнаружения сигналов источников радиоизлучения в авиационных системах *Сб. трудов XIII Всероссийской научно-технической конференции "Радиолокация и радиосвязь"*. Москва, 2019, с. 133-137.
3. Бучучан ПВ, Былдин АЮ. Анализ ошибки определения местоположения источника радиоизлучения пеленгационным методом в авиационной системе радиозлектронного наблюдения. *Сб. трудов XIII Всероссийской научно-технической конференции "Радиолокация и радиосвязь"*. Москва, 2019, с. 138-142.
4. Румшпиский ЛЗ. *Математическая обработка результатов эксперимента*. М., Наука, 1971, 192 с.
5. Тимошенко ПИ, Исаков ВН. Эффекты квантования коэффициентов в

нерекурсивных цифровых фильтрах с П-образной амплитудно-частотной характеристикой. *Международная научно-техническая конференция «INTERMATIS-2018»*, Москва, 2018, с. 628-631.

6. Тихонов ВИ. *Статистическая радиотехника*. М., Радио и связь, 1982, 624 с.
7. Эрастов ВЕ. *Метрология, стандартизация и сертификация*. М., ФОРУМ, 2008, 208 с.

Бирюков Иван Дмитриевич

инженер

ЦНИРТИ им. акад. А.И. Берга

20/9, ул. Новая Басманная, Москва 107078, Россия

biryukob68@gmail.com

Бучучан Павел Владимирович

инженер

ЦНИРТИ им. акад. А.И. Берга

20/9, ул. Новая Басманная, Москва 107078, Россия

p.v.buchuchan@yandex.ru

Тимошенко Полина Игоревна

техник-программист

ЦНИРТИ им. акад. А.И. Берга

20/9, ул. Новая Басманная, Москва 107078, Россия

polina.timoshenko.2011@yandex.ru

DOI: 10.17725/rensit.2020.12.529

На пути к новой парадигме

Мышинский Г.В.Объединенный институт ядерных исследований, <http://www.jinr.ru/>
Дубна 141980, Московская область, Российская ФедерацияE-mail: mysb@jinr.ru

Поступила 31.05.2020, рецензирована 22.06.2020, принята 29.06.2020

Представлена действительным членом РАЕН А.А. Корниловой.

Аннотация: Открытие новых, низкоэнергетических ядерных реакций и нового, резонансного интерференционного обменного взаимодействия, объясняющего, в том числе протекание указанных реакций, дает основание утверждать, что в настоящее время происходит необходимый и неизбежный процесс смены парадигмы.

Ключевые слова: низкоэнергетические ядерные реакции, резонансное интерференционное обменное взаимодействие, трансатомы и трансмолекулы, история науки, резонансные технологии, ноосфера, эволюция, экология

PACS: 01.70.+w; 03.75.Nt; 05.30.Jp; 24.30.-v; 25.60.Pj; 32.10.-f; 36.10.-k

Для цитирования: Мышинский Г.В. На пути к новой парадигме. РЭНСИТ, 2020, 12(4):529-544. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.529.

Towards a New Paradigm

Gennady V. MishinskyJoint Institute for Nuclear Research, <http://www.jinr.ru/>
6, str. Joliot Curie, Dubna 141980, Moscow Region, Russian FederationE-mail: mysb@jinr.ru

Received May 31, 2020, peer-reviewed June 22, 2020, accepted June 29, 2020

Abstract: The discoveries of new low-energy nuclear reactions and a new resonant interference exchange interaction explaining the course of these reactions give grounds to assert that a necessary and inevitable process of changing the paradigm is currently taking place.

Keywords: low-energy nuclear reactions, resonant interference exchange interaction, transatoms and transmolecules, history of science, resonant technology, noosphere, evolution, ecology

PACS: 01.70.+w; 03.75.Nt; 05.30.Jp; 24.30.-v; 25.60.Pj; 32.10.-f; 36.10.-k

For citation: Gennady V. Mishinsky. Towards a new paradigm. RENSIT, 2020, 12(4):529-544. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.529.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (529)
2. НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ (530)
 - 2.1. ХОЛОДНЫЙ ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ (530)
 - 2.2. НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ТРАНСМУТАЦИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ (531)
3. НОВАЯ ПАРАДИГМА (534)
4. НОВОЕ СОСТОЯНИЕ МАТЕРИИ (534)
5. НОВОЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ (535)
6. СВОЙСТВА РИО-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ (537)
7. РЕАКЦИИ ТРАНСМУТАЦИИ (540)

8. ЭВОЛЮЦИЯ И ЭКОЛОГИЯ (542)

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (543)

ЛИТЕРАТУРА (543)

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1896 году А. Беккерель открыл естественную радиоактивность солей урана. Через два года Э. Резерфорд и П. Вийяр показали, что радиоактивные лучи состоят из альфа-, бета- и гамма-излучений. А в 1903 году Резерфорд Э. и Содди Ф. выдвинули гипотезу о преобразовании химических элементов в процессе их радиоактивного распада. Ядерная природа

радиоактивности была понята Резерфордом после того, как в 1911 г. он предложил ядерную модель атома и установил, что радиоактивные излучения возникают в результате ядерных процессов, происходящих внутри атомного ядра. В 1934 году этот вывод был подтвержден открытием супругами Ирен и Фредериком Жолио-Кюри искусственной радиоактивности и открытием в 1938 году О. Ганом и Ф. Штрассманом деления урана под действием нейтронов. С тех пор радиоактивность и ядерные реакции с превращением одних химических элементов в другие всегда шли “рука об руку”. А в научном сообществе сложилось устойчивое, твердое мнение, что радиоактивные излучения всегда сопровождают ядерные реакции.

Однако, почти через столетие после открытия радиоактивности, в 1989-1992 годах в ядерной физике произошли драматические события, знаменующие неожиданным открытием “невозможных”, безрадиационных и низкоэнергетических ядерных реакций.

С развитием аналитического приборостроения и компьютерных технологий в конце прошлого века повсеместно начали создаваться сертифицированные аналитические лаборатории общего пользования, выполняющие исследования веществ и материалов. Одной из целей таких исследований является определение наличия химических элементов и их количества в отобранных материалах и образцах. Аналитические лаборатории, как правило, включают масс-спектрометры с различными типами ионных источников, атомно-эмиссионные и рентгеновские спектрометры, в том числе электронные микроскопы, позволяющие проводить рентгеновский микронзондовый анализ веществ и материалов. У исследователей появилась возможность с предельными уровнями чувствительности [1] получать независимую, достоверную информацию о массовом, элементном составе, как геологических образцов, так и материалов, полученных в различных экспериментах.

Как оказалось во многих физических опытах, связанных с электронным воздействием на конденсированные среды, после их завершения

в средах обнаруживались “посторонние” химические элементы, отсутствующие в них до начала воздействия. Крайне важно отметить, что изотопы “посторонних” элементов были стабильными, т.е. нерадиоактивными. Количество получаемых “посторонних” элементов невозможно было объяснить примесями химических элементов, имеющимися в реакционных объемах. В некоторых опытах “посторонние” элементы составляли десятки процентов от всей массы конденсированной среды. В дальнейшем производство “посторонних” элементов в процессах, непохожих на обычные ядерные реакции, получило название – низкоэнергетическая трансмутация атомных ядер химических элементов. Трансмутация – это превращение одних химических элементов в другие химические элементы в слабозабужденных конденсированных средах. Позднее, низкоэнергетическая трансмутация атомных ядер и холодный ядерный синтез были объединены под общим названием низкоэнергетические ядерные реакции (НЭЯР, LENR – Low Energy Nuclear Reactions) или ядерная наука в конденсированной среде (CMNS – Condensed Matter Nuclear Science).

Низкоэнергетические ядерные реакции не являются частным случаем обычных ядерных реакций. Они происходят повсеместно во Вселенной и являются основой для формирования новой парадигмы. Как новая парадигма не включает в себя старую парадигму, так и низкоэнергетические ядерные реакции не включают в себя обычные, столкновительные ядерные реакции.

Выявим эту новую парадигму.

2. НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

2.1. Холодный ядерный синтез

Реакция холодного ядерного синтеза (ХЯС) была реализована Понсом С. и Флейшманом М. в 1989 году при электролизе с палладиевым (Pd) катодом раствора дейтерированного гидроксида лития в тяжелой воде (0.1M LiOD в растворе 99.5% D₂O + 0.5% H₂O) [2]. Они сообщили, что при электролизе выделяется существенное количество избыточного тепла, которое невозможно объяснить химическими

реакциями. Кроме того, в этих экспериментах был зарегистрирован слабый поток нейтронов (n) и генерация трития (t). Эти результаты позволили авторам сделать вывод о ядерном происхождении избыточного тепла и предположить, что в палладиевом катоде протекают ядерные реакции синтеза с дейтронами (d):



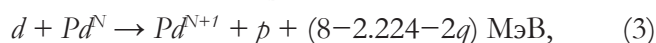
Аналогичные термоядерные реакции (1) и (2) начинают идти при температуре ~ 100 млн. градусов (12.9 кэВ).

