

ISSN: 2220-9506 (Print)
ISSN: 2414-0473 (Online)

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

DEVICES AND METHODS
OF MEASUREMENTS

Том 11

№ 1

Vol. 11

2020

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Научно-технический журнал

Основан в 2010 г.

Учредитель

Белорусский национальный технический университет

Выходит 4 раза в год

Журнал включен в базы данных:

Web of Science Core Collection (ESCI),
EBSCO, DOAJ, WorldCat, OpenAIRE, Google Scholar, РИНЦ,
ЭБС «Лань», НЭБ «КиберЛенинка», Соционет

Том 11

№ 1

2020

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР

Гусев О.К., д.т.н., профессор, проректор Белорусского национального технического университета
(г. Минск, Беларусь)

ЗАМЕСТИТЕЛЬ ГЛАВНОГО РЕДАКТОРА

Маляревич А.М., член-корреспондент НАН Беларуси, д.ф.-м.н., профессор, проректор Белорусского
национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Алексеев В.А., д.т.н., профессор, ученый секретарь Ижевского государственного технического
университета имени М.Т. Калашникова (г. Ижевск, Россия)

Анищик В.М., д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры физики твёрдого тела Белорусского
государственного университета (г. Минск, Беларусь)

Бубулис А., д.т.н., профессор, главный научный сотрудник Научного центра мехатроники Каунасского
технологического университета (г. Каунас, Литва)

Вайн А.А., д.т.н., профессор Тартуского университета (г. Тарту, Эстония)

Виба Я., д.т.н., профессор, директор Института механики Рижского технического университета
(г. Рига, Латвия)

Гуттен М., д.т.н., заведующий кафедрой метрологии и прикладной электротехники Жилинского
университета (г. Жилина, Словакия)

Дмитриев С.М., д.т.н., профессор, ректор Нижегородского государственного технического
университета имени Р.Е. Алексеева (г. Нижний Новгород, Россия)

Дэнилак С., профессор Производственно-исследовательского центра Технологического института
штата Джорджия (г. Атланта, США)

Жарин А.Л., д.т.н., профессор, профессор кафедры «Информационно-измерительная техника и
технологии» Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

Жуковский П., д.т.н., профессор, заведующий кафедрой электрических аппаратов и техники высоких
напряжений Люблинского технического университета (г. Люблин, Польша)

Колтунович Т.Н., д.т.н., профессор, Люблинский технический университет (г. Люблин, Польша)

Комаров Ф.Ф., член-корреспондент НАН Беларуси, д.ф.-м.н., профессор, заведующий лабораторией
элионики Института прикладных физических проблем имени А.Н. Севченко Белорусского государственного
университета (г. Минск, Беларусь)

Кулешов Н.В., д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой «Лазерная техника и технология» Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)
Кучинский П.В., д.ф.-м.н., доцент, директор Института прикладных физических проблем имени А.Н. Севченко Белорусского государственного университета (г. Минск, Беларусь)
Кэмп А., профессор Института фотоники Страсклайдского университета (г. Глазго, Великобритания)
Матеос Х., к.ф.-м.н., доцент, университет Ровира и Вирхилий (г. Таррагона, Испания)
Пилипенко В.А., член-корреспондент НАН Беларуси, д.т.н., профессор, заместитель директора ГЦ «Белмикрoанализ» НТЦ «Белмикросистемы» ОАО «ИНТЕГРАЛ» – управляющая компания холдинга «ИНТЕГРАЛ» (г. Минск, Беларусь)
Плескачевский Ю.М., член-корреспондент НАН Беларуси, д.т.н., профессор, заведующий кафедрой «Микро- и нанотехника» Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)
Погребняк А.Д., д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой нанoeлектроники Сумского государственного университета (г. Сумы, Украина)
Распопов В.Я., д.т.н., профессор, заведующий кафедрой «Приборы управления» Тульского государственного университета (г. Тула, Россия)
Тимчик Г.С., д.т.н., профессор, декан приборостроительного факультета, Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского» (г. Киев, Украина)
Це Ли, заместитель директора Северо-Восточного НИИ техники датчиков (г. Харбин, КНР)
Чижик С.А., академик НАН Беларуси, д.т.н., профессор, Первый заместитель Председателя Президиума НАН Беларуси (г. Минск, Беларусь)
Шкадаревич А.П., академик НАН Беларуси, д.ф.-м.н., профессор, директор НТЦ «ЛЭМТ» Белорусского оптико-механического объединения (г. Минск, Беларусь)
Юмашев К.В., д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой «Экспериментальная и теоретическая физика» Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

Издание зарегистрировано в Министерстве информации Республики Беларусь 25 июня 2010 г.

Регистрационный номер 1372

В соответствии с решением ВАК от 8 июля 2011 г. №13/1 журнал включен в Перечень научных изданий для опубликования результатов диссертационных исследований; научное направление: «Средства и методы измерений, контроля, диагностики и оценки качества объектов и процессов» (технические и физико-математические науки)

ISSN 2220-9506

Подписка осуществляется через почтовые отделения связи по «Каталогу газет и журналов Республики Беларусь».

Подписные индексы – 74835; 748352.

Ответственный секретарь редакции: Шахлевич Л.Н.

Редактор: Чабарова О.Л.

Набор и верстка выполнены в редакции журнала «Приборы и методы измерений»

Подписано в печать 05.03.2020. Формат бумаги 60×84 1/8. Бумага мелованная.

Гарнитура Times New Roman. Печать цифровая. Усл. печ. л. 9,65. Уч.-изд. л. 3,77. Тираж 110 экз.

Дата выхода в свет 17.03.2020. Заказ № 187.

Отпечатано в Белорусском национальном техническом университете. ЛП № 02330/74 от 03.03.2014. Пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск

АДРЕС РЕДАКЦИИ:

**Белорусский национальный технический университет
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Республика Беларусь,
тел.: +375 (17) 293 96 67, факс: +375 (17) 292 67 94
e-mail: pimi@bntu.by
<http://pimi.bntu.by>**

DEVICES AND METHODS OF MEASUREMENTS

Scientific and Engineering Journal

Founded in 2010

Founder
Belarusian National Technical University

Issued four times a year

The Journal is included in the following databases:
Web of Science Core Collection (ESCI),
EBSCO, DOAJ, WorldCat, OpenAIRE, Google Scholar,
RISC, Lan, CyberLeninka, Socionet

Volume 11

№ 1

2020

EDITOR-IN-CHIEF

Oleg K. Gusev, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Vice-Rector of Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

DEPUTY EDITOR-IN-CHIEF

Aliaksandr M. Malyarevich, *Corresponding Member of the National Academy of Sciences of Belarus, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Vice-Rector of Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

EDITORIAL BOARD

Vladimir A. Alekseev, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Scientific Secretary of M.T. Kalashnikov Izhevsk State Technical University (Izhevsk, Russia)*

Victor M. Anishchik, *Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Department of Solid State Physics, Belarusian State University (Minsk, Belarus)*

Algimantas Bubulis, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Kaunas University of Technology (Kaunas, Lithuania)*

Arvid A. Vain, *Doctor of Science (Engineering), Professor, University of Tartu (Tartu, Estonia)*

Janis Viba, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Director of Institute of Mechanics, Riga Technical University (Riga, Latvia)*

Miroslav Gutten, *Doctor of Science (Engineering), Head of Department of Metrology and Applied Electrical Engineering, University of Žilina (Žilina, Slovakia)*

Sergei M. Dmitriev, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Rector of R.E. Alekseev Nizhny Novgorod State Technical University (Nizhny Novgorod, Russia)*

Steven Danyluk, *PhD, Professor, Production and Research Center, Georgia Institute of Technology (Atlanta, USA)*

Anatoly L. Zharin, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Information and Measuring Technologies Department, Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

Paweł Żukowski, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Head of Department of Electrical Devices and High Voltages Technology, Lublin University of Technology (Lublin, Poland)*

Tomasz N. Koltunowicz, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Lublin University of Technology (Lublin, Poland)*

Fadey F. Komarov, *Corresponding Member of the National Academy of Sciences of Belarus, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Head of the Elionics Laboratory, A.N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems, Belarusian State University (Minsk, Belarus)*

Nikolay V. Kuleshov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Head of Laser Equipment and Technology Department, Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)

Petr V. Kuchynski, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Director of A.N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems, Belarusian State University (Minsk, Belarus)

Alan Kemp, PhD, Professor, Institute of Photonics, University of Strathclyde (Glasgow, United Kingdom)

Xavier Mateos, PhD, Associate Professor, Rovira i Virgili University (Tarragona, Spain)

Vladimir A. Pilipenko, Corresponding Member of the National Academy of Sciences of Belarus, Doctor of Science (Engineering), Professor, Deputy Director of the State Center «Belmicroanalysis», Branch of the Scientific-Technical Center «Belmicrosystems» of JSC «INTEGRAL» – «INTEGRAL» Holding Managing Company (Minsk, Belarus)

Yuriy M. Pleskachevsky, Corresponding Member of the National Academy of Sciences of Belarus, Doctor of Science (Engineering), Professor, Head of Micro- and Nanotechnics Department, Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)

Alexander D. Pogrebnjak, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Head of Department of Nanoelectronic, Sumy State University (Sumy, Ukraine)

Vladimir Ya. Raspopov, Doctor of Science (Engineering), Professor, Head of Control Devices Department, Tula State University (Tula, Russia)

Gryhoriy S. Tymchyk, Doctor of Science (Engineering), Professor, Dean of the Faculty of Instrumentation Engineering, National Technical University of Ukraine «Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute» (Kyiv, Ukraine)

Tse Li, Deputy Director of Northeast Scientific Research Institute of Sensor Technology (Harbin, China)

Sergei A. Chizhik, Academician of National Academy of Sciences of Belarus, Professor, Doctor of Science (Engineering), the First Vice Chairman of the Presidium of the National Academy of Sciences of Belarus (Minsk, Belarus)

Alexey P. Shkadarevich, Academician of the National Academy of Sciences of Belarus, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Director of the Scientific and Technical Center «LEMT» of the BelOMO (Minsk, Belarus)

Konstantin V. Yumashev, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Head of Experimental and Theoretical Physics Department, Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)

ADDRESS:

Belarusian National Technical University
Nezavisimosty Ave., 65, Minsk 220013, Belarus
Tel.: +375 (17) 293 96 67, fax: +375 (17) 292 67 94
e-mail: pimi@bntu.by
<http://pimi.bntu.by>

СОДЕРЖАНИЕ

Средства измерений

<i>Alexander Rudenkov, Viktor Kisel, Anatol Yasukevich, Karine Hovhannesyan, Ashot Petrosyan, Nikolai Kuleshov</i> Dual Wavelength Chirped Pulse Regenerative Amplifier Based on Yb³⁺:LuAlO₃ Crystal for Terahertz Applications	7
<i>N.K. Artioukhina, L. Peroza</i> Afocal Mirror Systems with Small Axial Dimensions	15
<i>А.А. Джежора, Ю.А. Завацкий, А.В. Коваленко, А.М. Науменко</i> Математическая модель сенсора с открытой областью пространства	22
<i>А.С. Левицкий, Е.А. Зайцев, В.А. Березниченко, А.Е. Сухорукова</i> Измерительный преобразователь для ёмкостного сенсора воздушного зазора в гидрогенераторе	33

Методы измерений, контроля, диагностики

<i>M. Turek, P. Węgierek</i> Negative Ion Beam Emittance Calculations	42
<i>J. Majewski</i> The Dynamic Behaviour of Capacitive Humidity Sensors	53
<i>P.S. Serenkov, V.L. Hurevich, T.K. Tolochko</i> Features of Application of a Combined Approach to the Evaluation of the Measurement Results Uncertainty	60
<i>А.М. Тимофеев</i> Методика снижения потерь информации в асинхронном двоичном однофотонном канале связи с приёмником на основе счётчика фотонов	70

CONTENTS

Measuring Instruments

<i>Alexander Rudenkov, Viktor Kisel, Anatol Yasukevich, Karine Hovhannesyan, Ashot Petrosyan, Nikolai Kuleshov</i>	
Dual Wavelength Chirped Pulse Regenerative Amplifier Based on Yb³⁺:LuAlO₃ Crystal for Terahertz Applications	7
<i>N.K. Artioukhina, L. Peroza</i>	
Afocal Mirror Systems with Small Axial Dimensions.....	15
<i>A.A. Jezhora, Y.A. Zavatski, A.V. Kovalenko, A.M. Naumenko</i>	
Mathematical Model of an Open Area of Space Sensor.....	22
<i>A.S. Levytskyi, I.O. Zaitsev, V.O. Berezhnychenko, O.E. Sukhorukova</i>	
Measuring Transducer for Air Gap Capacitive Sensor in Hydrogenerator.....	33

Methods of Measurements, Monitoring, Diagnostics

<i>M. Turek, P. Węgierek</i>	
Negative Ion Beam Emittance Calculations.....	42
<i>J. Majewski</i>	
The Dynamic Behaviour of Capacitive Humidity Sensors.....	53
<i>P.S. Serenkov, V.L. Hurevich, T.K. Tolochko</i>	
Features of Application of a Combined Approach to the Evaluation of the Measurement Results Uncertainty.....	60
<i>A.M. Timofeev</i>	
Method of Achieving the Least Loss of Information in an Asynchronous Binary Single-Photon Communication Channel with a Receiver Based on a Photon Counter.....	70

Dual Wavelength Chirped Pulse Regenerative Amplifier Based on $\text{Yb}^{3+}:\text{LuAlO}_3$ Crystal for Terahertz Applications

Alexander Rudenkov¹, Viktor Kisel¹, Anatol Yasukevich¹, Karine Hovhannesian²,
Ashot Petrosyan², Nikolai Kuleshov¹

¹Center for Optical Materials and Technologies, Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, Minsk 220013, Belarus

²Institute for Physical Research, National Academy of Sciences of Armenia,
0203, Ashtarak-2, Armenia

Received 30.01.2020

Accepted for publication 06.03.2020

Abstract

Compact diode-pumped chirped pulse regenerative amplifier systems with pulse repetition rate of hundreds kilohertz based on Yb^{3+} -doped crystals are of practical importance for wide range of applications such as materials processing, medicine, scientific research, etc. The aim of this work was to study the $\text{Yb}^{3+}:\text{LuAlO}_3$ crystal based dual wavelength chirped pulse regenerative amplifier.