Вскоре другими исследователями [3] было обнаружено, что реакции с выходом трития идут до 10^9 раз интенсивнее, чем реакции с выходом нейтронов. Термоядерные реакции (1) и (2) идут с равным выходом.

Дальнейшие исследования показали, что электролизный газ, получающийся при электролизе в реакциях ХЯС, содержит изотоп гелия ${}^4\text{He}$, а его количество коррелирует с энергией, выделяющейся в реакции синтеза [4]. Так на один атом ${}^4\text{He}$ выделяется энергия ~ 32 МэВ. Поскольку синтезируется ${}^4\text{He}$, то, следовательно, идет реакция:

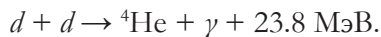


Но энергии, получаемой в данной реакции, недостаточно для имеющейся корреляции в производстве атомов ${}^4\text{He}$ с выделяющейся энергией. Поэтому, параллельно должны идти другие, дополнительные реакции ХЯС. Так, например, при образовании ядерной молекулы ($d-Pd^N$), состоящей из дейтрона и ядра палладия Pd^N , может протекать реакция с захватом палладием нейтрона [5], который входит в состав ядра дейтрона, $d \equiv (p - n)$:



где N – количество нейтронов. В этой реакции выделяется энергия, равная разности между энергией связи нейтрона в ядре палладия (в среднем ~ 8 МэВ) и энергиями связи дейтрона 2.224 МэВ и удвоенной ядерной молекулярной связью q ($d-Pd^N$).

Термоядерная $d+d$ -реакция с получением изотопа гелия ${}^4\text{He}$ известна, но она всегда идет с эмиссией гамма кванта γ с вероятностью 10^{-7} относительно реакций (1) и (2):



В реакциях ХЯС гамма квантов не обнаружено.

В итоге, можно сделать вывод: **реакции холодного ядерного синтеза по своим свойствам отличаются от термоядерных реакций, и они происходят при “комнатных” температурах.**

2.2. НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ТРАНСМУТАЦИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

В опытах Понса С. и Флейшмана М. с электролизом в качестве катода использовался палладий. Это связано с тем, что палладий хорошо растворяет водород. Так один объем Pd растворяет при нормальных условиях 850 объемов H_2 или на 10 атомов палладия приходится 7 атомов водорода. Поэтому в экспериментах, проводимыми разными авторами, часто использовались другие металлы, хорошо растворяющие водород, например, Ti , Fe , Co , Ni , Pt . Или применялись другие методы насыщения палладия водородом. Одним из таких методов является метод насыщения катода с использованием тлеющего газового разряда.

Установка, созданная авторами [6,7] для проведения экспериментов с тлеющим газовым разрядом, представляла собой камеру с катодом и анодом, заполняемую рабочим газом до давления 300-1000 Па. В качестве рабочего газа использовался водород, дейтерий, аргон, ксенон и их сочетания. Тлеющий разряд проводился при плотностях тока 10-50 мА/см² и напряжении горения 500-1400 В. Эксперименты длились до 120 часов. Материалом для катодов служили 100 мкм фольги, изготовленные из палладия и других металлов (Ti , Ag , Nb и др.).

Образцы катодов анализировались на предмет обнаружения в них примесей химических элементов до и после проведения опытов. Для анализа образцов использовались: искровая, вторично-ионная и вторичная нейтрал масс-спектрометрии, а также метод рентгеновского микрозондового анализа. Содержание элементов в катодах регистрировалось в приповерхностном слое толщиной 100 нм. Разница в содержании примесей химических элементов до и после экспериментов трактовалась, как наработка “посторонних” нуклидов. “Посторонние” элементы в основном содержались в

образовавшихся на поверхности палладиевых катодов выростах. Размер этих образований достигал 15 мкм. Наибольший выход “посторонних” нуклидов зарегистрирован в тлеющем разряде дейтерия в палладиевом катоде. Основными нуклидами (с содержанием более 1%) являются ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{29}\text{Si}$, ${}^{44,48}\text{Ca}$, ${}^{56,57}\text{Fe}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{64,66}\text{Zn}$, ${}^{75}\text{As}$, ${}^{107,109}\text{Ag}$, ${}^{110-112,114}\text{Cd}$, ${}^{115}\text{In}$. На рис.1 представлены “посторонние” нуклиды, наработанные в Pd-катоде после его облучения в разряде дейтерия в течение 22 часов, при токе разряда 50 мА. Абсолютное количество атомов этих нуклидов составляет до 10^{17} .

Для таких элементов, как Li, B, C, Ca, Ti, Fe, Ni, Ga, Ge и др., было зарегистрировано изменение природного соотношения изотопов, для некоторых элементов в несколько десятков раз. Например: в зависимости от места на катоде отношение ${}^{57}\text{Fe}/{}^{56}\text{Fe}$ меняется в диапазоне от 25 до 50 раз, в то время, как естественное соотношение имеет значение ${}^{57}\text{Fe}/{}^{56}\text{Fe} = 0.024$. При этом отсутствуют некоторые основные изотопы, например, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{70,73,74}\text{Ge}$, ${}^{113,116}\text{Cd}$. Кроме того, в Pd-катадах наблюдается изменение природного соотношения изотопов палладия.

Во время горения разряда и после его выключения проводилась регистрация гамма-излучения в диапазоне энергий 0.1-3.0 МэВ с помощью Ge(Li)-детектора. Анализ гамма-спектров показал, что излучателями являются нейтронно-избыточные ядра с массами от $A = 16$ до $A = 136$, дающие β -радиоактивные цепочки

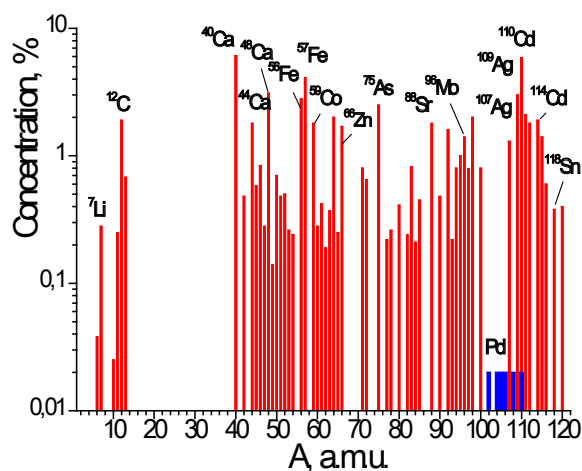


Рис. 1. “Посторонние” нуклиды, наработанные в Pd-катоде в тлеющем разряде дейтерия. Изотопы палладия выделены синими линиями, без их относительного содержания.

распадов. Однако, по оценкам авторов число образовавшихся в результате трансмутации стабильных изотопов в 10^9 - 10^{13} раз больше, чем радиоактивных изотопов. Кроме того, с помощью пластиковых детекторов CR-39 во всех экспериментах были зарегистрированы треки 3 МэВ протонов и 14 МэВ α -частиц, с интенсивностью 10 - $15 \text{ c}^{-1} \cdot \text{см}^2$. Значение энергии зарегистрированных протонов позволяет из уравнения реакции (3) оценить энергию ядерной молекулярной связи дейтрона с ядром палладия ($d\text{-Pd}^N$): $3 \approx 8 - 2.224 - 2q$ (МэВ). Следовательно, $q \approx 1.4$ МэВ.

Авторы [8,9] обращают внимание на регистрацию неизвестных частиц, которые оставляют “странные” следы-треки в рентгеновских и ядерных фотоэмульсиях. Размер треков варьируется от одного до десятков миллиметров. Необычна и разнообразна форма этих треков; это прерывистые линии, прямолинейные, криволинейные и спиралеобразные линии, состоящие из отдельных пятен. Пятна, в свою очередь, могут иметь форму кругов, эллипсов, подков. Авторы отмечают удивительную способность “странных” частиц проникать в металл и передвигаться в нем. Частицы могут выйти из металла, изменив его структуру и состав, оставив за собой следы, подобные тем, которые остаются на фотоэмульсиях.

Отдельно, автор [10,11] исследовал эмиссию рентгеновского излучения (РИ) из палладиевого катода в сильноточном ~ 150 мА тлеющем разряде дейтерия и водорода, а также производство избыточной тепловой мощности.