Perovskite-like aluminate crystals have unique spectroscopic properties that allowed to use amplifier active element gain spectrum as an amplitude filter for amplified pulse spectrum and even obtained dual wavelength amplification without any additional components.

In our work a simple way to obtain dual-wavelength operation of chirped pulse regenerative amplifier by using the active medium gain spectrum as an amplitude filter for the formation of the amplified pulses spectrum demonstrated for the first time to our knowledge. Maximum output power of 5.4 W of chirped pulses (3.8 W after compression) and optical-to-optical efficiency of 22.5 % have been obtained for $\text{Yb}:\text{LuAP}$ E//b-polarization at 200 kHz repetition rate. Compressed amplified pulse duration was about 708 fs while separate spectral components durations were 643 fs and 536 fs at 1018.3 nm and 1041.1 nm central wavelengths, respectively. Performed investigations show high potential of $\text{Yb}^{3+}:\text{LuAP}$ crystals as active elements of compact diode pumped chirped pulse regenerative amplifiers

Keywords: chirped pulse regenerative amplifier, ytterbium ions, diode pumping, lutetium aluminate crystals, gain narrowing effect.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-7-14

Адрес для переписки:

Александр Руденков
Центр оптических материалов и технологий,
Белорусский национальный технический университет,
пр-т Независимости, 65, г. Минск 220013, Беларусь
e-mail: a.rudenkov@bntu.by

Address for correspondence:

Alexander Rudenkov
Center for Optical Materials and Technologies,
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, Minsk 220013, Belarus
e-mail: a.rudenkov@bntu.by

Для цитирования:

Alexander Rudenkov, Viktor Kisel, Anatol Yasukevich,
Karine Hovhannesian, Ashot Petrosyan, Nikolai Kuleshov.
Dual Wavelength Chirped Pulse Regenerative Amplifier Based
on $\text{Yb}^{3+}:\text{LuAlO}_3$ Crystal for Terahertz Applications.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 7–14.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-7-14

For citation:

Alexander Rudenkov, Viktor Kisel, Anatol Yasukevich,
Karine Hovhannesian, Ashot Petrosyan, Nikolai Kuleshov.
Dual Wavelength Chirped Pulse Regenerative Amplifier Based
on $\text{Yb}^{3+}:\text{LuAlO}_3$ Crystal for Terahertz Applications.
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 7–14.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-7-14

УДК 621.373.826

Регенеративный усилитель чирпированных импульсов на кристалле $\text{Yb}^{3+}:\text{LuAlO}_3$ с усилением отдельных спектральных компонент для применений в терагерцовой области спектра

Александр Руденков¹, Виктор Кисель¹, Анатолий Ясюкевич¹, Карин Ованесьян², Ашот Петросян², Николай Кулешов¹

¹Центр оптических материалов и технологий, Белорусский национальный технический университет, пр-т Независимости, 65, Минск 220013, Беларусь

²Институт физических исследований Национальной академии наук Армении, 0203, Аштарак-2, Армения

Поступила 30.01.2020

Принята к печати 06.03.2020

Компактные регенеративные усилители чирпированных импульсов с диодной накачкой, обеспечивающие частоту повторения усиленных импульсов в сотни кГц, построенные на материалах, легированных ионами Yb^{3+} , представляют практический интерес для широкого ряда научных, промышленных и биомедицинских применений. Целью данной работы являлось исследование регенеративного усилителя на кристалле $\text{Yb}^{3+}:\text{LuAlO}_3$ с усилением отдельных спектральных компонент импульсов задающего лазера.

Кристаллы алюминатов со структурой перовскита обладают уникальными спектроскопическими свойствами, что позволяет использовать спектр усиления активной среды регенеративного усилителя в качестве амплитудного фильтра и усиливать отдельные участки спектра импульсов задающего лазера без каких-либо дополнительных оптических компонентов.

В данной работе впервые исследован простой подход, позволяющий использовать спектр усиления активной среды регенеративного усилителя как амплитудный фильтр для формирования спектра усиленного импульса в виде спектра состоящего из отдельных полос. Максимальная средняя выходная мощность 5,4 Вт (3,8 Вт после компрессора) с оптической эффективностью 22,5 % получена для поляризации излучения параллельной оси b кристалла $\text{Yb}:\text{LuAP}$ при частоте следования импульсов 200 кГц. Длительность сжатых импульсов составила 708 фс при учете влияния всех спектральных компонент, и 643 фс и 536 фс отдельно для спектральных компонент с центральными длинами волн 1018,3 нм и 1041,1 нм. Проведённые исследования показывают высокий потенциал использования кристалла $\text{Yb}^{3+}:\text{LuAP}$ в качестве активного элемента компактных регенеративных усилителей чирпированных импульсов с диодной накачкой.

Ключевые слова: регенеративный усилитель чирпированных импульсов, ионы иттербия, диодная накачка, кристалл лютециевого алюмината, эффект сужения спектра усиления.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-7-14

Адрес для переписки:

Александр Руденков
Центр оптических материалов и технологий,
Белорусский национальный технический университет,
пр-т Независимости, 65, г. Минск 220013, Беларусь
e-mail: a.rudenkov@bntu.by

Address for correspondence:

Alexander Rudenkov
Center for Optical Materials and Technologies,
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, Minsk 220013, Belarus
e-mail: a.rudenkov@bntu.by

Для цитирования:

Alexander Rudenkov, Viktor Kisel, Anatol Yasukevich,
Karine Hovhannesian, Ashot Petrosyan, Nikolai Kuleshov.
Dual Wavelength Chirped Pulse Regenerative Amplifier Based
on $\text{Yb}^{3+}:\text{LuAlO}_3$ Crystal for Terahertz Applications.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 7–14.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-7-14

For citation:

Alexander Rudenkov, Viktor Kisel, Anatol Yasukevich,
Karine Hovhannesian, Ashot Petrosyan, Nikolai Kuleshov.
Dual Wavelength Chirped Pulse Regenerative Amplifier Based
on $\text{Yb}^{3+}:\text{LuAlO}_3$ Crystal for Terahertz Applications.
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 7–14.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-7-14

Introduction

Compact diode-pumped chirped pulse regenerative amplifier (CPRA) systems with pulse repetition rate of hundreds kilohertz based on Yb^{3+} -doped crystals are of practical importance for wide range of applications such as materials processing, medicine, scientific research, etc.

One of the rapidly developing areas of research is the generation of THz radiation. Radiation of this spectral range is used in imaging and airport security inspection, cosmology and radio astronomy, atmospheric remote sensing, material measurements, medical sensing, etc.

Due to sub-picosecond pulse durations, μJ -level pulse energies and hence tens of MW pulse peak power levels CPRA systems can be successfully used for THz radiation generation by means of optical rectification [1–3] or difference frequency generation (DFG) techniques [4, 5]. In the case of DFG technique it is necessary to use laser source that emits at least two spectral components. For this purpose can be used Q-switched lasers [6, 7] which provide compact THz sources, optical parametric oscillators [8, 9] with complex cavities, two color semiconductor lasers [10] providing cost effective THz sources with relatively low power levels, etc. It is evident that application of ultrafast chirped pulse regenerative amplifier systems allowed power scaling of the generated THz radiation.

Unique spectroscopic properties of Perovskite-like aluminate crystals are well studied in our previous works, such as spectroscopy and high power CW [11], actively Q-switched [12] lasers, broad-band femtosecond chirped pulse regenerative amplifier with amplified pulse spectral broadening [13].

In this paper we study chirped pulse regenerative amplification of broad-band pulses in $\text{Yb}^{3+}:\text{LuAlO}_3$ ($\text{Yb}:\text{LuAP}$) crystal based system in presence of strong gain narrowing effect which led to dual wavelength shaping of the amplified pulse spectrum for the first time to the best of our knowledge.

Crystal growth

LuAP is a biaxial crystal of the “distorted perovskite” type (space group D_{2h}^{16} -Pbnm). Unlike the stable aluminates based on large-size rare-earths (RAIO_3 , $R = \text{Gd-Er}$), the end-member orthorhombic aluminates of smaller-size rare-earths (RAIO_3 , $R = \text{Tm, Yb, Lu}$) are considered as metastable compounds, i. e., they have no stability regions in

the subsolidus and cannot be sintered employing traditional solid state reaction techniques. In the flux growth, TmAlO_3 and YbAlO_3 phases have been observed together with the corresponding garnet phases, while LuAlO_3 could not be obtained; instead of this, $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ and Lu_2O_3 phases have been recognized. The first reported LuAlO_3 single crystals were grown from the melt by Czochralski method. Phase equilibria studies in the Lu_2O_3 - Al_2O_3 system [14, 15] have shown that the range of stability of the perovskite phase is quite narrow and its nucleation may occur only on cooling from the molten state, from temperatures well above the liquidus temperature. Based on solidification behavior of the LuAP melts, the schemes were developed for single crystal growth, the details of which can be found in [16]. $\text{LuAP}:\text{Yb}$ single crystals for the present studies were grown by the vertical Bridgman method (or vertical directional crystallization) [16, 17] under Ar/H_2 atmosphere (5 vol% of H_2) using molybdenum containers 14 mm in diameter. High purity Lu_2O_3 , Yb_2O_3 and crystalline Al_2O_3 were used as starting components; the selected concentrations of Yb were 2, 5 and 10 at.%. Due to a very small size mismatch between Yb^{3+} ($r_{\text{VIII}} = 0.985 \text{ \AA}$) and Lu^{3+} ($r_{\text{VIII}} = 0.977 \text{ \AA}$) ions [18] (around 0.8 % with respect to Lu^{3+}), the distribution coefficient of Yb^{3+} ions in LuAlO_3 is close to unit and practically all Yb ions amount added to the melts is being incorporated into the lattice.

Spectroscopy

Polarized absorption spectra of Yb^{3+} (2 at.%): LuAP (corresponding ytterbium concentration was $4.02 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) at room temperature were registered by a Varian CARY-5000 spectrophotometer. Absorption cross-section spectra for three light polarizations parallel to the a , b and c crystallographic axes are shown in Figure 1.

Strong absorption is found for $E//c$ light polarization with the peak absorption cross-section at 978.5 nm of about $6.6 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ and spectral bandwidth FWHM of 4 nm.

It is well known that radiation trapping strongly affects the measured lifetime of Yb -doped materials because of significant overlap of the absorption and emission bands [16, 19]. The comparatively high index of refraction of LuAP ($n_0 = 1.923$) also increases the probability of reabsorption even in optically thin samples because of the total internal reflection. Thus the special methods discussed in the

literature [16, 19] should be used to determine the luminescence lifetime accurately. In our experiments we used a fine powder of Yb:LuAP crystal immersed in glycerin. The diameter of the powder particles was measured to be approximately 30–40 μm , several times lower than absorption length of the most heavily doped Yb³⁺ (10 at.%):LuAP crystal (75 μm at 978.5 nm). The Yb ions contents in the samples were 2, 5 and 10 at.%. The samples were excited by 20 ns pulses at 978.5 nm and luminescence kinetics was registered with the use of a 0.3-m monochromator, fast Ge-photodiode with a rise time of < 20 ns and a 500 MHz digital storage oscilloscope. All the samples exhibited single exponential decays (see Figure 2a). Starting from certain powder content, the lifetime remained constant despite further dilution (Figure 2b), thus indicating that reabsorption effects became negligible. Emission lifetime for 10, 5, and 2 at.% Yb-doped crystals was measured to be $310 \pm 10 \mu\text{s}$, $380 \pm 10 \mu\text{s}$ and $475 \pm 10 \mu\text{s}$, respectively (see Figure 2c). Taking into account that similar concentration quenching was observed for Yb:YAP starting from about 4 at.% of Yb doping concentration [20], we believe that the measured value of $(475 \pm 5) \mu\text{s}$ corresponds to the radiative lifetime of Yb³⁺-ions in LuAP.