В опытах было зарегистрировано РИ с энергией 1.5-2 кэВ с интенсивностью до 100 рентген/сек и выявлено три разных режима эмиссии рентгеновского излучения при изменении параметров тлеющего разряда: диффузное РИ, излучение в виде рентгеновских узконаправленных микропучков и сверхмощная генерация РИ. Диаметр микропучка на расстоянии 200 мм от катода оценивался 10-20 мкм, а угловая расходимость $\sim 10^{-4}$. Автор отмечает аномально высокую проникающую способность рентгеновских микропучков в сплошных металлических средах. Стационарная мощность

сверхмощной генерации РИ оценивается до 10 Вт при стационарной электрической мощности разряда 50 Вт.

Измерение избыточной мощности осуществлялось водным, проточным калориметром. Система измерений позволяла контролировать введенную электрическую мощность и тепловую мощность, выведенную охлаждающей водой, с точностью ± 0.5 Вт при абсолютном значении электрической мощности до 120 Вт. В отдельных экспериментах избыточная тепловая мощность составляла несколько десятков Вт, до 50%.

Выявленные в опытах с тлеющим разрядом свойства реакций низкоэнергетической трансмутации элементов (далее – НТЭ или трансмутация) характерны для других экспериментов, никак не связанных с холодным ядерным синтезом. Например: при промышленной, электронной, зонной плавке слитков циркония в вакуумной печи [12]; при взрывах металлических мишеней, облучаемых мощным импульсом электронов [13,14]; при взрывах в жидких диэлектрических средах металлических фольг, через которые пропусклся мощный импульс электрического тока [15,16]; при воздействии импульсным током на расплав свинца с медью [17]; при осуществлении электрического тока в водно-минеральных средах [18]; при ультразвуковой обработке водных солевых растворов [19]; при облучении тормозными гамма квантами конденсированных газов [20-22]; в растущих биологических структурах [23-25] и во многих других [18,26,27].

Все вышеуказанные эксперименты проводились авторами десятки и сотни раз. Результаты экспериментов по трансмутации химических элементов гарантированно воспроизводились и поэтому они не вызывают сомнений.

К основным свойствам реакций низкоэнергетической трансмутации следует отнести:

- Во всех этих экспериментах появляются новые химические элементы, отсутствующие в исходном материале до начала процессов трансмутации. Это свидетельствует о том, что

атомные ядра одних химических элементов превращаются в атомные ядра других элементов.

- В продуктах трансмутации зарегистрировано отношение изотопов химических элементов, отличное от природного соотношения.
- Как правило, в большинстве экспериментов продуктами трансмутации являются стабильные изотопы элементов. В специальных экспериментах было осуществлено превращение радиоактивных изотопов в стабильные.
- Реакции трансмутации не сопровождаются гамма и бета радиоактивными излучениями.
- Выход продуктов трансмутаций в некоторых экспериментах достигает десятков процентов (10-25%) от всей массы конденсированной среды. Такой выход несопоставим с выходом продуктов в обычных ядерных реакциях.
- В реакциях НТЭ выделяется избыточная тепловая, в некоторых случаях, электрическая энергия, значение величин которых невозможно объяснить химическими реакциями.
- Экспериментальные и расчетные значения избыточной энергии, выделяющейся в отдельной реакции трансмутации, небольшие и составляют от десятков кэВ до нескольких МэВ.
- В некоторых экспериментах авторы отмечают, что процесс трансмутации сопровождается неизвестным излучением, которое оставляет свои “странные” следы в фотоэмульсиях, на шлифах металлов, и которое при взаимодействии с веществом изменяют его структуру и химический состав.
- Методики проводимых экспериментов по трансмутации крайне разнообразны и в корне отличаются от методов ядерной физики.

В итоге, можно сделать два вывода:

1. **В реакциях трансмутации, так же, как в реакциях холодного синтеза, идут ядерные реакции.**
2. **Свойства реакций холодного синтеза и реакций трансмутации противоречат свойствам обычных ядерных реакций.**

3. НОВАЯ ПАРАДИГМА

Имеющееся противоречие между обычными и низкоэнергетическими ядерными реакциями невозможно разрешить иначе, как сделать мировоззренческий скачок, наподобие тех, которые были сделаны сообществом ученых: при переходе от представлений о плоской Земли к шарообразной, от геоцентрической системы к гелиоцентрической; при открытии Ньютоном гравитационного взаимодействия и создании им классической механики; и при переходе от нее к квантовой механике, специальной и общей теории относительности; при открытии электромагнитного, сильного и слабого взаимодействий и при открытии атома и атомного ядра.

Согласно Куну Т. [28]: “научная революция происходит тогда, когда учёные обнаруживают аномалии, которые невозможно объяснить при помощи действующей парадигмы, в рамках которой до этого момента происходил научный прогресс. Поэтому, новую парадигму следует рассматривать не просто в качестве текущей теории, но в качестве измененного целого мировоззрения, в котором эта парадигма существует вместе со всеми выводами, сделанными благодаря ей”.

Для совершения настоящего мировоззренческого перехода необходимо осознать, что в природе:

•В конденсированной среде, в сильном магнитном поле ядерные реакции происходят при низких энергиях (в объеме реакций < 1 эВ/атом).

В вакууме ядерные реакции происходят при высоких энергиях (> 10 кэВ/атом – термоядерный синтез). Здесь под вакуумом подразумевается давление остаточного газа (менее 10^{-2} Па), необходимое для ускорения элементарных частиц или тяжелых ионов до энергий, достаточных для последующего осуществления ими обычных, столкновительных ядерных реакций. Такой вакуум существует в межзвездном пространстве и в вакуумных камерах ускорителей. Все остальное: звезды и планеты представляют собой конденсированные среды, причем возбужденные конденсированные среды.

Современная ядерная физика исследует

ядерные реакции, происходящие в вакууме. При этом часть законов ядерной физики, действующих в вакууме, научное сообщество проецирует на конденсированные среды. В некоторых случаях это некорректно. Исследования низкоэнергетических ядерных реакций, происходящих в слабозбужденных конденсированных средах, являются необходимыми и неизбежными.

4. НОВОЕ СОСТОЯНИЕ МАТЕРИИ

В рамках старой парадигмы, в рамках традиционных физических представлений реакции трансмутации при низких энергиях взаимодействующих атомных ядер не могут быть объяснены. Имеется три теоретических запрета на явление трансмутации [16,29]:

1. Невозможность атомным ядрам при их столкновении преодолеть имеющийся между ними кулоновский барьер.
2. Предельно малые вероятности слабых процессов, которые для получения стабильных изотопов в выходном канале реакций трансмутаций ответственны за необходимые преобразования нейтронов в протоны или наоборот.
3. Малые вероятности многоатомных и, следовательно, многоядерных реакций даже при отсутствии кулоновского барьера. Многоядерные реакции трансмутации необходимо ввести для объяснения получения во многих экспериментах тяжелых химических элементов в среде, состоящей из легких элементов. Такие тяжелые элементы невозможно получить в парных реакциях, происходящих между легкими элементами среды.

Приведенные выше свойства реакций трансмутаций и запреты на их протекания при системном анализе выявили требования, которые необходимо выполнить для осуществления реакций низкоэнергетической трансмутации [30]:

1. Электронная структура атомов и нуклонная структура ядер должны измениться. Атомы должны превратиться в трансатомы, а ядра должны превратиться в трансядра.
2. Электроны трансатома должны находиться

- рядом с трансядром. Волновые функции электронов должны значительно перекрываться с ядерными волновыми функциями.
3. Часть электронных состояний трансатома, причем ближайших к трансядру, должна быть не занята электронами.
 4. Трансатомы должны притягиваться друг к другу.
 5. При трансмутации должно происходить взаимодействие одновременно многих трансатомов и, соответственно, многих трансядер.
 6. Трансядра должны иметь возможность сближаться на расстояние действия ядерных сил.
 7. Трансатомы и трансядра должны после трансмутации в конденсированной среде преобразовываться в обычные атомы и ядра.

Перечисленные выше требования на протекание реакций трансмутации, по сути, одновременно являются свойствами нового состояния вещества с названием спиновый нуклидный электронный конденсат [30,31]. Спиновый нуклидный электронный конденсат представляет собой трансатом, у которого электроны спарены в ортобозоны $S = 1\hbar$. Спаренные электроны образуют конденсат Бозе-Эйнштейна. В центре трансатома расположено трансядро, сформированное сверхсильным магнитным полем электронного Бозе-конденсата. Свойства трансядра отличаются от свойств обычного ядра.

5. НОВОЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Наиболее правдоподобной научной концепцией, удовлетворяющей всем перечисленным выше требованиям, является теория конденсации атомных электронов в непосредственной близости у ядра за счет их спаривания в ортобозоны со спином равным единицы $S = 1\hbar$ [32], и механизм автоматической концентрации трансядер и осуществление ими реакций трансмутации при обобществлении трансатомами своих ортобозонов.