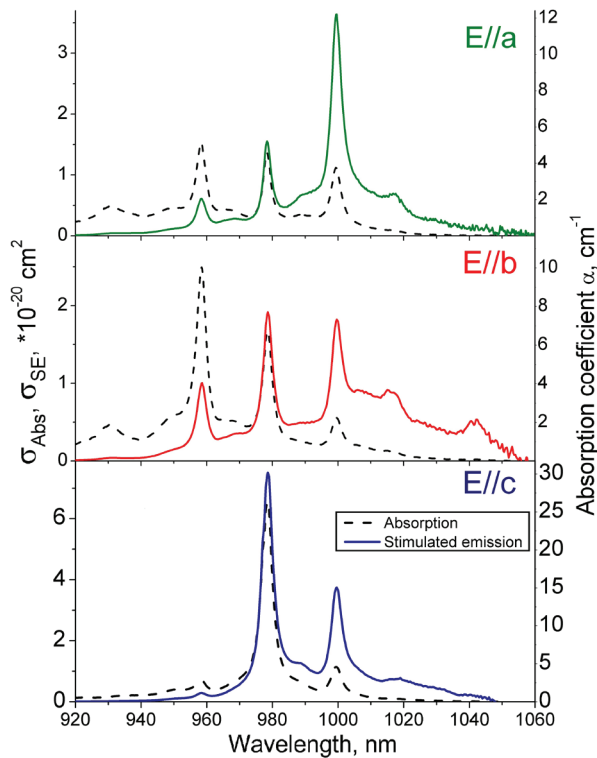


Figure 1 – Polarized absorption and stimulated emission cross-section spectra of Yb³⁺:LuAlO₃ crystal (the spectra were obtained for Yb³⁺ (2 at.%):LuAlO₃)

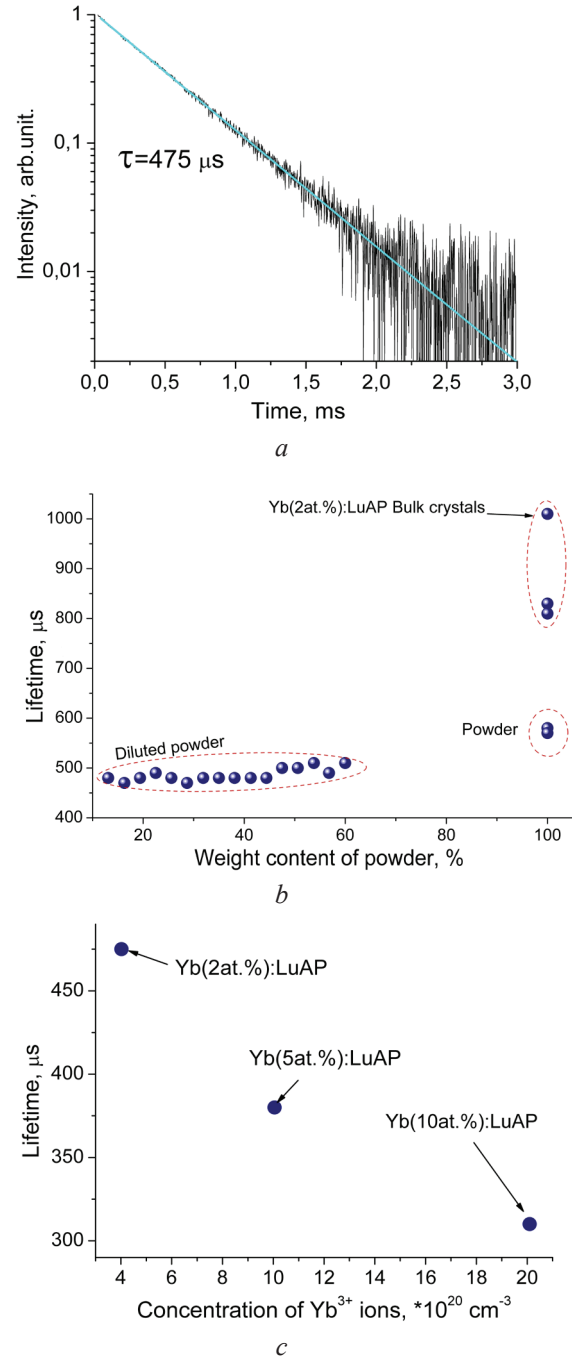


Figure 2 – Kinetics of luminescence decay (a), measured lifetime for different weight content of Yb(2 at.%):LuAP crystalline powder in glycerin suspension (b) and measured Yb excited state lifetime for LuAP with different concentrations (c)

The stimulated-emission cross sections were calculated by use of the modified reciprocity method in which it is not necessary to know the Stark level structure of the Yb³⁺ manifolds (²F_{5/2} and ²F_{7/2}) [21]:

$$\sigma_{SE}^{\alpha}(\lambda) = \frac{3 \cdot \exp(-hc/(kT\lambda))}{8\pi n^2 \tau_{rad} \cdot c \cdot \sum_{\beta} \int \lambda^{-4} \sigma_{ABS}^{\beta}(\lambda) \exp(-hc/(kT\lambda)) d\lambda} \sigma_{ABS}^{\alpha}(\lambda), (1)$$

where τ_{rad} is the radiation lifetime of an active center; c is the light velocity; h and k are Planck and Boltzmann constants, respectively; T is the crystal temperature; n is the refractive index of a crystal; α and β denote the polarization state; and σ_{abs} is the ground-state absorption cross section.

The stimulated-emission cross section spectra calculated with this method are presented in Figure 1.

The most intensive stimulated emission (SE) cross-section band at 999.6 nm has peak value of about $3.74 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ for E//c-polarization.

Continuous wave laser experiment

For laser operation the most interesting polarization states in the crystal are E//c and E//b (a and b are crystallographic axes) due to high stimulated-emission cross sections values. In comparison with Yb-doped YAP, the crystal of Yb:LuAP exhibits slightly higher stimulated-emission cross section, a close radiative lifetime and a comparable stimulated emission bandwidth [22].

For a CW laser experiments a set up with X-folded cavity design was used (see Figure 3). It consisted of two curved mirrors M1 and M2 and two plane mirrors: OC and HR.

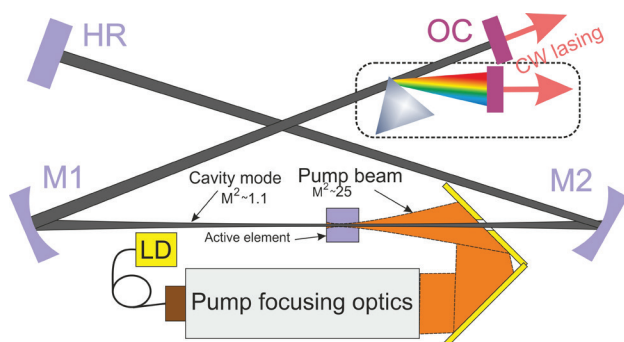


Figure 3 – Experimental setup of continuous wave diode-pumped Yb:LuAP laser: HR-highly reflective mirror; M1, M2-concave mirrors; OC-output coupler; LD-laser diode

The calculated TEM₀₀ mode diameter in the crystal was about 180 μm . As a pump source, a multiple single emitter InGaAs fiber-coupled laser diode ($\varnothing 105 \mu\text{m}$, NA = 0.15) with a maximum output power of about 25 W was used. An “off-axis” pump layout was used for longitudinal pumping of the active element (see Figure 3). This pump arrangement was successfully tested in our previous work [11–13] and the main advantage of such a pump scheme is that all the cavity mirrors have highly reflecting coating at 900–1100 nm. The

pump light was formed by a set of lenses into the spot with a diameter of about 180 μm ($1/e^2$).

A 2 mm long Yb(2 at.%):LuAlO₃ crystal was used as a gain medium. The crystal was a-cut to provide E//b and E//c polarized laser output. It was a slab with dimensions 2(a)×5(b)×1.5(c) mm³; both 5×2 mm² lateral faces were maintained at 15 °C by means of copper plates (indium foil was used to improve thermal contact) and thermo-electrical cooling elements with water-cooled heat sink, while 1.5×5 mm² working faces were antireflection coated for pump and laser radiation.

The dependencies of the laser output power on the absorbed pump power for E//b– and E//c– polarized outputs and different OCs are shown in Figure 4. Absorbed pump power was real-time measured during the laser action.

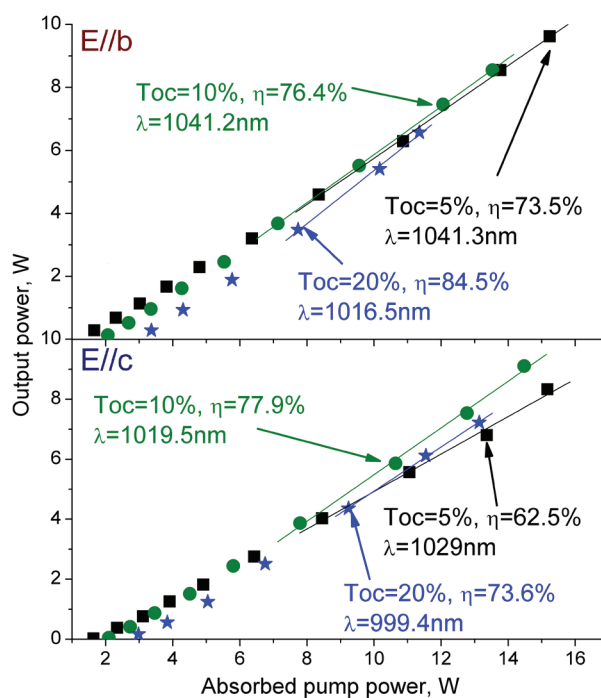


Figure 4 – CW laser performance of Yb:LuAP crystal for different polarizations and output coupler transmittances

The maximum CW output power of 9.6 W at absorbed pump power of 15.2 W with slope efficiency of 73.5 % was demonstrated for E//b polarization with 5 % OC transmittance. With output coupler transmission of 10 % and 20 % the laser output power slightly decreased to 8.6 W and 6.6 W, respectively, while the corresponding slope efficiencies increased to 76.4 % and 84.5 %. Similar output powers were demonstrated for E//c laser output. With 10 % output coupler transmittance 9.1 W of output power was

obtained at 14.5 W of absorbed pump power with 77.9 % slope efficiency. Output powers of 8.3 W and 7.2 W with slope efficiencies of 62.5 % and 73.6 % were obtained for 5 % and 20 % OCs, respectively.

Dual wavelength chirped pulse regenerative amplifier experiment

Experimental setup of chirped pulse regenerative amplifier is shown in Figure 5. As a seed source laser diode-pumped Yb:KYW oscillator was used which provided 100 fs pulse train with 70 MHz PRF and 25 nJ single pulse energy. The seed pulse spectrum was about 12.5 nm wide (FWHM) and centered at 1038 nm. A 10 m-long single mode Ø9/125 µm telecom fibre was used for pulse spectral broadening and temporal stretching

($t_{pulse} \approx 7.5$ ps). After passing through double-BaB₂O₄ Pockels cell based pulse picker and Faraday isolator, the seed pulse was injected into the RA. The isolator was employed to protect the seeder from high-intensity back reflections and, at the same time, for separating the amplified output pulse from the seed oscillator. The RA setup chosen for this experiment is quite common, employing a 40 mm-long double-BaB₂O₄ Pockels cell for pulse injection and ejection. Pulse repetition frequency (PRF) was chosen to be 200 kHz to prevent damage of the optical elements. For chirped pulse regenerative amplifier experiments was used the same active element as for CW experiments. The last unit of the amplifier system is compressor based on transmission diffraction grating with 1000 grooves per millimetre.

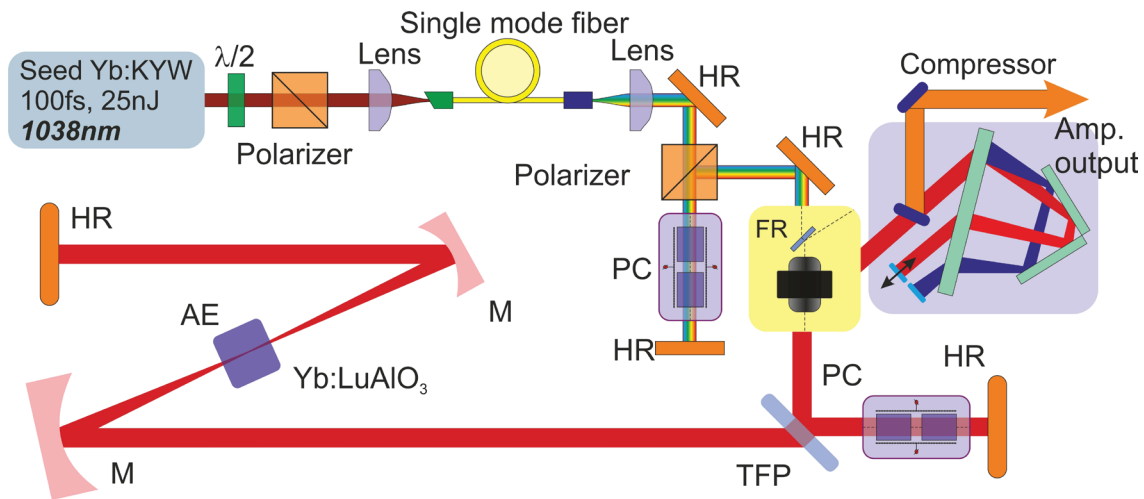


Figure 5 – Experimental setup of chirped pulse regenerative amplifier: AE – active element; M – concave mirror; HR – highly reflecting mirror; Polarizer – in this case is used polarizing cube; TFP – thin film polarizer; PC – Pockels cell

As one can see from the stimulated emission cross-section spectrum (Figure 1) for E//b polarization separate peaks around 1020 and 1040 nm are observed. Using broad-band seed source and taking into account strong gain narrowing effect we can estimate spectral shaping of the amplified pulses in such manner that the output pulse spectrum will consist of separate parts corresponding to SE cross-section spectrum of the amplifier gain medium. In the following experiment we studied of this idea. Seed and amplified pulse spectra obtained during the experiment are shown in Figure 6.

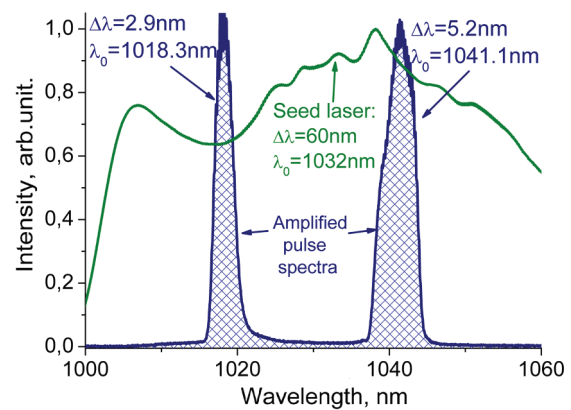


Figure 6 – Seed and amplified pulse spectra

The maximum uncompressed average output power of 5.4 W was obtained for E//b- polarized light after 112 roundtrips (RT) of the pulse through the amplifier cavity, while the pulse spectral width (FWHM) was 2.9 nm at 1018.3 nm (short wavelength part) and 5.2 nm at 1041.1 nm (long wavelength part). When the incident pump power was 24 W, the optical-to-optical efficiency was as high as 22.5 %.

Then we adjust compressor unit in the following order: adjust compressor for best compression of short wavelength part of the amplified pulse spectrum separately, made sure that the long-wavelength part of the spectrum is also satisfactorily compressed separately and then adjust relative offset of the pulses relative to each other by moving the rear mirror of the compressor. Measured autocorrelation traces of short and long wavelength parts separately are shown in Figure 7.