Взаимодействием, ответственным за низкоэнергетические ядерные реакции,

является взаимодействие, которое связано как с неразличимостью тождественных объектов: элементарных частиц, протонов, нейтронов, атомных ядер, молекул и др.; так и с взаимодействием объектов, которые связаны резонансными R-состояниями. Это взаимодействие называется – резонансное интерференционное обменное взаимодействие.

РИО-взаимодействие включает в себя как известное, обменное взаимодействие между тождественными объектами [33], так и недавно открытое, обменное взаимодействие между любыми объектами A и B, которые имеют резонансные R-состояния, принадлежащие составной системе, состоящей из объектов A + B [5,34]. Составная система из объектов A + B не является результатом слияния этих объектов. Резонансное R-состояние составной системы A + B, в определенном смысле, является некоторым “образом” объектов A и B. Этот “образ” подобен и “тождественен” и объекту A, и объекту B. Природа обменного взаимодействия связана с перекрытием и интерференцией волновых функций тождественных объектов или объектов, которые имеют резонансные R-состояния.

Принцип тождественности гласит: экспериментально невозможно различить одинаковые объекты или одинаковые частицы. Так, если две тождественные частицы 1 и 2 поменять местами или состояниями a и b: $\psi_a(1)\psi_b(2) \rightarrow \psi_a(2)\psi_b(1)$, то результат взаимодействия между ними не изменится. Здесь $\psi_a(1) = [\psi_a(x_1, y_1, z_1)]S(1)$ и $\psi_b(2) = [\psi_b(x_2, y_2, z_2)]S(2)$ – это волновые функции частиц, представляющие собой произведения их координатных частей $[\psi_{a,b}(x, y, z)]$ на их спиновые части S(1) и S(2), а $\psi_a(1)\psi_b(2)$ и $\psi_a(2)\psi_b(1)$ – волновые функции двух частиц.

Результат взаимодействия не изменится, если волновую функцию частиц представить суперпозицией волновых функций двух состояний - собственного состояния $\psi_a(1)\psi_b(2)$ и тождественного $\psi_a(2)\psi_b(1)$:

$$\psi^\pm(1,2) = \frac{1}{2} \{ \psi_a(1)\psi_b(2) \pm \psi_a(2)\psi_b(1) \}. \quad (4)$$

Знак плюс в выражении (4) описывает бозоны – частицы с нулевым или целым спином,

$s = 0, 1\hbar, 2\hbar \dots$ Бозоны подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна, в которой при перестановке частиц знак волновой функции $\psi^+(1,2)$ не меняется. Знак минус описывает фермионы – частицы с полуцелым спином, $s = \hbar/2, 3\hbar/2 \dots$ Фермионы подчиняются статистике Ферми-Дирака, в которой при перестановке частиц знак волновой функции $\psi^-(1,2)$ меняется на противоположный. Наша Вселенная в основном состоит из фермионов: электронов, протонов, нейтронов, нейтрино.

По определению, квадрат волновой функции частиц равен плотности вероятности их нахождения в данной точке пространства и в данный момент времени. Если выражение (4) возвести в квадрат, то

$$|\psi^\pm(1,2)|^2 = \frac{1}{4} \{ (|\psi_a(1)\psi_b(2)|^2 + |\psi_a(2)\psi_b(1)|^2) \pm \pm [\psi_a^*(1)\psi_b^*(2)\psi_a(2)\psi_b(1) + \psi_a(1)\psi_b(2)\psi_a^*(2)\psi_b^*(1)] \}.$$

Значения в круглой скобке – это вероятность нахождения частиц в собственном и в тождественном состояниях. Значение в квадратной скобке – это вероятность нахождения частиц в обменном состоянии, когда каждая из частиц находится одновременно в двух состояниях a и b . Обменное состояние возникает, когда волновые функции тождественных частиц перекрываются (рис. 2). Чем больше волновые функции тождественных частиц перекрываются, тем больше значение обменного состояния.

Обменные фундаментальные взаимодействия.

Поскольку частицы или другие объекты имеют массы, электрический, барионный, лептонный заряды, спины, спиновые магнитные моменты, то они участвуют во всех фундаментальных взаимодействиях. Фундаментальные взаимодействия, которые осуществляются между объектами, находящимися в собственных

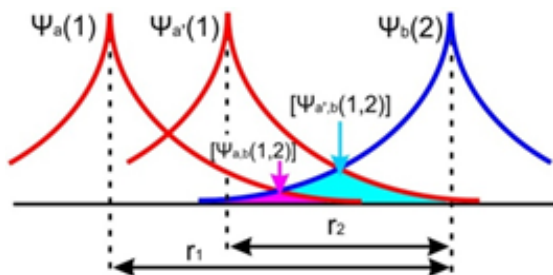


Рис. 2. Перекрывание волновых функций тождественных частиц.

состояниях – это основные взаимодействия между объектами. Кроме того, тождественные объекты, участвуют в дополнительных, обменных фундаментальных взаимодействиях:

обменном сильном [F] – $\psi_a^*(1)\psi_b^*(2)[F]\psi_a(2)\psi_b(1)$;
 обменном электромагнитном [EM] – $\psi_a^*(1)\psi_b^*(2)[EM]\psi_a(2)\psi_b(1)$;

обменном слабом [W] – $\psi_a^*(1)\psi_b^*(2)[W]\psi_a(2)\psi_b(1)$
 и обменном инерционно-гравитационном [IG] – $\psi_a^*(1)\psi_b^*(2)[IG]\psi_a(2)\psi_b(1)$.

Резонансные интерференционные обменные фундаментальные взаимодействия.

Если объекты A и B имеют резонансные R-состояния, принадлежащие составной системе A+B, то на длине волновых функций объектов A и B эти R-состояния возбуждаются. Каждое резонансное R-состояние имеет собственную волновую функцию $\psi_R(R)$. Волновая функция $\psi_a(A)$ объекта A присутствует в R-состоянии пропорционально коэффициенту K_A : $\psi_R(A) = K_A \psi_a(A)$ (рис. 3). Соответственно, волновая функция $\psi_b(B)$ объекта B присутствует в R-состоянии пропорционально коэффициенту K_B : $\psi_R(B) = K_B \psi_b(B)$. Коэффициенты K_A и K_B характеризуют подобие объектов A и B резонансному R-состоянию. Для каждого R-состояния коэффициенты K_A и K_B индивидуальны. Обычно K_A и $K_B < 1$. И наоборот, коэффициенты K_A и K_B характеризуют подобие резонансного R-состояния объектам A и B. Поэтому волновая функция $\psi_a(A)$ объекта A будет присутствовать в b-состоянии $\psi_b(A)$ с коэффициентом $K_B K_A$: $\psi_b(A) = K_B \psi_R(A) = K_B K_A \psi_a(A)$ (рис. 3). С тем же коэффициентом $K_A K_B$ волновая функция $\psi_b(B)$ объекта B будет присутствовать в a-состоянии: $\psi_a(B) = K_A \psi_R(B) = K_A K_B \psi_b(B)$.

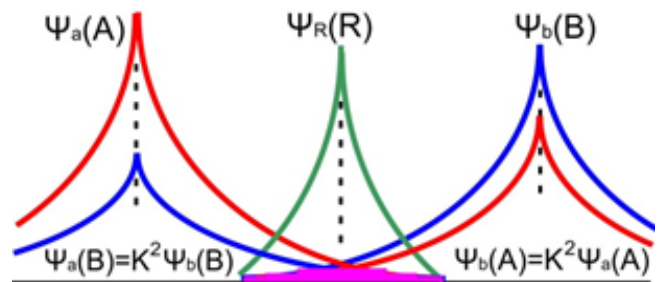


Рис. 3. Перекрывание волновых функций “тождественных” объектов A и B при образовании R-состояния.

Таким образом, можно сказать, что объекты А и В “тождественны” друг другу с обобщенным коэффициентом подобия $K^2 \equiv K_A K_B$. Пространственная область РИО-взаимодействия для всех фундаментальных потенциалов: F, EM, W и IG, определяется приведенными длинами волновых функций “тождественных” объектов А и В с коэффициентом $K^2: K^2 \cdot \lambda_{A,B}$ (рис. 3).

Когда приведенные длины волновых функций объектов А и В перекрываются, тогда они находятся одновременно в двух состояниях: собственном $\psi_a(A)\psi_b(B)$ и тождественном $\psi_b(A)\psi_a(B)$. А их полная волновая функция равна $\psi^\pm(A, B) = \psi_a(A)\psi_b(B) \pm \psi_a(B)\psi_b(A)$.

Собственная часть $\psi_a(A)$ в своем месте *a* взаимодействует с тождественной $\psi_a(B)$, а собственная $\psi_b(B)$ в своем месте *b* взаимодействует с $\psi_b(A)$. Таким образом, благодаря резонансному интерференционному обменному взаимодействию, короткодействующее сильное F и локальное слабое W взаимодействия становятся “дальнодействующими”.

Как уже говорилось, “тождественные” объекты А и В, которые имеют резонансные R-состояния, участвуют в дополнительных, фундаментальных РИО-взаимодействиях:

в РИО-сильном взаимодействии [F] – $\psi_a^*(A)\psi_b^*(B)[F]\psi_a(B)\psi_b(A)$;

РИО-электромагнитном [EM] – $\psi_a^*(A)\psi_b^*(B)[EM]\psi_a(B)\psi_b(A)$;

РИО-слабом [W] – $\psi_a^*(A)\psi_b^*(B)[W]\psi_a(B)\psi_b(A)$ и РИО-инерционно-гравитационном [IG] – $\psi_a^*(A)\psi_b^*(B)[IG]\psi_a(B)\psi_b(A)$.

Энергия РИО-взаимодействия является дополнительным вкладом в общую энергию взаимодействующих объектов. Эта дополнительная энергия есть энергия резонанса.

6. СВОЙСТВА РИО-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

К главным свойствам фундаментальных резонансных интерференционных обменных взаимодействий следует отнести:

1. Фундаментальные РИО-взаимодействия между “тождественными” объектами происходят тем интенсивнее, чем больше их волновые функции перекрываются.

2. На приведенных длинах волновых функций “тождественных” объектов, благодаря РИО-взаимодействию, короткодействующее сильное F и локальное слабое W взаимодействия становятся “дальнодействующими”.
3. Энергия РИО-взаимодействия E_c является дополнительным вкладом в полную энергию системы E взаимодействующих объектов.
4. Энергия РИО-взаимодействия E_c может быть положительной или отрицательной, в зависимости от типа фундаментального взаимодействия.
5. Знак вклада обменной энергии в полную энергию системы может быть разным: плюс или минус $\pm E_c$, в зависимости от того симметрична или антисимметрична координатная часть общей волновой функции объектов. Поэтому, обменная энергия E_c может уменьшить, а в некоторых случаях, полностью компенсировать основную часть энергии системы C, $E^c \equiv C - E_c$.

Одно из следствий обменного кулоновского взаимодействия состоит в том, что в атоме, находящимся в сильном магнитном поле $B > 30$ Тл, оно позволяет спаривать электроны с параллельными спинами в ортобозоны с $S = 1\hbar$.

Как указывалось выше, большинство экспериментов по трансмутации происходят благодаря электронному воздействию на конденсированную среду с помощью мощных импульсов электронов или мощных токов. Направленное движение электронов создает магнитное поле как за счет переноса электрических зарядов электронов e^- , так и за счет переноса их магнитных моментов μ_e . Магнитные моменты потока электронов, благодаря свойству спиральности, направлены в одну сторону, в сторону их импульсов. Спины электронов и нейтрино (e^- и ν_e) направлены против импульса – они имеют левую спиральность, а спины позитронов и антинейтрино (e^+ и $\bar{\nu}_e$) направлены по импульсу – они имеют правую спиральность частиц. Магнитный момент электрона направлен против спина. Магнитное поле B_s , создаваемое магнитными моментами, описывается уравнением Ландау [35]:

$$\mathbf{B}_S = \mu_0 \sum_i \frac{3\mathbf{n}_i(\boldsymbol{\mu}_e \cdot \mathbf{n}_i) - \boldsymbol{\mu}_e}{r_i^3}, \quad (5)$$

где $\mu_0 = 1.26 \cdot 10^{-6}$ Гн/м магнитная постоянная; $\mu_e = 9.29 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл = $5.79 \cdot 10^{-5}$ эВ/Тл, r – расстояние от электрона до точки, в которой вычисляется поле \mathbf{B}_S ; \mathbf{n} – единичный вектор в направлении r , i – количество электронов с параллельными спинами. Из формулы (5) следует, что магнитный момент электрона $\boldsymbol{\mu}_e$ создает магнитное поле равно 30 Тл на расстоянии 0.092 нанометров по оси своего направления (диаметр атома водорода равен 0.106 нм). Такое же магнитное поле 30 Тл создается в центре ячейки электронной решетки с однонаправленными магнитными моментами электронов и со стороной $1.6 \cdot 10^{-10}$ м, что соизмеримо с размерами атомов. Так атом ортогелия, у которого спины электронов параллельны, имеет магнитные поля в области ядра ~ 410 Тл и ~ 70 Тл на своем диаметре $\sim 1.75 \cdot 10^{-10}$ м. Возникшее в конденсированной среде сильное магнитное поле > 30 Тл порождает спаривание электронов в ортобозоны со спинами $S = 1\hbar$, формируя тем самым “магнитную матрешку” с образованием спинового нуклидного электронного конденсата [31].

В работе [36] показано, что в сильном магнитном поле спаривание атомных электронов с параллельными спинами осуществляется благодаря:

во-первых, обменному взаимодействию электронов, имеющего характер притяжения и, во-вторых, возникновению осцилляций электронов ω_b около своих орбиталей (рис. 4a,b).

В сильном магнитном поле \mathbf{B} у всех атомных электронов рзрываются $\mathbf{l} + \mathbf{s}$ и $\mathbf{j} + \mathbf{j}$ связи и их орбитальные моменты \mathbf{l} “вмораживаются” в поле. Взаимодействие между электронами заставляет их осциллировать около орбиталей. Эти осцилляции квантуются посредством введения нового, осцилляционного квантового числа – n_b . Обменное взаимодействие между двумя электронами и их осцилляции с квантовыми числами $\pm n_b$ позволяют электронам создать ортобозон с $S = 1\hbar$. Квантовые числа осцилляций у спаренных электронов равны друг другу по модулю, но противоположны по знаку

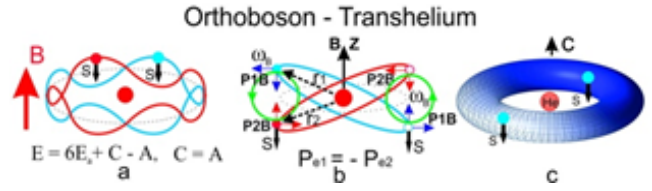


Рис. 4. а – осцилляции электронов около орбиталей; б – осцилляции электронов вдоль и поперек магнитного поля \mathbf{B} ; в – тороид ортобозона, трансгелий.

$n_b^1 = -n_b^2$, $n_b = 1, 2, 3, \dots$. Поэтому принцип Паули для них выполняется. Благодаря обменному взаимодействию у двух электронов возникают коррелированные осцилляции (рис. 4a,b). – Сумма импульсов двух электронов в паре равняется нулю, т.е. электроны в паре имеют равные по величине и противоположные по направлению импульсы $\mathbf{P}_{1e} = -\mathbf{P}_{2e}$. Электроны в паре осциллируют как вдоль, так и поперек магнитного поля \mathbf{B} (рис. 4b). Поскольку электроны в паре осциллируют в противофазе $\mathbf{P}_{1e} = -\mathbf{P}_{2e}$ ($n_b^1 = -n_b^2$), такое движение позволяет двум электронам в одинаковых энергетических состояниях находиться в непересекающихся пространственных областях (рис. 4b). Траектории движения электронов можно представить как вложенные друг в друга замкнутые спирали, расположенные на поверхности тороида (рис. 4c). Две электронные спирали похожи на двойной винт молекулы ДНК.

Траектории нескольких ортобозонов в многоэлектронном трансатоме создают тороидную спиновую электронную магнитную скрутку – торсэм-скрутку спиралей, вложенных друг в друга, что напоминает ДНК-код главной героини фильма “Пятый элемент” – Лилу [37]. Торсэм-скрутка расположена на поверхности тороида. Многоэлектронный атом образует Трансатом, обладающий электронным Бозе-Эйнштейна конденсатом (рис. 6). В сильном магнитном поле атомные электроны неизбежно спариваются в ортобозоны, а обычные атомы неизбежно трансформируются в трансатомы [32].

Поскольку в ортобозоне координатная часть общей волновой функции электронов антисимметрична $n_b^1 = -n_b^2$, то полная кулоновская энергия электронов равна $E = 6E_a + C - E_c$ (рис. 4a), где $6E_a$ – энергия взаимодействия двух спаренных электронов с ядром, E_a – энергия

связи единственного электрона с ядром, C - это основная, обычная кулоновская энергия расталкивания двух электронов, а E_c - это их обменная кулоновская энергия. Энергии C и E_c положительны. А так как оба электрона находятся в равных энергетических состояниях $a = b$, то $C = E_c$ и $E^C \equiv C - E_c = 0$. Обменное кулоновское притяжение двух электронов полностью гасит их кулоновское отталкивание. Возникает квантовый парадокс: “Волны гасят Ветер”.