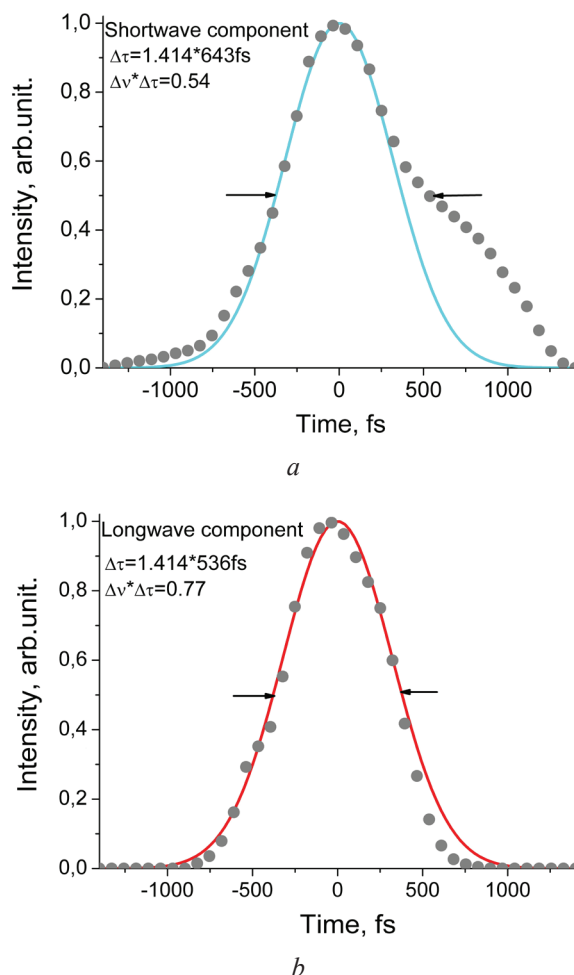


Figure 7 – Measured autocorrelation traces of short (a) and long (b) wavelength parts

After the adjusting of the compressor unit we measured autocorrelation trace of both spectral parts (Figure 8).

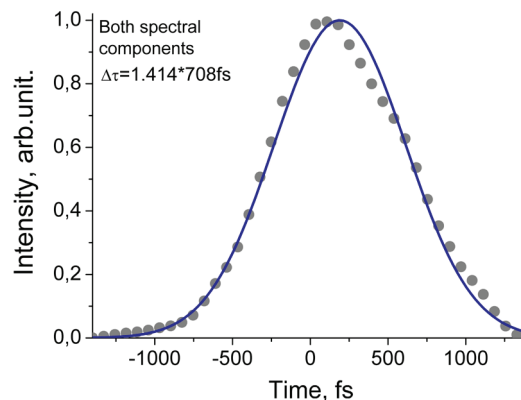


Figure 8 – Measured autocorrelation traces of both spectral parts

During the experiments compressed pulse durations of 643 fs for short wavelength part and 536 fs for long wavelength part were achieved. Pulse duration of about 708 fs was obtained from autocorrelation trace of both spectral components demonstrating good overlap between components.

After simple calculations, one can expect that as a result of the difference frequency generation process, a radiation of about 6.5 THz spectral region can be obtained.

Conclusion

In conclusion, a simple way to obtain dual-wavelength operation of chirped pulse regenerative amplifier by using the active medium gain spectrum as an amplitude filter for the formation of the amplified pulses spectrum demonstrated for the first time to our knowledge. Maximum output power of 5.4 W of chirped pulses (3.8 W after compression) and optical-to-optical efficiency of 22.5 % have been obtained for Yb:LuAP E//b-polarization at 200 kHz repetition rate. Compressed amplified pulse duration was about 708 fs while separate spectral components durations were 643 fs and 536 fs at 1018.3 nm and 1041.1 nm central wavelengths, respectively.

Performed investigations show high potential of Yb³⁺:LuAP crystals as active elements of compact diode pumped chirped pulse regenerative amplifiers.

References

- Schneider W., Ryabov A., Lombosi Cs., Metzger T., Major Zs., Fülöp J.A., Baum P. 800-fs, 330-μJ pulses from a 100-W regenerative Yb:YAG thin-disk amplifier at 300 kHz and THz generation in LiNbO₃. *Opt. Lett.*, 2014, vol. 39, iss. 23, pp. 6604–6607.
DOI: 10.1364/OL.39.006604

2. Koustuban Ravi, Wenqian Ronny Huang, Sergio Carbajo, Emilio A. Nanni, Damian N. Schimpf, Erich P. Ippen, and Franz. X. Kärtner. Theory of terahertz generation by optical rectification using tilted-pulse-fronts. *Opt. Express*, 2015, vol. 23, iss. 4, pp. 5253–5276. **DOI:** 10.1364/OE.23.005253
3. Meyer F., Hekmat N., Mansourzadeh S., Fobbe F., Aslani F., Hoffmann M., Saraceno C.J. Optical rectification of a 100 W average power mode-locked thin-disk oscillator. *Opt. Lett.*, 2018, vol. 43, pp. 5909–5912. **DOI:** 10.1364/OL.43.005909
4. Ding Y.J. Generation of quasi-single-cycle THz pulses based on broadband-phase-matched difference-frequency generation: high conversion efficiencies and output powers. *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2005, Baltimore, MD, vol. 2, pp. 1453–1455. **DOI:** 10.1109/CLEO.2005.202156
5. Saito K., Tanabe T., Oyama Y. THz-Wave Generation from GaP THz Photonic Crystal Waveguides under Difference-Frequency Mixing. *Optics and Photonics Journal*, 2012, vol. 2, no. 3, pp. 201–205. **DOI:** 10.4236/opj.2012.223030
6. Zhao Pu, Ragam Srinivasa, Yujie J. Ding and Ioulia B. Zotova. Investigation of terahertz generation from passively Q-switched dual-frequency laser pulses. *Optics Letters*, 2011, vol. 36, iss. 24, pp. 4818–4820. **DOI:** 10.1364/OL.36.004818
7. Bezotosnyi V.V., Cheshev E.A., Gorbunkov M.V., Koromyslov A.L., Krokhin O.N., Mityagin Yu.A., Popov Yu.M., Savinov S.A., Tunkin V.G. Coherent THz Repetitive Pulse Generation in a GaSe Crystal by Dual-wavelength Nd:YLF Laser. *Physics Procedia*, 2015, vol. 72, pp. 405–410. **DOI:** 10.1016/j.phpro.2015.09.075
8. Schaar J.E., Vodopyanov K.L., Fejer M.M. Intracavity terahertz-wave generation in a synchronously pumped optical parametric oscillator using quasi-phase-matched GaAs. *Opt. Lett.*, 2007, vol. 32, pp. 1284–1286. **DOI:** 10.1364/OL.32.001284
9. Walsh David A., Browne Peter G., Dunn Malcolm H., Rae Cameron F. Intracavity parametric generation of nanosecond terahertz radiation using quasi-phase-matching. *Opt. Express*, 2010, vol. 18, pp. 13951–13963. **DOI:** 10.1364/OE.18.013951
10. Hoffmann S., Hofmann M.R. Generation of Terahertz radiation with two color semiconductor lasers. *Laser & Photon. Rev.*, 2007, vol. 1, iss. 1, pp. 44–56. **DOI:** 10.1002/lpor.200710004
11. Alexander Rudenkov, Viktor Kisel, Anatol Yasukevich, Karine Hovhannesian, Ashot Petrosyan, Nikolay Kuleshov. Spectroscopy and continuous wave laser performance of Yb³⁺:LuAlO₃ crystal. *Opt. Lett.*, 2016, vol. 41, pp. 5805–5808. **DOI:** 10.1364/OL.41.005805
12. Alexander Rudenkov, Viktor Kisel, Anatol Yasukevich, Karine Hovhannesian, Ashot Petrosyan, Nikolai Kuleshov. Compact 999.6 nm Actively Q-Switched Yb³⁺:LuAlO₃ Laser for Laser-Induced Breakdown Spectroscopy. *Devices and Methods of Measurements*, 2019, vol. 10, no. 2, pp. 119–127. **DOI:** 10.21122/2220-9506-2019-10-2-119-127
13. Alexander Rudenkov, Viktor Kisel, Anatol Yasukevich, Karine Hovhannesian, Ashot Petrosyan, and Nikolay Kuleshov. Yb³⁺:LuAlO₃ crystal as a gain medium for efficient broadband chirped pulse regenerative amplification. *Opt. Lett.*, 2017, vol. 42, pp. 2415–2418. **DOI:** 10.1364/OL.42.002415
14. Petrosyan A.G., Popova V.F., Gusarov V.V., Shirinyan G.O., Pedrini C., Lecoq P. The Lu₂O₃–Al₂O₃ system: Relationships for equilibrium-phase and supercooled states. *Journal of Crystal Growth*, 2006, vol. 293, pp. 74–77. **DOI:** 10.1016/j.jcrysgro.2006.05.017
15. Petrosyan A.G., Popova V., Ugolkov V.L., Romanov D.P., Ovanesyan K.L. A phase stability study in the Lu₂O₃–Al₂O₃ system. *J. Crystal Growth*, 2013, vol. 377, pp. 178–183. **DOI:** 10.1016/j.jcrysgro.2013.04.054
16. Kühn Henning, Fredrich-Thornton Susanne T., Kränkel Christian, Peters Rigo, Petermann Klaus. Model for the calculation of radiation trapping and description of the pinhole method. *Opt. Lett.*, 2007, vol. 32, pp. 1908–1910. **DOI:** 10.1364/OL.32.001908
17. Petrosyan A.G. Crystal growth of laser oxides in the vertical Bridgman configuration. *Journal of Crystal Growth*, 1994, vol. 139, pp. 372–392. **DOI:** 10.1016/0022-0248(94)90190-2
18. Shannon R.D. Revised effective ionic radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides. *Acta Crystallogr. A.*, 1976, vol. 32, pp. 751–767. **DOI:** 10.1107/S0567739476001551
19. Sumida D.S., Fan T.Y. Effect of radiation trapping on fluorescence lifetime and emission cross section measurements in solid-state laser media. *Opt. Lett.*, 1994, vol. 19, pp. 1343–1345. **DOI:** 10.1364/OL.19.001343
20. Boulon G., Guyot Y., Canibano H., Hraiech S., Yoshikawa A. Characterization and comparison of Yb³⁺-doped YAlO₃ perovskite crystals (Yb:YAP) with Yb³⁺-doped Y₃Al₅O₁₂ garnet crystals (Yb:YAG) for laser application. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2008, vol. 25, pp. 884–896. **DOI:** 10.1364/JOSAB.25.000884
21. Yasyukevich A.S., Shcherbitskii V.G., Kisel V.E., Mandrik A.V., Kuleshov N.V. Integral method of reciprocity in the spectroscopy of laser crystals with impurity centers. *Journal of Applied Spectroscopy*, 2004, vol. 71, no. 2, pp. 202–208. **DOI:** 10.1023/B:JAPS.0000032875.04400.a0
22. Viktor E. Kisel, Sergey V. Kurilchik, Anatol S. Yasukevich, Sergey V. Grigoriev, Sofya A. Smirnova, and Nikolay V. Kuleshov. Spectroscopy and femtosecond laser performance of Yb³⁺:YAlO₃ crystal. *Opt. Lett.*, 2008, vol. 33, pp. 2194–2196. **DOI:** 10.1364/OL.33.002194

Afocal Mirror Systems with Small Axial Dimensions

N.K. Artiukhina¹, L. Peroza^{1,2}

¹Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, Minsk 220013, Belarus

²National Center of Optical Technologies,
Los Proceres Ave, sector La Pedregosa, housing 4, Merida 5101, Venezuela

Received 03.12.2019

Accepted for publication 04.02.2020

Abstract

The searching and designing new solutions for mirror systems, including afocal ones, has been studied for decades. In the design, it has always been difficult to combine optimization and cost. Nowadays, the problem remains relevant. The widespread use of mirror systems is due to some aspects: thermal stability, high resolution in a wide spectral range, and the absence of image defects due to chromatic aberrations. All this provides superior performance compared to lens systems. The purpose of this paper is the design of two compact afocal mirror systems with small axial dimensions.

Schemes of afocal three mirror systems with small axial dimensions are presented. The schemes can also be called compacts. A study was made of systems in which the diameter of the aperture diaphragm in the primary mirror is modified, which leads to a more compact system.

A calculation algorithm of new the systems is proposed, with correction of the image curvature. A summary of formulas of the main parameters of the system is given, and various design solutions are calculated for angular field of view $2\omega = 20^\circ$ and diameter of the entrance pupil $D = 35$ and $D = 70$ mm.

Computer simulations were performed in the *Opal*, *Zemax*, and *Code V* software. The designed systems have good correction of aberrations for the given characteristics: in the spot diagrams, the values of the RMS scatter spot do not exceed $1,35 \mu\text{m}$; GEO radius (distance from the reference point) – $0.105 \mu\text{m}$; together with Airy disk sizes of about $9.16 \mu\text{m}$, indicating that the images are close to diffraction.

The calculated systems can be successfully applied as part of a more complex system, as well as in systems with a synthesized aperture.

Keywords: mirror systems, afocal systems, compact systems, calculation optics, image quality.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-15-21

Адрес для переписки:

Н.К. Артиухина
Белорусский национальный технический университет,
пр-т Независимости, 65, г. Минск 220013, Беларусь
e-mail: art49@mail.ru

Address for correspondence:

N.K. Artiukhina
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, Minsk 220013, Belarus
e-mail: art49@mail.ru

Для цитирования:

N.K. Artiukhina, L. Peroza.
Afocal Mirror Systems with Small Axial Dimensions.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 15–21.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-15-21

For citation:

N.K. Artiukhina, L. Peroza.
Afocal Mirror Systems with Small Axial Dimensions.
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 15–21.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-15-21

Афокальные зеркальные системы с малыми осевыми габаритами

Н.К. Артюхина¹, Л. Пероса^{1,2}

¹Белорусский национальный технический университет,
пр-т Независимости, 65, г. Минск 220013, Беларусь

²Национальный центр оптических технологий,
пр-т Лос Процерес, сектор Ла Педрегоса, корпус 4, г. Мерида 5101, Венесуэла

Поступила 03.12.2019

Принята к печати 04.02.2020

В настоящее время проблема поиска и проектирования новых схемных решений зеркальных систем, включая афокальные, остается актуальной. Широкое применение зеркальных систем в астрономии, спектральных приборах, лазерном оборудовании и других приложениях обусловлено некоторыми их достоинствами: высоким разрешением в широком спектральном диапазоне, отсутствием дефектов изображения, возникающих из-за хроматических аберраций и ограничений по апертуре, связанных с размерами заготовок, выигрыш по весу. Целью данной работы являлось создание компактных афокальных зеркальных систем с малыми осевыми габаритами.

Представлены схемы конструкций афокальных зеркальных систем из трех параболических зеркал с малыми осевыми габаритами. Проведено исследование афокальных систем, в которых относительное отверстие первичного зеркала, определяющее диаметр апертурной диафрагмы, оптимизировано с целью создания более компактной системы.

Предложен алгоритм параметрического расчета новых композиций с коррекцией кривизны изображения. Дана сводка формул основных конструктивных параметров системы, и рассчитаны различные варианты конструктивного решения для углового поля зрения $2\omega = 20'$, диаметров входного зрачка $D = 35$ мм и $D = 70$ мм.

Проведено численное моделирование в программных средах *Opal*, *Zemax* и *Code V*. Разработанные системы имеют хорошие коррекционные возможности для заданных оптических характеристик: в диаграммах волнового фронта значения величин радиального размера пятна рассеяния не превышают 1,35 мкм; радиус *GEO* (величина расстояния от опорной точки) – 0,105 мкм; вместе со значениями размера диска Эйри около 9,16 мкм, карта волнового фронта на плоскости изображения показывает информацию о среднеквадратичной ошибке. Все это указывает на то, что изображения близки к дифракционным.

Рассчитанные системы могут быть успешно применены в составных зеркальных системах в качестве насадок к регистрирующим объективам, работающим в различных областях спектра (особенно в ИК диапазоне), а также в системах с синтезированной апертурой.

Ключевые слова: зеркальные системы, афокальные системы, компактные системы, расчёт оптических схем, качество изображения.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-15-21

Адрес для переписки:

Н.К. Артюхина
Белорусский национальный технический университет,
пр-т Независимости, 65, г. Минск 220013, Беларусь
e-mail: art49@mail.ru

Address for correspondence:

N.K. Artiukhina
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, Minsk 220013, Belarus
e-mail: art49@mail.ru

Для цитирования:

N.K. Artiukhina, L. Peroza.
Afocal Mirror Systems with Small Axial Dimensions.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 15–21.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-15-21

For citation:

N.K. Artiukhina, L. Peroza.
Afocal Mirror Systems with Small Axial Dimensions.
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 15–21.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-15-21

Introduction

The searching and designing new solutions for mirror systems, including afocal ones, has been studied for decades. In the design, it has always been difficult to combine optimization and cost. Nowadays, the problem remains relevant. The widespread use of mirror systems [1] (in astronomy, spectral instruments, laser equipment, and other applications) is due to some aspects of mirror systems: thermal stability, high resolution in a wide spectral range, and the absence of image defects due to chromatic aberrations. All this provides superior performance compared to lens systems.

To this day, some ways to solve the problem of optimizing mirror telescopic systems continue to improve. One of the ways used for optimization is the study of compact mirror systems [2]. In general, device compacting is becoming an increasingly frequent requirement for many applications, both in imaging and non-imaging optics [3]. "Compacting" in this case means a reduction in the amount of space between the inlet and the outlet without reducing the optical characteristics. The advantages of compact systems include: small axial length, weight reduction, increased portability of devices, profitability of materials.

In addition, the increase in the path traveled by light, which is created in a compact system, in some cases, is one of the most effective ways to increase the sensitivity of devices, which is interesting for such fields of technology as spectroscopy [4]. Recently, to solve special problems, compositions of telescopic mirror systems have been found, that have the potential to become much more compact.

In this new field of research, afocal systems, also called telescopes, can be widely used in designing schemes. This is because afocal systems are used, not only independently (together with the eye of the observer), but also as part of a more complex system (as an adapter piece), which is beneficial for creating their modules in more compact versions. In many cases, laser optics requires the use of optical systems that operate between endless configurations. Such systems, commonly called beam expanders, are actually telescopes. They are used to control the energy of laser beams, correct beam divergence, study beam propagation, and also to reduce the field of view and expand the magnification in *FLIR* systems [5]. In geodetic instruments for photo-registration systems of distant objects, mirror-lens afocal devices are often successfully used [6].

The purpose of this paper is the design of compact afocal mirror systems with multiple reflections from the primary mirror, where the quart-parabolic Mersenne systems of three mirrors serve as the basic modules of these compositions.

Analysis of compaction methods

In the literature [7–9], we can find several methods to achieve a best compactness of optical systems. In [7], a two-mirror compact system is presented, where the primary mirror has a spherical shape, and a secondary mirror is placed in its paraxial focus, while the distance between the mirrors is equal to half the radius of the primary; spherical aberration is completely eliminated. Note that compactness in such work owes its name to a specific arrangement of its mirrors due to its displacement, which changes the length of the system.

Also, [8] presents a new compact optical system, which can be described as a modified Gregory system. The compact telescope is created from a standard Gregorian system by flipping the secondary mirror over a folding mirror installed approximately in the middle of the optical path between primary and secondary mirrors. In this manner, the primary mirror is constructed with concentric "double curved" geometry, and a central obscuring folding mirror which matches the diameter of the smaller curve of the primary is mounted a short distance in front. This "double curved" geometry is easily produced using diamond turning technology, and the result is a compact telescope approximately $1/2$ the length of a regular Gregorian telescope and roughly $2/3$ the length of a Cassegrain telescope.

In [9], it is noted, that one of the ways to achieve compactness is by dividing a systems into multiple channels with smaller apertures. This allows you to increase the field of view using the same focal length. This allows for bigger field of view using the same focal length. It can also be effective in improving the system performance, since each channel can be designed separately. This method is based on multichannel optical systems that exist in nature. They are known as insect eyes. Each eye consists of a large number of small visual systems called ommatidia. Based on these studies, they offer new solutions for compact multi-channel optical systems for use in imaging and non-imaging optics.

Description and calculation of afocal mirror systems with small axial dimensions

The object of this study is the compact design of afocal mirror systems with multiple reflections from the primary mirror, shown in Figure 1. The basic modules of these compositions are the quarter-parabolic Mersenne systems of three mirrors.

These afocal systems allow the possibility of

eliminating spherical aberration, coma, astigmatism and even image curvature.

In such a scheme of three mirrors, two constructive solutions are possible – when the first of the Mersenne systems is a keplerian type system, and when the first of the systems is a galileian type system.

In Figure 1a keplerian type diagram is presented. The first and third mirrors have equal radii of curvature of the surfaces.

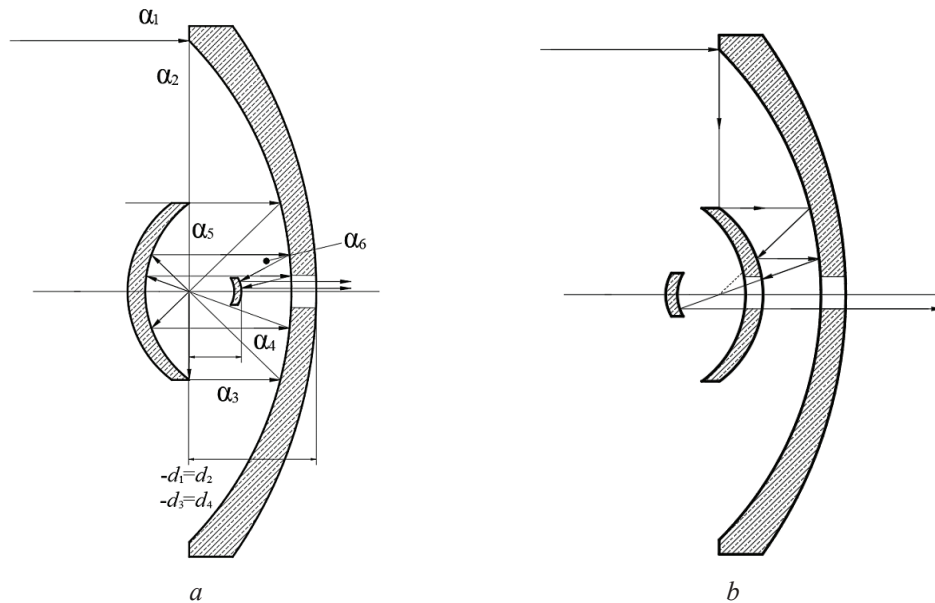


Figure 1 – Afocal mirror systems with small axial dimensions: *a* – keplerian type system; *b* – galileian type system

Graphic calculation of the primary parabolic mirror

One of the optimized parameters of the mirror telescopic system is their overall dimensions.

In these schemes, the compacting system is guaranteed by the pronounced shape of the primary mirror and a certain relationship of diameter and axial dimensions, the mirror has a high relative aperture.

To evaluate the values of the longitudinal dimensions, it is advisable to establish the compaction coefficient equal to the relationship between the axial length of the system L and the diameter of the first mirror D_1 :

$$K_l = \frac{L}{D_1}, \quad (1)$$

where L is the length of the system; D_1 is the diameter of the first mirror (entrance pupil).

The geometric shape of the meridional curve of the primary mirror is determined by a parabola, the property of which is equivalent to the analytical definition of the given equation, the first coefficient

of which is determined by the vertex radius of the surface:

$$y^2 = 2r_1x.$$

Diameter of the primary mirror (Figure 2):

$$D = 2r_1.$$

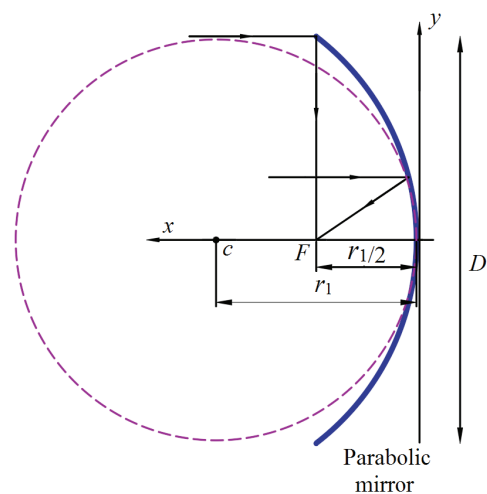


Figure 2 – Graphic calculation of the primary parabolic mirror of the afocal system

We have a coordinate relationship:

$$x = \frac{r_1}{2} f' = r_1 / 2, \quad (2)$$

$$y^2 = r_1^2 D / f' = 4.$$

Determine the relative aperture of the primary mirror:

$$y = r_1 D / f' = 1:0.25,$$

where r_1 – is the radius of the primary parabolic mirror of Kepler type systems; f' – is the distance from the top of the mirror to the focus F ; D – is the diameter of the mirror.

Algorithm calculation

The surface of the mirrors (Figure 1) shows the course of the first ray with parameters α_s and h_s going through the system (S is the surface number).

We compose the calculation algorithm. When calculating, we use standard notation, taking into account the rule of signs:

angles α_s and heights h_s of the first ray,
refractive indices n_s , in front of the S -th surface,
axial distances d_s .

We define the normalization conditions and calculate the necessary parametric characteristics for a given value of visible magnification Γ .

Moreover, we have $n_1 = n_3 = n_5 = n_7$ и $n_2 = n_4 = n_6 = -1$.

1. The angles and heights of the first ray for a given visible magnification Γ :

$$\alpha_1 = \alpha_3 = \alpha_5 = \alpha_7 = 0; \quad h_1 = 1;$$

$$\alpha_2 = \frac{h_1}{f'_1} = -1; \quad h_4 = h_3 - \alpha_4 d_3;$$

$$h_2 = h_3; \quad \alpha_4 = \frac{h_3}{f'_1} = -h_3 = -h_2; \quad (3)$$

$$h_4 = h_5; \quad \alpha_6 = \frac{h_4}{f'_1} = -h_4;$$

$$h_6 = \frac{1}{\Gamma}; \quad h_6 = h_5 - \alpha_6 d_5.$$

2. Axial distances:

$$d_1 = 1 - h_2; \quad d_3 = \frac{h_4 - h_2}{-\alpha_4}; \quad d_5 = \frac{1}{\Gamma h_4} - 1. \quad (4)$$

3. The curvature radii of the surfaces:

$$r_1 = \frac{2}{\alpha_2} = -2; \quad r_2 = \frac{2h_2}{\alpha_2} = -2h_2; \quad r_3 = \frac{2h_2}{\alpha_4} = -2;$$

$$r_4 = \frac{2h_4}{\alpha_4}; \quad r_5 = -2; \quad r_6 = \frac{2}{h_4 \Gamma}. \quad (5)$$

The algorithm for calculating the compact afocal mirror system of the galilean type, shown in Figure 1b, is compiled similarly.

Modeling and discussion of results

We calculate α_4 , for a given visible magnification Γ . Substituting α_4 , we determine the height h_4 and obtain parametric characteristics in relative values.

$$r_1 = -2; \quad r_2 = 0.86; \quad r_3 = -2;$$

$$r_4 = 0.86; \quad r_5 = -2; \quad r_6 = \frac{2}{0.186}; \quad (6)$$

$$-d_1 = d_2 = -d_3 = d_4 = 1.43; \quad d_5 = \frac{1}{0.186} - 1.$$

Next, we carry out an anastigmatic correction in the field of aberrations of the 3rd order. As a result, deformations of mirror surfaces σ_s are obtained. They are defined by the squared eccentricity of the second-order meridional curves of the mirror surfaces. For parabolic shape of mirrors:

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_6 = -1. \quad (7)$$

The compact afocal systems of the kepler and galilean type were calculated according to formulas (5) for the following real values: $N = 0.25$; angular field of view $2\omega = 20^\circ$, entrance pupil diameter $D = 35$ mm and 70 mm, respectively. Design data of the calculated systems of type I and II for the values of the visible magnification $\Gamma = -47^\times$ and $\Gamma = 27^\times$ are given in Table 1.