Два атома водорода, взаимодействующие в сильном магнитном поле, из-за возникновения осцилляций электронов ω_b соединяются в трансмолекулу водорода “H₂”, у которой электроны спарены в ортобозон [36] (рис. 5a). Этот ортобозон создает в трансмолекуле водорода “H₂” электромагнитную потенциальную яму с вектором магнитной индукции в центре $\sim 10^4$ Тл. В таком сверхсильном и неоднородном магнитном поле протоны ($S_p = \hbar/2$) будут иметь параллельные спины $\uparrow\uparrow$. Как электроны, протоны в трансмолекуле водорода образуют связанное состояние - ядерный ортобозон $S = 1\hbar$ за счет собственного обменного взаимодействия и собственных коррелированных осцилляций. Так же, как у электронов, обменное кулоновское взаимодействие протонов полностью компенсирует их кулоновское отталкивание. Это приведет к сближению протонов до ядерных расстояний и образованию трансмолекулы “гелия-pp” (“He-pp”) [36] (рис. 5b). Протоны в трансмолекуле “He-pp” могут быть заменены на дейтроны d или тритоны t . Тогда формируются трансмолекулы “He-dd” и “He-tt”.

Одним из возмущающих потенциалов между электронами и между протонами в

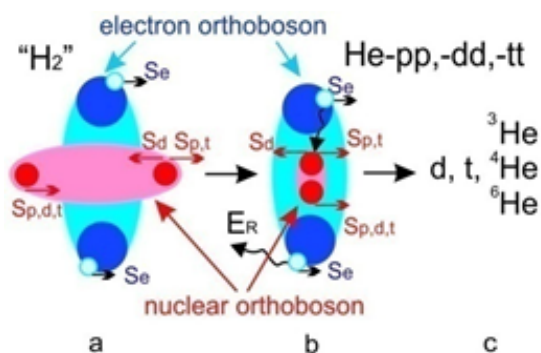


Рис. 5. Электронные и ядерные ортобозоны в трансмолекуле водорода и в трансмолекуле “гелия”.

ортобозонах является рассмотренное выше кулоновское взаимодействие: $V_c = k \cdot e^2 / r_{12}$, где r_{12} - расстояние между электронами или протонами, $k = 1/4\pi\epsilon_0 = 8.99 \cdot 10^9$ Н·м²/Кл² ($\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м - электрическая постоянная), $e = 1.6022 \cdot 10^{-19}$ Кл - заряд электрона и протона. Другим возмущающим потенциалом между электронами и между протонами в ортобозонах является гравитационное взаимодействие: $V_G = G \cdot m^2 / r_{12}$, где $G = 6.67 \cdot 10^{-11}$ м³·с⁻²·кг⁻¹ - гравитационная постоянная, m - масса электрона $9.11 \cdot 10^{-31}$ кг или протона $1.67 \cdot 10^{-27}$ кг. Гравитационная энергия электронов или протонов, или других тождественных ядер, связанных в ортобозоны, равна $E^G = \mathcal{E} - E_G$, где \mathcal{E} - это обычная гравитационная энергия притяжения двух электронов или двух протонов, или двух других тождественных ядер друг к другу, а E_G - это их обменная гравитационная энергия. Гравитационные энергии \mathcal{E} и E_G у электронов, протонов и других объектов имеют отрицательные значения. И, как в случае кулоновского взаимодействия, обменное гравитационное отталкивание электронов, протонов, нейтронов и других тождественных ядер, которые образуют ортобозон, полностью компенсирует их гравитационное притяжение $E^G = 0$.

Следовательно, в трансмолекулах у пар электронных и ядерных ортобозонов дальнедействующие кулоновское и гравитационное взаимодействия отсутствуют. Но в этих трансмолекулах на длинах волновых функций ядерных ортобозонов действуют сильное и слабое взаимодействия. А в электронных ортобозонах и между ними и ядерными ортобозонами действует слабое взаимодействие.

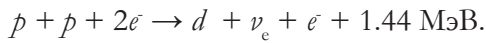
Длины волновых функций λ ортобозонов в основном состоянии с $n = 1$ равны радиусам ортобозонов R : $\lambda = R = \hbar/P$, где n - главное квантовое число, P - импульс частиц, составляющих ортобозон. Поэтому волновые функции электронов в торсэм-скрутке значительно перекрываются с ядерными волновыми функциями.

Таким образом, резонансное интерференционное обменное взаимодействие - это новое, Пятое фундаментальное

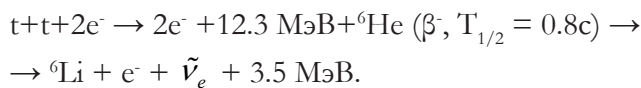
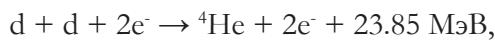
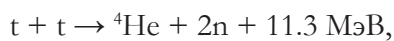
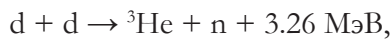
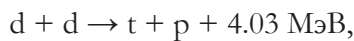
взаимодействие. Оно является Универсальным взаимодействием, поскольку всегда включает в себя все остальные четыре фундаментальных взаимодействия. Более того, РИО-взаимодействие изменяет действие составляющих его четырех взаимодействий и управляет ими, подобно “Пятому элементу” из одноименного фильма, который управляет четырьмя стихиями [37].

7. РЕАКЦИИ ТРАНСМУТАЦИИ

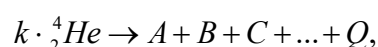
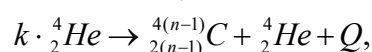
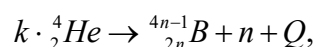
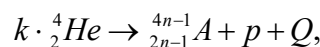
Поскольку в трансмолекуле “He-pp” протоны находятся на ядерном расстоянии, то это приведет к ядерной реакции трансмутации с участием электронного ортобозона. При этом будет синтезирован дейтрон:



С производством дейтерия и трития будут образовываться трансмолекулы “He-dd” и “He-tt”, которые также являются ядерными ортобозонами. Они вступают в ядерные реакции трансмутации без кулоновского барьера, в том числе с участием электронного ортобозона, $2e$, с образованием протонов, нейтронов, тритонов, ядер ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}$ (рис. 5*в*) [32]:



В то же время, атомы ортогелия будут образовывать многоядерные трансмолекулы $k \cdot {}^4_2\text{He}$ с гелиевым Бозе-конденсатом. Создание таких трансмолекул приводит к многоядерным реакциям, с испусканием протонов, нейтронов, альфа-частиц и тяжелых химических элементов с зарядом ядра $Z \geq 6$ [38]:



где Q – энергия, выделяющаяся в результате реакции.

Поскольку спины \mathbf{s} и магнитные моменты электронов $\boldsymbol{\mu}_e$ в Бозе-конденсате

направлены в одну сторону, они порождают внутри и вокруг трансатомов ультрасильное направленное неоднородное и анизотропное магнитное поле до $\mathbf{B}_s \sim 10^5\text{--}10^{10}$ Тл (5) [30]. При этом неоднородность и анизотропия магнитного поля ΔB_s существуют на размерах взаимодействующих трансядер. Это приводит к неопределенности значений энергий нуклонов с магнитными моментами μ_N в трансядрах – $\Delta B_s \cdot \mu_N$, что эквивалентно неоднородности времени. Тем самым, можно сказать, что РИО-взаимодействие изменяет структуру и свойства пространства-времени. Следовательно, при взаимодействии трансядер, движущихся в трансмолекуле, не сохраняются интегралы движения: нарушается закон сохранения импульса, закон сохранения момента импульса (спина) и закон сохранения энергии. Таким образом, напрашивается вывод, что исследование физического вакуума невозможно иначе, как через изучение конденсированного состояния материи, находящейся в экстремальных условиях.

Внутреннее ультрасильное магнитное поле B_s^0 , взаимодействуя с магнитными спиновыми и магнитными орбитальными моментами нуклонов в ядре, меняет структуру ядра, превращая его в Трансядро.

Внешние ультрасильные магнитные поля B_s^R трансатомов притягивают их друг к другу ($B_s^R * \mu_e > 10^5 * 5.8 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$). Электронные Бозе-конденсаты двух трансатомов объединяются в общий конденсат. Из трансядер образуется двойная ядерная трансмолекула. К ней могут присоединиться другие трансядра. Формируется многоядерная трансмолекула, в которой происходят многоядерные реакции, в том числе, с участием электронных ортобозонов. Таким образом, происходят ядерные-электронные или сильные-слабые реакции, продукты которых нерадиоактивны.