Table 1

Results for a visible magnifications $\Gamma = -47^\times$ and $\Gamma = 27^\times$ (dimensions in mm)

Type of scheme	Γ	r_1	r_2	r_3	r_4	r_5	r_6	d_1	d_2	d_3	d_4	d_5
Kepler type	$-47^\times$	-35	15	-35	15	-35	-4	-25	25	-25	25	15
Galilean type	$-27^\times$	-90	-30	-90	-30	-90	30	-30	30	-30	30	-60

Computer modeling was carried out in software environments for the construction of afocal systems. The aberrations obtained in the software *Opal* are given in Table 2 ($Z'_m - Z'_s$ – astigmatism; Z'_m, Z'_s –

meridional and sagittal curvature of the image $\Delta Y' \%$ – relative distortion). The results of computer simulation performed in *Zemax* and *Code V* are presented in Figure 3.

Table 2

Aberrational characteristics (calculation in the *Opal* software)

	$\Delta Y' \%$	$Z'_m - Z'_s$	Z'_m	Z'_s
$\Gamma = -47^\circ$		Kepler type		
	1.0926	0.001	1.3105	1.3095
$\Gamma = 27^\circ$		Galilean type		
	0.1542	0.0024	0.0024	0.0000

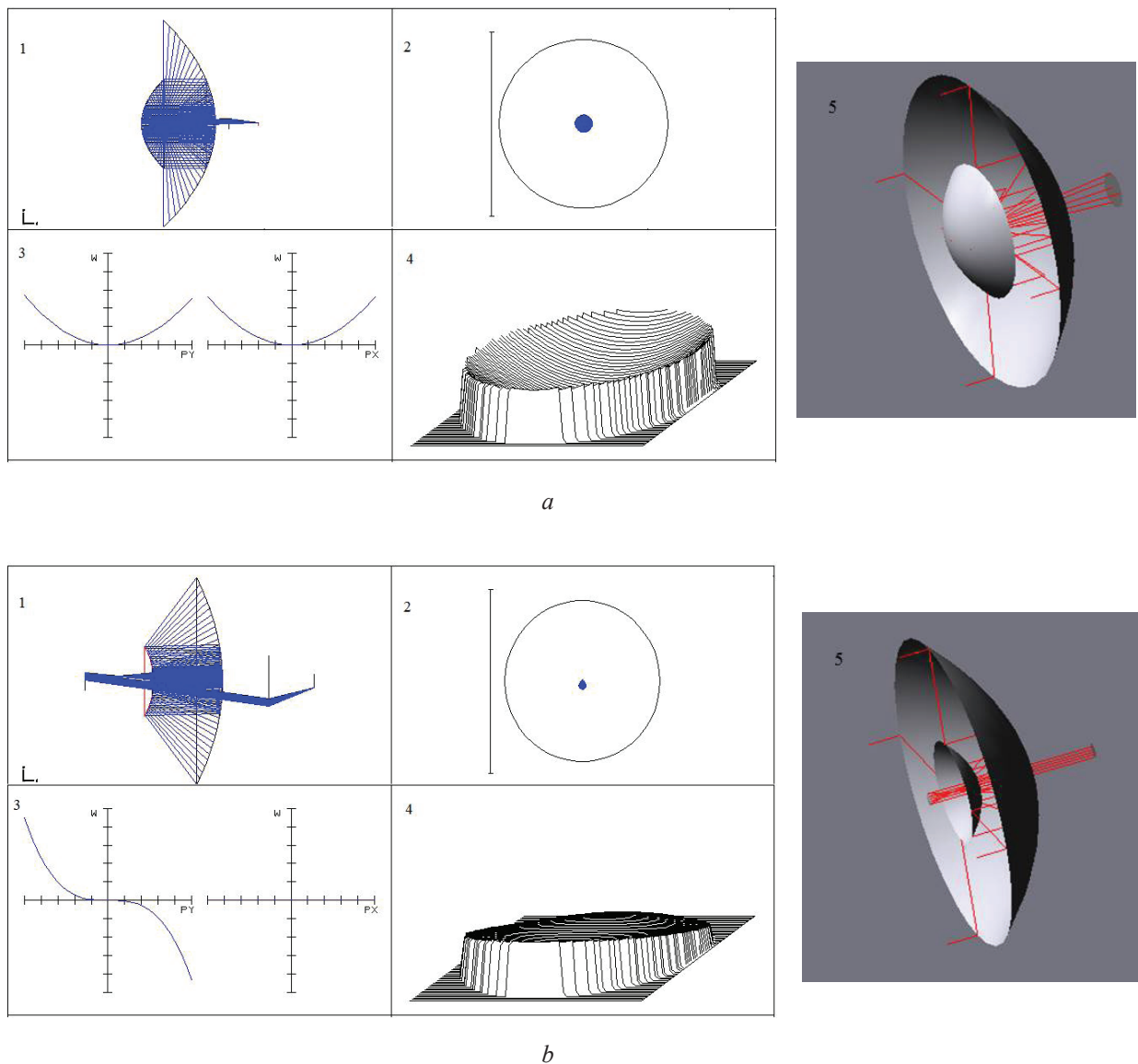


Figure 3 – Computer simulation of compact designs of afocal mirror systems: *a* – kepler-type system; *b* – galilean type system. 1 – computer schemes; 2 – spot diagrams; 3 – transverse aberration graphs; 4 – wavefront maps (calculation in the software *zemax*); 5 – computer schemes (calculation in the software *Code V*)

The system has good correction capabilities for specified optical characteristics: in the spot diagrams, the values of the radial size of the RMS scatter spot do not exceed $1.35\text{ }\mu\text{m}$; GEO radius (distance from the reference point) – $0.105\text{ }\mu\text{m}$; together with Airy disk sizes of about $9.16\text{ }\mu\text{m}$, indicating that the images are close to diffraction. A wavefront map on the image plane shows aberration correction information. In this case, the wavefront error RMS is in the order of 0.012 waves. This indicates that wave aberrations (OPDs) are small for arrays passing through the center of the aperture. The systems can be used as part of a more complex system operating in various fields of the spectrum. In addition, they can be used in optical systems with a synthesized aperture [10], and when misaligning the studied afocal systems, telephoto objective with high image quality can be obtained.

Conclusion

A technique is given for calculating compact afocal schemes in which the first and third mirrors have equal radius of curvature of the surfaces. The compacting of the schemes is ensured by the primary mirror having a high relative aperture.

An algorithm for parametric calculation is proposed. Modified normalization conditions are introduced into the calculation algorithm. The calculation was performed for the angular field of view $2\omega = 20^\circ$, the diameter of the entrance pupil $D = 35$ and 70 mm .

Computer simulation was performed in the *Opal*, *Zemax* and *Code V* software environments. It was established, that the system has good aberration correction for specified optical characteristics.

The systems can be used as part of a more complex system operating in various fields of the spectrum. In addition, they can be used in optical systems with a synthesized aperture, and when misaligning the studied afocal systems, telephoto objective with high image quality can be obtained.

References

1. Hutson J. [Afocal catoptric optical concentrator]. Pat. 0378140 USA, МКИ G02B 17/00. United States Patent. – 31/12.2015/.
2. Artyukhina N.K., Peroza Laura. Compact designs of afocal mirror systems with a mono-block of odd mirrors. Proceedings of D.S. Roschdestvenski. 8th International Optical Congress "Optics XXI Century", XIII MK "Applied Optics", 18–21 December 2018, vol. 1, 27 p., St. Petersburg, Russia.
3. Gapeeva A.V., Zverev V.A., Timoshchuk I.N. Construction principle of a nonimaging optical system of an illuminating device. *Journal of Optical Technology*, 2013, vol. 80, iss. 12, pp. 731–734. DOI: 10.1364/JOT.80.000731
4. Chernin S.M. Multi-pass systems in optics and spectroscopy. *Scientific publication*. Moscow: Fizmatlit, 2010, 6 p.
5. Housand B., Tener G., Jesse S., Pearson W., Newberg E., Weaver John F., Hill T., Bauer H., Patel B., Robertson W., Donahue J., Cole J., Montgomery H., Schildwachter E., Booth J. [Combined laser/FLIR optics system]. Pat. 6,359,681 USA, G01B 11/26. United States Patent. – 19/03/2002.
6. Zverev V.A., Karpova G.V., Timoshchuk I.N. Telescopic lens with afocal double-mirror optical attachment. *Journal of instrument engineering*, 2013, vol. 56, no. 11, pp. 39–47.
7. Puryayev D. Compact two-mirror schemes for telescopes with a fast spherical primary. *Optical Engineering*, 2000, vol. 39, no. 6, 6 p.
8. Vladimir Draganov, Daryl G. James. Compact telescope for free-space communications. *International Symposium on Optical Science and Technology*, 2002, vol. 4767, pp. 151–158. DOI: 10.1117/12.468223
9. Milena Nikolic, Juan C. Miñano, P. Benítez, B. Narasimhan, J. Mendes-Lopes, P. Zamora, M. Buljan, D. Grabovickic. Design of compact optical systems using multichannel configurations. *Proc. SPIE 9948. Novel Optical Systems Design and Optimization XIX*. 99480M//29 September 2016, vol. 9948, 99480M 9 pp. DOI: 10.1117/12.2237641
10. Kozhevnikov D.A., Fiodortsev R.V., Silie A. Synthetic Aperture Orbital Telescope for Earth Remote Sensing Equipment. *Devices and Methods of Measurements*, 2018, vol. 9, no. 4, pp. 280–287. DOI: 10.21122/2220-9506-2018-9-4-280-287

УДК: 621.317.39.084.2

Математическая модель сенсора с открытой областью пространства

А.А. Джежора, Ю.А. Завацкий, А.В. Коваленко, А.М. Науменко

Витебский государственный технологический университет,
Московский пр-т, 72, г. Витебск 210038, Беларусь

Поступила 03.12.2019

Принята к печати 02.03.2020

Для эффективного применения диэлектromетрических сенсоров большое значение имеет оптимизация конструктивных параметров сенсоров, таких как глубина проникновения электромагнитного поля, величина сигнала сенсора. Цель работы заключалась в построении математической модели сенсора с открытой областью пространства и расчёте его параметров.

Представлены результаты расчёта основных параметров сенсора открытого пространства. Для численного 2D моделирования использованы методы интегральных уравнений и зеркальных отображений. Поверхность каждого электрода рассматривалась в виде двух параллельных ламелей. Такой подход упростил процедуру численного решения двухмерной задачи. Он позволяет выполнять расчёт электрических полей плоских слоистых сред с меньшими временными затратами, с использованием менее мощных компьютеров. Программа численных расчётов реализована в *MAPLE*.

Проверка адекватности программы осуществлялась для сенсора, выполненного на одностороннем фольгированном тефлоне ($\epsilon_1 = 2,3$) толщиной $b = 1,0$ мм. Для сенсора выполнен расчёт электрического поля в трёхслойной среде. Расчётная картина поля показала неоднородность распределения силовых линий. Установлено, что глубина зоны контроля не зависит от металлизации поверхности сенсоров. Глубина зоны контроля для сенсора открытого типа лежит в том же диапазоне, что и глубина зоны контроля для плоских накладных измерительных конденсаторов – аналог *fringing electric field (FEF) sensors* (сенсоров окаймляющего электрического поля).

Созданная модель позволяет проводить обоснованный выбор конструкции и параметров электроёмкостного сенсора открытого типа, определять метрологические характеристики измерительного устройства, решать вопрос технической осуществимости поставленной задачи.

Keywords: сенсор, модель, диэлектрическая жидкость, точность.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-22-32

Адрес для переписки:

А.А. Джежора
Витебский государственный технологический университет,
Московский пр-т, 72, г. Витебск 210038, Беларусь
e-mail: jezhora@mail.ru

Address for correspondence:

A.A. Jezhora
Vitebsk State Technological University,
Moskovsky Ave., 72, Vitebsk 210038, Belarus
e-mail: jezhora@mail.ru

Для цитирования:

А.А. Джежора, Ю.А. Завацкий, А.В. Коваленко, А.М. Науменко.
Математическая модель сенсора с открытой областью пространства.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 22–32.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-22-32

For citation:

A.A. Jezhora, Y.A. Zavatski, A.V. Kovalenko, A.M. Naumenko.
[Mathematical Model of an Open Area of Space Sensor].
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 22–32 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-22-32

Mathematical Model of an Open Area of Space Sensor

A.A. Jezhora, Y.A. Zavatski, A.V. Kovalenko, A.M. Naumenko

Vitebsk State Technological University,
Moskovsky Ave., 72, Vitebsk 210038, Belarus

Received 03.12.2019

Accepted for publication 02.03.2020

Abstract

For the effective use of dielectric sensors, optimization of the design parameters of the sensors, such as the depth of penetration of the electromagnetic field and the magnitude of the sensor signal, is of great importance. The purpose of the work was to build a mathematical model of a sensor with an open area of space and calculate its parameters.

Results of main parameters calculations of the open space sensor are presented. Methods of integral equations and mirror images are used for numerical 2D modeling. The surface of each electrode was considered as two parallel lamellae. This approach simplified the procedure for numerically solving a two-dimensional problem. It allows you to calculate the electric fields of flat layered media with less time, using less powerful computers. The numerical calculation program is implemented in MAPLE.

The program adequacy was checked for a sensor made on one-sided foil Teflon ($\epsilon_1 = 2,3$) with a thickness of $b = 1.0$ mm. The electric field was calculated for the sensor in a three-layer medium. The calculated picture of the field showed that the distribution of force lines is not uniform. It was found that the depth of the control zone does not depend on the metallization of the sensor surface. The depth of the control zone for an open-type sensor is in the same range as the depth of the control zone for flat overhead measuring capacitorsan analog of fringing electric field (FEF) sensors.