Осуществляются эти реакции благодаря резонансному интерференционному обменному взаимодействию. На рис. 6 изображено образование трансмолекулы натрия ${}^{23}_{11}\text{Na}^M$ из трансатомов бора ${}^{11}_5\text{B}^T$ и углерода ${}^{12}_6\text{C}^T$. Трансядра ${}^{11}_5\text{B}^T$ и ${}^{12}_6\text{C}^T$ в трансмолекуле ${}^{23}_{11}\text{Na}^M$

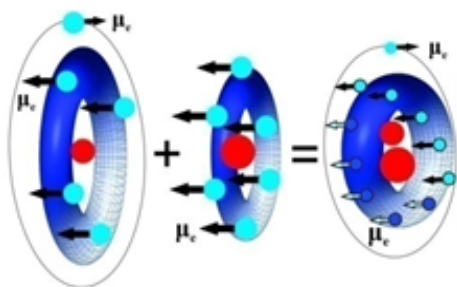


Рис. 6. Образование трансмолекулы натрия из трансатомов бора и углерода.

не могут слиться из-за кулоновского барьера между ними. Но, благодаря существованию резонансных R-состояний у трансмолекулы, между трансядрами и между трансядрами и их ортобозонами действуют сильные и электрослабые силы.

Трансмoleкулу натрия $^{23}_{11}\text{Na}^M$ можно составить из других трансатомов, например: трансгелия $^4_2\text{He}^T$ и трансфтора $^{19}_9\text{F}^T$. Из такого же количества нуклонов, независимо от того протоны это или нейтроны, можно составить другие трансмолекулы, например: магния $^{23}_{12}\text{Mg}^M$ из трансгелия $^3_2\text{He}^T$ и транснеона $^{20}_{10}\text{Ne}^T$. Все указанные трансмолекулы имеют свои резонансные R-состояния, но они имеют разные ядерные и ядерные молекулярные энергии связи. Чем энергетически ближе друг к другу энергии связи этих трансмолекул, тем больше их резонансные R-состояния перекрываются и тем с большей вероятностью происходит реакция трансмутации. По этой причине энергия, выделяющаяся в реакциях трансмутации, по сравнению с обычными ядерными реакциями, незначительна: от десятков кэВ до нескольких МэВ. На рис. 7 представлены все возможные, рассчитанные компьютером, реакции трансмутации. Не исключено, что может произойти преобразование трансмолекулы натрия в обычное атомное ядро натрия $^{23}_{11}\text{Na}$: $^{23}_{11}\text{Na}^M \rightarrow ^{23}_{11}\text{Na} + 13.36\text{MeV}$. Энергия, выделяющаяся в реакции 13.36 МэВ, передается окружающим ядро электронным ортобозонам. Таким образом, реакции трансмутации можно представить как реакции обмена нуклонами между трансядрами с возможным преобразованием протонов в нейтроны и наоборот, а также как реакции безрадиационного слияния и деления трансядер.

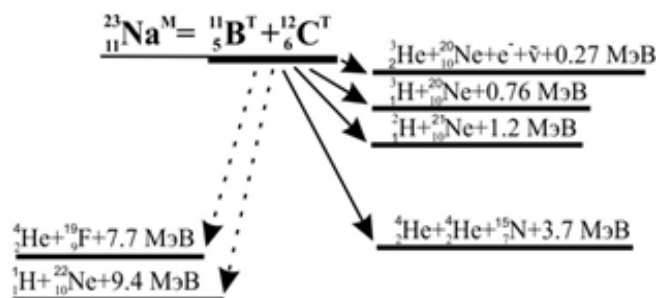


Рис. 7. Реакции трансмутации на примере преобразования трансмолекулы натрия.

После осуществления низкоэнергетических ядерных реакций атомные ядра разлетаются. И, если они не находятся в сильном магнитном поле, то продукты реакций образуют обычные ядра и обычные атомы.

Примечательно, что деление ядра урана-235 тепловым нейтроном связано с РИО-взаимодействием [5,34]. Процесс захвата теплового нейтрона ядром урана-235 носит ярко выраженный резонансный характер, когда энергия нейтрона близка к одному из значений, соответствующему R-уровню составной системы: нейтрон плюс ядро урана-235. После РИО-захвата ядром урана-235 нейтрона на R-уровень он осуществляет электромагнитный переход на высоковозбужденный уровень их общего ядра, уран-236. Энергия этого возбужденного состояния ~7-8 МэВ больше, чем энергия кулоновского барьера деления 6 МэВ. Поэтому ядро уран-236 с большей долей вероятности, определяемой ядерным взаимодействием, разделится на два осколка, чем окажется в основном состоянии, переход в которое определяется электромагнитным взаимодействием. Таким образом, атомная энергетика, в отличие от всех других, является резонансной технологией.

8. ЭВОЛЮЦИЯ И ЭКОЛОГИЯ

В прошлом веке эволюционное развитие живой природы, биосферы перешло в новое состояние, в ноосферу. Вернадский В.И. в 1944 г. писал [39]: “В XX веке впервые в истории Земли человек узнал и охватил всю биосферу. Человечество, взятое в целом, стало мощной геологической силой, все растущей. И перед ним, перед его мыслью и трудом, становится вопрос о перестройке биосферы в интересах свободно

мыслящего человечества как единого целого. Это новое состояние биосферы и есть ноосфера”.

В XXI веке экология, изучающая в том числе влияние деятельности человека на окружающую среду и живую природу, пришла к заключению, что на данном этапе эволюции ноосфера характеризуется противоречием между своим неудержимым развитием и необходимым сохранением. Главной проблемой в сохранении ноосферы является загрязнение окружающей среды, вызванное все возрастающей производственной деятельностью человечества. Загрязнение окружающей среды и живой природы достигло геологических масштабов. Масштаб загрязнений настолько огромен, что биосфера Земли уже не способна их утилизировать и нейтрализовать. По этой причине перед человечеством встает принципиальный вопрос о существовании Живой экосистемы в целом, и о существовании самого человечества, в частности.

Основными источниками загрязнений являются сжигание углеводородов для нужд энергетики и переработка минеральных материалов. Сжигание углеводородов сопровождается увеличением уровня содержания в атмосфере окиси углерода, приводящего к парниковому эффекту, катастрофически изменяющему климат Земли. Переработка минералов приводит к появлению отходов в виде новых химических соединений, чужеродных и токсичных материалов, вредных для живых организмов и не способных к утилизации в биосфере.

Несмотря на все усилия человечества, в том числе по созданию альтернативных источников энергии, становится все более очевидным, что современный технологический уклад не способен ликвидировать имеющиеся противоречия между развитием и сохранением ноосферы.

С открытием низкоэнергетических ядерных реакций и резонансного интерференционного обменного взаимодействия указанное противоречие может быть преодолено. Данное заключение базируется на идее создания резонансных технологий, как способе получения максимального результата при минимальных затратах.

Прежде всего, это касается разработки новых источников энергии, основанных на низкоэнергетических ядерных реакциях: на реакциях холодного ядерного синтеза и на реакциях ядерной трансмутации. Из-за отсутствия выработки углекислого газа, вредных выбросов и стоков, из-за отсутствия радиации и радиоактивных отходов такие резонансные источники энергии (РИЭ) являются экологически безопасными. В будущем они заменят энергетические источники, использующие ископаемые виды топлива. Как следствие, исчезнет необходимость в добыче, переработке и транспортировке ископаемого топлива для целей энергетики. Будучи мощными и компактными, РИЭ имеют возможность развертывания в централизованных или рассредоточенных конфигурациях. РИЭ – это дешевые и практически неисчерпаемые источники энергии. По этим причинам они могут широко применяться при ликвидации вредных для биосферы отходов производств. Установки по ликвидации отходов производств могут использовать резонансные технологии так же, как собственно и сами промышленные производства должны будут использовать подобные технологии.

В состав многих современных материалов, которые применяются в производстве промышленной продукции, входят редкие и рассеянные в природе химические элементы. Концентрация таких элементов в месторождениях полезных ископаемых может составлять десятые доли грамма на тонну. Очевидно, что для наработки таких элементов в промышленных количествах требуется переработка сотен миллионов тонн руды. Поскольку в реакциях трансмутации одни химические элементы превращаются в другие, то эти резонансные реакции можно использовать в производстве редких элементов и их изотопов из дешевых и широко распространенных химических элементов. Тем самым будут сэкономлены огромные энергетические, материальные и людские ресурсы.

На основе свойств низкоэнергетических ядерных реакций и свойств трансатомов можно создать другие, как очевидные, так и

нетривиальные, закрывающие технологии [29]. Такие резонансные технологии кардинально изменят технологический уклад ноосферы. И, как следствие, они неизбежно повлияют на эволюцию ноосферы при ее необходимом сохранении.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Низкоэнергетические ядерные реакции в конденсированной среде протекают благодаря резонансному интерференционному обменно-взаимодействию. Новая парадигма

основывается на новых ядерных реакциях, на новом состоянии материи: спиновый нуклидный электронный конденсат, и, прежде всего, на новом резонансном интерференционном обменном взаимодействии. РИО-взаимодействие является универсальным взаимодействием не только потому, что включает в себя и управляет всеми остальными четырьмя фундаментальными взаимодействиями, но еще и потому, что ее действия распространяются на всю Природу, начиная от элементарных частиц и кончая сложными биологическими и социальными системами.