Keywords: sensor, model, dielectric fluid, accuracy.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-22-32

Адрес для переписки:

А.А. Джежора
Витебский государственный технологический университет,
Московский пр-т, 72, г. Витебск 210038, Беларусь
e-mail: jezhora@mail.ru

Для цитирования:

А.А. Джежора, Ю.А. Завацкий, А.В. Коваленко, А.М. Наumenko.
Математическая модель сенсора с открытой областью пространства.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 22–32.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-22-32

Address for correspondence:

A.A. Jezhora
Vitebsk State Technological University,
Moskovsky Ave., 72, Vitebsk 210038, Belarus
e-mail: jezhora@mail.ru

For citation:

A.A. Jezhora, Y.A. Zavatski, A.V. Kovalenko, A.M. Naumenko.
[Mathematical Model of an Open Area of Space Sensor].
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 22–32 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-22-32

Введение

Развитие Интернет вещей (*IoT – internet of things*, т. е. концепции вычислительных сетей физических предметов, оснащённых встроенными технологиями для взаимодействия друг с другом или с внешней средой), робототехники, автоматизации требует применения огромного количества сенсоров. Сенсоры позволяют построить мощные промышленные системы, устройства, исключить необходимость участия человека в управлении техпроцессами, облегчают жизнь в обществе. Так как изменения в диэлектрических свойствах обычно вызываются изменениями в различных физических, химических или структурных свойствах материалов, то диэлектromетрические измерения явились эффективным средством косвенной неразрушающей оценки интересующих параметров в различных производственных и научных исследованиях.

Для эффективного применения на практике диэлектromетрических сенсоров (анг. *interdigitated dielectrometry sensors – IDS*) большое значение имеет оптимизация их конструктивных параметров, таких как глубина проникновения поля, сила сигнала. Общие принципы проектирования диэлектromетрических сенсоров обсуждались многими исследователями [1–6]. Вопросы проектирования, оценки точности, чувствительности при доступе к материалу с одной стороны изложены в работе [2], неразрушающего тестирования – в [3, 4]; изучению концентрических кольцевых сенсоров с учётом толщины подложки посвящена работа [5], экранированных плоских сенсоров – [6, 7].

Развитие планарных технологий, применение лазеров при обработке материалов позволило создать гибкие сенсоры с широким диапазоном электрических, механических и тепловых характеристик [8, 9, 10]. По своей архитектуре они относятся к сенсорам с открытой областью пространства. Вопросы их проектирования и применения требуют разъяснения и моделирования [11, 12].

В отличие от плоского конденсатора *Maxwell* – область контроля сенсора с открытой областью пространства не определена, ограничена глубиной и шириной зоны контроля. Эти конструктивные особенности в значительной степени обуславливают функциональные возможности сенсора, характер источников погрешностей и меры их устранения. В литературе нет

строгого определения глубины зоны контроля, но одним из возможных способов её оценки является изучение того, насколько глубоко электрическое поле проникает в контролируемую среду. Координата, в которой достигается 97 % асимптотической ёмкости, определяется как глубина проникновения. Изменяя геометрические размеры электродов, можно повлиять на глубину зоны контроля сенсора, его чувствительность, динамический диапазон и уровень сигнала. Таким образом, конструкция сенсора может быть адаптирована к требованиям, предъявляемым к сенсору. Основная нагрузка при проектировании сенсоров ложится на математическое моделирование, осуществляемое аналитическими либо численными методами. Аналитические модели для ёмкостных сенсоров обычно базируются на упрощённых конфигурациях и идеализированных предположениях, которые ограничивают их точность расчёта для реальных конструкций [13] и могут приводить к расхождениям между теоретическими и экспериментальными данными. Для численных расчётов чаще всего используют пакеты *Ansoft Maxwell 2D, 3D, Comsol Multiphysics*. Следует выделить метод конечных элементов (*finite element method FEM*) [2], метод граничных интегральных уравнений [13], метод моментов [4]. Метод граничных интегральных уравнений является классическим математическим аппаратом и основан на сведении краевых задач к граничным интегральным уравнениям Фредгольма [14]. Последующая дискретизация интегральных уравнений даёт возможность получать и численные решения краевых задач. Преимуществом данного метода по сравнению с методом конечных элементов является отсутствие необходимости дискретизации всей области контроля сенсора и, как следствие, незначительное время расчёта [4, 7].

Моделирование

Конструкция сенсора с открытым пространством представляет собой ленточный многосекционный накладной измерительный конденсатор. Его сечение показано на рисунке 1. Электрическое поле создаётся высокопотенциальными электродами 1 и низкопотенциальными электродами 2 (рисунок 1). Поле не ограничено в пространстве экраном в подложке. Низкопотенциальный электрод 2 имеет потенциал земли V_2 . Область контроля определяется

геометрическими размерами секции сенсора: шириной секции r , межэлектродным расстоянием $r_1 - r_0$, толщиной электродов d и подложки b .

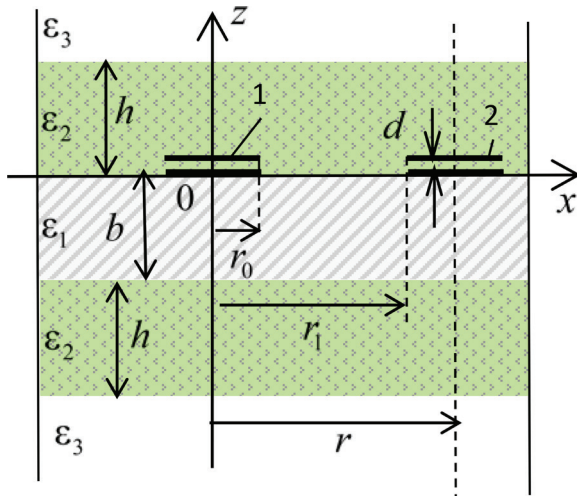


Рисунок 1 – Секция сенсора открытого типа: 1 – высокопотенциальный электрод; 2 – низкопотенциальный электрод; r – ширина секции; $r_1 - r_0$ – межэлектродное расстояние; d – толщина электродов; b – толщина подложки

Figure 1 – Open sensor section: 1 – high-potential electrode; 2 – low-potential electrode; r – section width; $r_1 - r_0$ – interelectrode distance; d – electrode thickness; b – substrate thickness

Для расчёта использовался метод зеркально-симметричных схем чувствительных элементов преобразователей. Сущность метода состоит в следующем:

- замкнутые эквипотенциальные поверхности источников поля каждого электрода заменяются разомкнутыми, т. е. изменяется топология зарядовых областей;
- эквивалентные поверхности каждого чувствительного элемента являются зеркальными друг относительно друга парами заряженных тонких поверхностей, разнесёнными в пространстве на расстояние, равное толщине электродов d , и имеющими тот же потенциал, что и исходные соответствующие им источники поля (рисунок 1).

В этом случае для новых источников поля с изменённой топологией поверхностей задача расчёта решается относительно искомой функции распределения плотности заряда $\sigma(x_i)$ на зеркальных поверхностях с учётом значений потенциалов на них V_j . Зеркально-симметричная друг относительно друга пара заряженных поверхностей имитирует поле на краях источников и существенно упрощает задачу расчёта.

В методе зеркально-симметричных схем чувствительных элементов преобразователей граничные условия записываются для каждой пары заряженных поверхностей:

- на границе раздела двух сред i и $i+1$ потенциал не испытывает скачок и остаётся постоянным $V_i = V_{i+1}$;
- при отсутствии поверхностных зарядов на границе раздела диэлектриков нормальная составляющая вектора смещения непрерывна $D_n^i = D_n^{i+1}$;
- тангенциальная составляющая вектора напряжённости непрерывна, т. е. $E_\tau^i = E_\tau^{i+1}$;
- на границе раздела диэлектрика и зеркальной поверхности, несущей заряд, нормальная компонента вектора смещения равна поверхностной плотности заряда на этой поверхности:

$$\varepsilon_i \varepsilon_0 \partial V_j / \partial n = -\sigma_j,$$

где ε_i – диэлектрическая проницаемость соответствующей среды ($i = 1, 2, 3$);

- тангенциальная составляющая вектора напряжённости равна нулю на зеркальных поверхностях, несущих заряд, т. е. $E_\tau = 0$;

– заряд источника поля определяется алгебраической суммой зарядов $\sum_{j=1}^n q_j$ соответствующей пары заряженных тонких поверхностей, разнесённых в пространстве на расстояние, равное толщине источника поля d и имеющих тот же потенциал, что и исходный источник поля.

Потенциал же электрического поля V удовлетворяет уравнению Лапласа везде вне зависимости от системы источников поля. Он обращается в ноль на бесконечно удалённом расстоянии от электродов $V|_\infty = 0$ и принимает заданные значения V_j на зеркальных друг относительно друга парах заряженных тонких поверхностей, разнесённых в пространстве на расстояние, равное толщине источников поля, и равен потенциалу соответствующих им источников: $V|_{sj} = V_j$, $V_j = \text{const}$, $j = 1, \dots, N$, где N – число источников поля (число электродов).

В соответствии с предложенной гипотезой каждая пара заряженных эквипотенциальных поверхностей с потенциалом V_j и функциями распределения плотности заряда $\sigma_j(x_j)$ имитируют соответствующий ей эквивалентный источник поля, включая область краев электродов.

В слоистых средах алгоритм расчёта плоскопараллельных полей заключается в следующей

последовательности выполнения математических операций [13]. Первоначально проводится модификации геометрии источников поля на основе использования зеркально-симметричных схем. Затем определяются координаты наведённых связанных зарядов на границах раздела диэлектриков путём введения расчётных отражённых зарядов для каждой эквипотенциальной пары, созданных заряжённых зеркально-симметричных поверхностей. Определяются коэффициенты пропускания, отражения, коэффициенты повторных отражений, согласно известному методу зеркальных отражений [13]. Интегральные уравнения записываются на основании размерности решаемых задач. Для расчёта плоскопараллельных полей, в случае 2D моделей, в качестве исходной базовой функции используется логарифмический потенциал. Интегральные уравнения решаются численным методом Крылова–Боголюбова относительно дискретных значений поверхностной плотности заряда $\sigma_{pk}(x_i)$ на зеркальных друг относительно друга парах заряжённых тонких поверхностях, разнесённых в пространстве на расстояние, равное толщине электродов, и имеющих тот же потенциал, что и исходные, соответствующие им электроды. Потенциал произвольной точки поля рассчитывается после нахождения дискретных значений плотности заряда на всех заряжённых поверхностях.

Метод интегральных уравнений

В силу того, что при работе электроёмкостных сенсоров частота электромагнитного поля $\nu \leq 10^6$ Гц, то, как легко показать, соотношение между геометрическими размерами сенсора L_j и длиной электромагнитной волны λ удовлетворяют условию $L_j/\lambda \ll 1$, что позволяет рассматривать поля электроёмкостных сенсоров с позиции электростатики.

В качестве исходного выражения при составлении интегральных уравнений для потенциалов точек поверхности электродов использовалось выражение логарифмического потенциала:

$$V = \frac{1}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \ln \frac{1}{r_{MK}} \cdot \sigma,$$

где σ – заряд на отрезке l в сечении электрода; r_{MK} – расстояние между рассматриваемой точкой M и переменной точкой K (в которой расположен заряд, создающий поле в точке M).

Для записи интегральных уравнений поверхностная плотность зарядов на электродах обозначалась двумя индексами. Первый индекс соответствует номеру электрода на рисунке 1, а второй – стороне поверхности электрода: 1 – соответствует поверхностной плотности заряда на стороне электрода, обращённой к контролируемому материалу, 2 – на стороне электрода, обращённой к подложке. Очевидно, в силу симметрии:

$$\sigma_{1k}(x) = \sigma_{1k}(-x); \quad \sigma_{2k}(x) = \sigma_{2k}(-x).$$

Промежутки интегрирования разбивались на участки, где искомые функции поверхностной плотности заряда $\sigma(x)$ принимали постоянные значения. Это позволило в дальнейшем, согласно методу Крылова–Боголюбова, выносить их за знаки интегралов, преобразуя систему интегральных уравнений в систему линейных алгебраических уравнений. Границы интегрирования участков на поверхности электродов, обращённой к контролируемому материалу, записывались в виде:

$$\beta_i = r_0 \frac{1 - q_1^i}{1 - q_1^{n_1}}, \quad \alpha_i = r_0 \frac{1 - q_1^{i-1}}{1 - q_1^{n_1}},$$

$$\beta_i = r - r_0 \frac{1 - q_2^{i-n_1-1}}{1 - q_2^{n_2}}, \quad \alpha_i = r - r_0 \frac{1 - q_2^{i-n_1}}{1 - q_2^{n_2}},$$

где $i = 1, 2, 3, \dots, n_1 + n_2$;

на поверхности электродов, обращённой к подложке:

$$\beta_i = r_0 \frac{1 - q_3^{i-n_1-n_2}}{1 - q_3^{n_4}}, \quad \alpha_i = r_0 \frac{1 - q_3^{i-n_1-n_2-1}}{1 - q_3^{n_4}},$$

$$\beta_i = r - r_0 \frac{1 - q_4^{i-n_1-n_2-n_3-1}}{1 - q_4^{n_4}}, \quad \alpha_i = r - r_0 \frac{1 - q_4^{i-n_1-n_2-n_3}}{1 - q_4^{n_4}},$$

где $i = n_1 + n_2 + 1, \dots, n_1 + \dots + n_4$; q_1, q_2, q_3, q_4 – знаменатели геометрической прогрессии; n_1, n_2, n_3, n_4 – числа разбиений поверхностей на участки для двух сторонах электродов: n_1 и n_3 для электрода 1 на верхней и нижней сторонах, n_2 и n_4 для электрода 2 на верхней и нижней сторонах.