Выявленная новая парадигма дала старт формированию нового технологического уклада и новой цивилизационной парадигме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Strashnov I., Fernando R., Izosimov I. Trace analysis of radioisotopes by laser spectroscopy and mass spectrometry. *J. Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 2019, 322:1437-1445.
2. Fleishmann M, Pons S, Hawkins M. Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium. *J. Electroanal. Chem.*, 1989, 261:301-308.
3. Iyengar PK. Cold Fusion Results in BARC Experiments. *Proc.5 Intern. Conference On Emerging Nuclear Energy Systems (ICENES)*, Karlsruhe, FRG, Singapore, 1989; Iyengar PK. and Srinivasan M. Overview of BARC Studies in Cold Fusion. *Proc.5 Intern. Conference on Cold Fusion (ICCF-5)*, 1990, Utah, Sald Lake City.
4. Miles MH. Heat and helium production in cold fusion experiments. *2nd Int. Conf. on Cold Fusion "The Science of Cold Fusion"*, Como, Italy: Societa Italiana di Fisica, Bologna, Italy, 1990. Miles MH., Hollins RA., Bush BF., Lagowski JJ., Miles RE. *J. Electroanal. Chem.*, 1993, 346:99; Miles MH. *Proc. ICCF-10*, 2003, Cambridge.
5. Мышинский ГВ. Резонансное интерференционное обменное взаимодействие. *Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. (РЭНСИТ)*, 2019, 11(3):261-278, doi: 10.17725/rensit.2019.261.
6. Karabut AB., Kucherov YaR., Savvatimova IB. Nuclear product ratio for glow discharge in deuterium. *Phys. Letters A*, 1992, 170:265-272.
7. Савватимова ИБ, Карабут АВ. Продукты ядерных реакций, регистрируемые на катоде после экспериментов в тлеющем разряде в дейтерии. М., *Поверхность*, 1996, 1:63-75 и 76-81.
8. Savvatimova IB. Transmutation Effects in the Cathode Exposed Glow Discharge. Nuclear Phenomena Or Ion Irradiation Results? *Proc. 7th Int. Conf. on Cold Fusion (ICCF)*, Canada, 1998: 342-350; Reproducibility of Experiments in Glow Discharge and Processes Accompanying Deuterium ions Bombardment. *Proc. 8th ICCF*, Italy, 2000:277-283.
9. Нестерович АВ, Родионов БУ, Савватимова ИБ. Формирование треков при холодных трансмутациях атомных ядер. *Материалы 8-й Российской конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов (РКХТЯ)*, М., 2001:211-215.
10. Карабут АВ. Анализ результатов регистрации избыточной тепловой мощности, примесных нуклидов с измененным природным соотношением изотопов и проникающего излучения в экспериментах с сильноточным тлеющим разрядом. *Материалы 7-й РКХТЯ*, М., 2000:27-35.
11. Карабут АВ. Зависимость производства избыточной тепловой мощности, продуктов ядерных реакций и эмиссии рентгеновского излучения от экспериментальных параметров сильноточного тлеющего разряда. *Материалы 9-й РКХТЯ*, М., 2002:86-98.
12. Солин МИ. Экспериментальные факты спонтанного зарождения конденсата солитонных зарядов с образованием продуктов ядерного синтеза в жидком цирконии. *Физическая мысль России*, 2001, 1:43-58.
13. Adamenko SV, Selleri F, A. van der Merwe (eds.) Controlled Nucleosynthesis Breakthroughs in Experiment and Theory. *Series: Fundamental theories in Physics*, Springer, 2007, 156:780. <http://www.springer.com/physics/elementary/book/978-1-4020-5873-8>.
14. Адаменко СВ. Концепция искусственно инициируемого коллапса вещества и основные результаты первого этапа её экспериментальной реализации. *Препринт*, 2004, Киев, http://proton-21.com.ua/publ/Preprint_ru.pdf.
15. Уруцкоев ЛИ, Ликсонов ВИ, Цинюев ВГ.

- Экспериментальное обнаружение "странного" излучения и трансформация химических элементов. *Прикладная физика*, 2000, 4:83-100.
- Urutskoev LI, Liksonov VI, Tsinoev VG. *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, 2002, 27(4):701-726.
16. Kuznetsov VD, Mishinsky GV, Penkov FM, Arbuzov VI, Zhemenuk VI. Low energy transmutation of atomic nuclei of chemical elements. *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, 2003, 28(2):173-214.
17. Кривицкий ВА. *Парадоксы трансмутации и развитие Земли*. Москва, НИЦ "Академика", 2016, 239 с.
18. Балакирев ВФ, Крымский ВВ, Болотов БВ и др. *Взаимопревращение химических элементов*. Под ред. Балакирева ВФ. Екатеринбург, УрО РАН, 2003, 96 с.
19. Кладов АФ. Кавитационная деструкция материи. <http://roslo.narod.ru/rao/rao1.htm>.
20. Didyk AYU, Wiśniewski R. Nuclear reactions, induced by gamma quanta, in palladium saturated with deuterium surrounded by dense deuterium gas. *Europhys. Lett*, 2012, 99(2):22001.
21. Вишневецкий Р, Мышинский ГВ, Гульбеян ГГ, Вилчиньска-Китовска Т, Семин ВА. Синтез химических элементов и твердотельных структур при облучении гамма квантами конденсированных газов. *Журнал Формирующихся Направлений Науки (ЖФНН)*, 2017, 17-18(5):6-15.
22. Дидык АЮ, Вишневецкий Р, Мышинский ГВ, Вилчиньска-Китовска Т, Семин ВА. Синтез химических элементов при облучении гамма квантами палладия в среде конденсированных газов. *РЭНСИТ*, 2019, 11(2):143-160.
23. Высоцкий ВИ, Корнилова АА. *Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах*. М., Мир, 2003, 304 с.
24. Vysotskii VI, Kornilova AA. Transmutation of stable isotopes and deactivation of radioactive waste in growing biological systems. *Annals of Nuclear Energy*, 2013, 62:626-633.
25. Корнилова АА., Высоцкий ВИ. Синтез и трансмутация стабильных и радиоактивных изотопов в биологических системах. *РЭНСИТ*, 2017, 9(1):52-64.
26. Материалы 1-25-й Российских конференций по холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровой молнии.
27. Proceedings of the 1-21th International Conferences on Condensed Matter Nuclear Science (Cold Fusion).
28. Кун ГС. *Структура научных революций*. М. Прогресс, 1975, 288 с.
29. Мышинский ГВ, Кузнецов ВД, Пеньков ФМ. Низкоэнергетическая трансмутация атомных ядер химических элементов. Распределение по элементам в продуктах трансмутации. Нуклеосинтез. *ЖФНН*, 2017, 17-18(5):61-81.
30. Мышинский ГВ. Магнитные поля трансатомов. Спиновый-нуклидный- электронный конденсат. *ЖФНН*, 2017, 15-16 (5):6-25.
31. Мышинский ГВ. Спиновый электронный конденсат. Спиновый нуклидный электронный конденсат. *РЭНСИТ*, 2018, 10(3):411-424.
32. Мышинский ГВ. Атом в сильном магнитном поле. Превращение атомов в трансатомы. *РЭНСИТ*, 2017, 9(2):147-160.
33. Heisenberg W. Über die Spektra von Atomsystemen mit zwei Elektronen. *Z. Phys.*, 1926, 39(7):499-518.
34. Мышинский ГВ. Теория реакций холодного ядерного синтеза. *РЭНСИТ*, 2019, 11(2):125-142.
35. Ландау АД, Лифшиц ЕМ. *Теория поля*. М., Наука, 1973, 138 с.
36. Мышинский ГВ. Безкулоновские ядерные реакции трансатомов. Энергия звезд и нуклеосинтез. *РЭНСИТ*, 2018, 10(1):35-52.
37. Бессон А, Кэмен РМ. Пятый элемент. Фильм, 1997.
38. Мышинский ГВ. Многоядерные реакции в конденсированном гелии. *РЭНСИТ*, 2017, 9(1):94-105.
39. Вернадский ВИ. *Химическое строение биосферы Земли и ее окружения*. М., Наука, 1965, 374 с.

Мышинский Геннадий Владимирович

научный сотрудник

Объединенный институт ядерных исследований

Дубна 141980, Московская область, Россия

E-mail: mysh@jinr.ru.