Моделирование поля сенсора осуществлялось в трехслойной среде:

$$\epsilon(z) = \begin{cases} \epsilon_3, & \text{если } h \leq z; \\ \epsilon_2, & \text{если } 0 < z \leq h; \\ \epsilon_1, & \text{если } -b < z \leq 0; \\ \epsilon_2, & \text{если } -h - b < z \leq -b; \\ \epsilon_3, & \text{если } z \leq -h - b. \end{cases}$$

Наведённые на границе раздела слоёв связанные заряды учитывались методом зеркальных отображений. Они заменялись сосредоточенными зарядами, отражёнными от границы раздела двух слоёв. Коэффициенты пропускания $\beta_{12}, \beta_{21}, \beta_{23}, \beta_{32}$, коэффициенты отражений $\lambda_{12}, \lambda_{21}, \lambda_{23}, \lambda_{32}$ и коэффициент двойных отражений γ вычислялись согласно [13]:

$$\beta_{kl} = \frac{2\varepsilon_l}{(\varepsilon_k + \varepsilon_l)}, \quad \lambda_{kl} = \frac{\varepsilon_k - \varepsilon_l}{\varepsilon_k + \varepsilon_l}, \quad \gamma_{kl} = \left(\frac{\varepsilon_k - \varepsilon_l}{\varepsilon_l + \varepsilon_k} \right)^2,$$

где $k = 1, 2, 3; l = 1, 2, 3$.

Воспользуемся следующими допущениями:

1) материал подложки не диспергирующий, т. е. диэлектрическая проницаемость подложки не является функцией частоты электромагнитного поля. Это допущение оправдано, потому что для частот, на которых, в основном, и происходят измерения, практически все диэлектрические материалы обладают незначительной дисперсией [13];

$$\begin{aligned} \Psi_{\theta i}(x_j, \chi) = & \sum_{m=1}^N \int_{\alpha_i}^{\beta_i} \frac{\sigma_i(t)}{2} \ln \left| (2rm + t + x_j)^2 + \chi^2 \right| \left| (2rm - t + x_j)^2 + \chi^2 \right| \left| (2rm + t - x_j)^2 + \chi^2 \right| \left| (2rm - t - x_j)^2 + \chi^2 \right| dt + \\ & + \int_{\alpha_i}^{\beta_i} \frac{\sigma_{\theta i}(t)}{2} \ln \left| (t - x_j)^2 + \chi^2 \right| \left| (t + x_j)^2 + \chi^2 \right| dt, \quad j = 1, \dots, n_1 + \dots + n_4, \end{aligned}$$

где координаты точек x_j на поверхности электродов определяются выражением: $x_j = (\alpha_j + \beta_j)/2$; N – число секций слева и справа от центральной секции; α_i, β_i – границы участков интегрирования заряда, создающего поле в точке x_j ; θ – номер плоскости в которой

2) материал подложки окружающей среды (воздух) контролируемого образца не обладает проводимостью $\sigma = 0$;

3) длина электродов L не меньше поперечного сечения сенсора (краевые эффекты будут учитываться в соответствии с методикой);

4) линейные размеры сенсора во много раз меньше длины волны электромагнитного поля, создаваемого питающим напряжением, т. е. поле в сенсоре рассматривается как электростатическое.

На основании сделанных допущений задача расчёта электрического поля сенсора сводилась к расчёту электрического поля одной центральной секции размера r .

Поле сенсора создается зарядами каждой пары электродов, их отражениями. С целью сокращения записи для потенциалов точек x_j , лежащих на поверхности электродов, была введена функция:

расположены электроды; $\theta = 1$ отвечает плоскость $z = d$; $\theta = 2$ плоскость $z = 0$.

В этом случае выражения для потенциалов точек на поверхностях электродов центральной секции, обращённых к контролируемому материалу ($0 \leq x_j \leq r_0, r_1 \leq x_j \leq r, z = d$), запишутся в виде:

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^{n_1+\dots+n_2} \left[\Psi_{1i}(x_j, 0) + \lambda_{21} \Psi_{1i}(x_j, 2d) + \sum_{s=1}^T \left[\beta_{21} \beta_{12} \lambda_{12}^{2s-1} \Psi_{1i}(x_j, 2(sb+d)) + \lambda_{23}^s \lambda_{21}^{s-1} \Psi_{1i}(x_j, 2(hs-d)) + \right. \right. \\ & \left. \left. + 2(\lambda_{23} \lambda_{21})^s \Psi_{1i}(x_j, 2sh) \right] + \sum_{s=2}^T \lambda_{21}^s \lambda_{23}^{s-1} \Psi_{1i}(x_j, 2(h(s-1)+d)) + \lambda_{23} (\beta_{21} \beta_{12})^2 \Psi_{1i}(x_j, 2(h+b+d)) + \right. \\ & \left. + \sum_{s=1}^T \left[2(\beta_{21} \beta_{12} \lambda_{23})^{2s} \Psi_{1i}(x_j, 2s(b+2h)) + 2(\beta_{21} \beta_{12} \lambda_{12} \lambda_{23})^s \Psi_{1i}(x_j, 2s(b+h)) \right] \right] + \sum_{i=n_1+\dots+n_2+1}^{n_1+\dots+n_4} \left[\Psi_{2i}(x_j, d) + \right. \\ & \left. + \lambda_{21} \Psi_{2i}(x_j, 2d) + \sum_{s=1}^T \left[\beta_{21} \beta_{12} \lambda_{12}^{2s-1} \Psi_{2i}(x_j, 2sb+d) + \lambda_{23}^s \lambda_{21}^{s-1} \Psi_{2i}(x_j, 2sh-d) + \lambda_{23}^s \lambda_{21}^s \Psi_{2i}(x_j, 2sh-d) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \lambda_{23}^s \lambda_{21}^s \Psi_{2i}(x_j, 2sh+d) + \sum_{s=2}^T \lambda_{21}^s \lambda_{23}^{s-1} \Psi_{2i}(x_j, 2(h(s-1)+d)) + \lambda_{23} (\beta_{21} \beta_{12})^2 \Psi_{2i}(x_j, 2(h+b)+d) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \sum_{s=1}^T \left[(\beta_{21} \beta_{12} \lambda_{23})^{2s} [\Psi_{2i}(x_j, 2s(b+2h)-d) + \Psi_{2i}(x_j, 2s(b+2h)+d)] + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + (\beta_{21} \beta_{12} \lambda_{23} \lambda_{21})^s [\Psi_{2i}(x_j, 2s(b+h)+d) + \Psi_{2i}(x_j, 2s(b+h)-d)] \right] \right] = -\varepsilon_2 \varepsilon_0 2\pi V(x_j), \end{aligned}$$

где $j = 1, \dots, n_1 + \dots + n_2$;

для потенциалов точек на поверхностях элект-

родов, обращённых к подложке ($0 \leq x_j \leq r_0$, $r_1 \leq x_j \leq r$, $z = 0$):

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^{n_1+\dots+n_2} \left[\psi_{2i}(x_j, d) + \lambda_{21} \psi_{1i}(x_j, d) + \sum_{s=1}^T \left[\beta_{21} \beta_{12} \lambda_{12}^{2s-1} \psi_{2i}(x_j, 2(sb+d)) + \lambda_{23}^s \lambda_{21}^{s-1} \psi_{2i}(x_j, 2(hs-d)) + \right. \right. \\ & \left. \left. + (\lambda_{23} \lambda_{21})^s \psi_{2i}(x_j, 2sh-d) \right] + (\lambda_{23} \lambda_{21})^s \psi_{2i}(x_j, 2sh+d) \right] + \sum_{s=2}^T \lambda_{21}^s \lambda_{23}^{s-1} \psi_{2i}(x_j, 2(h(s-1)+d)) + \\ & + \lambda_{23} (\beta_{21} \beta_{12})^2 \psi_{2i}(x_j, 2(h+b)+d) + \sum_{s=1}^T \left[(\beta_{21} \beta_{12} \lambda_{23})^{2s} + [\psi_{2i}(x_j, 2s(b+2h)-d) + \psi_{2i}(x_j, 2s(b+2h)+d)] + \right. \\ & \left. (\beta_{21} \beta_{12} \lambda_{12} \lambda_{23})^s [\psi_{2i}(x_j, 2s(b+h)+d) + \psi_{2i}(x_j, 2s(b+h)-d)] \right] + \sum_{i=n_1+\dots+n_2+1}^{n_1+\dots+n_4} [\psi_{2i}(x_j, 0) + \\ & + \sum_{s=1}^T [\beta_{21} \beta_{12} \lambda_{12}^{2s-1} \psi_{2i}(x_j, 2sb) + \lambda_{23}^s \lambda_{21}^{s-1} \psi_{2i}(x_j, 2sh) + 2\lambda_{23}^s \lambda_{21}^s \psi_{2i}(x_j, 2sh) + \\ & + \sum_{s=2}^T \lambda_{21}^s \lambda_{23}^{s-1} \psi_{2i}(x_j, 2(h(s-1))) + \lambda_{21} \psi_{2i}(x_j, 0) + \lambda_{23} (\beta_{21} \beta_{12})^2 \psi_{2i}(x_j, 2(h+b)) + \sum_{s=1}^T [2(\beta_{21} \beta_{12} \lambda_{23})^{2s} + \\ & + [\psi_{2i}(x_j, 2s(b+2h)) + 2(\beta_{21} \beta_{12} \lambda_{23} \lambda_{12})^s [\psi_{2i}(x_j, 2s(b+h))]]] = -\epsilon_2 \epsilon_0 2\pi V(x_j), \end{aligned}$$

где $j = n_1 + n_2 + 1, \dots, n_1 + n_2 + n_3 + n_4$; T – число отражений.

С учетом, что общий заряд системы равен нулю:

$$\int_0^{r_0} (\sigma_{11}(t) + \sigma_{12}(t)) dt + \int_{r_1}^r (\sigma_{21}(t) + \sigma_{22}(t)) dt = 0,$$

составлялась система $n_1 + \dots + n_4$ интегральных уравнений. Её решением являются дискретные значения функций распределения поверхностных зарядов σ_{11i} , σ_{12i} , σ_{21i} , σ_{22i} . В выражениях для коэффициентов системы линейных алгебраических уравнений фигурируют числовые ряды. Сходимость подобных рядов доказана в [13].

Для верхней пары электродов 1 и 2 ($z = d$) частичная межэлектродная ёмкость C_{12}^B , одной секции вычисляется:

$$C_{12}^B = L \sum_{i=n_1+1}^{n_1+n_2} \sigma_{21}(x_i) l_i / (V_1 - V_2),$$

для нижней пары ($z = 0$):

$$C_{12}^H = L \sum_{i=n_1+\dots+n_3+1}^{n_1+\dots+n_4} \sigma_{22}(x_i) l_i / (V_1 - V_2),$$

где $l_i = \beta_i - \alpha_i$.

Межэлектродная рабочая ёмкость равна $C_{12} = C_{12}^B + C_{12}^H$. Так как частичная ёмкость C_{12}^H является паразитной и присутствует в измерениях за счёт потока поля в подложке, то её необходимо минимизировать за счёт выбора материала подложки, соотношения межэлектродного зазора и толщины подложки b .

Программы для моделирования полей сенсора были написаны с использованием системы компьютерной математики *MAPLE*.

Моделирование, экспериментальные результаты

Выбор шагов разбиения поверхности электродов для заданного числа участков $n_1 + \dots + n_4$, проверка сходимости численных расчётов ёмкости с точными решениями проводилась для частного случая однородной среды ($\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$), когда накладной измерительный конденсатор находился в воздухе, а толщина электродов бесконечно мала $d = 0,001$ мм. Такая конструкция описана в работе [13]. Значения ёмкостей для неё вычислялись методами конформных отображений и непосредственного определения напряжённости электрического поля. Расхождения в вычислении межэлектродных ёмкостей составляют менее 0,01 %.

Проверка адекватности модели реальной конструкции осуществлялась для сенсора, выполненного на одностороннем фольгированном тефлоне ($\epsilon = 2,3$) толщиной $b = 1$ мм, толщина фольги (электродов) $d = 0,035$ мм с длиной электродов $L = 62$ мм, числом секций 6, размер секции $r = 4$ мм, ширина электродов $r_0 = 1$ мм, металлизация поверхности сенсора $2r_0/r = 0,5$. При технологическом травлении электродов не удалось выдержать все размеры электродов строго. Поэтому с помощью микроскопа проводились измерения геометрических размеров электродов. Затем находились средние значения геометрических размеров электродов, вычислялась металлизация w поверхности (металлизация поверхности сенсора – часть поверхности, занятая металлическими электродами), проводились расчёты.

Задача оптимизации расчётов сводилась к отысканию лишь одного оптимального значения знаменателя геометрической прогрессии q , которому соответствует максимальное значение расчетной ёмкости C_{12} между электродами 1 и 2 при заданном числе интервалов n , разбиения поверхностей электродов. Это связано с тем, что сходимость расчётного значения ёмкости сенсора с точным значением в зависимости от n происходит снизу. Наибольшее значение расчётной ёмкости C_{12} между электродами 1 и 2 было достигнуто при шаге интегрирования $q = 0,3$ для $n_i = 5$. Относительная ошибка численного расчёта, соответствующая этому шагу интегрирования, составила 1,65 %.

Расчёт поля сенсора, построение картины поля

Для этого же сенсора выполнялся расчёт электрического поля в трёхслойной среде:

$$V(x, z) = \frac{1}{\epsilon_1 \epsilon_0 2\pi} \left[\sum_{i=1}^{n_1 + \dots + n_2} [\beta_{21} \psi_{1i}(x, d + z) + \beta_{21} \lambda_{23} \psi_{1i}(x, 2h - d + z) + \beta_{21} \lambda_{12} \psi_{1i}(x, 2b + d - z) + \right. \\ \left. + \beta_{21}^2 \beta_{12} \lambda_{23} \psi_{1i}(x, 2(h + b) + d - z) + \lambda_{23} \beta_{21} \lambda_{21} \psi_{1i}(x, 2h + d + z) + \lambda_{23} \beta_{21}^2 \beta_{12} \lambda_{12} \psi_{1i}(x, 2(h + b) + d + z) + \right. \\ \left. + \beta_{21} \lambda_{12}^2 \psi_{1i}(x, 2b + d + z) + \lambda_{23}^2 \beta_{21}^3 \beta_{12}^2 \psi_{1i}(x, 2(2h + b) + d + z) + \lambda_{23} \beta_{21}^2 \beta_{12} \lambda_{12} \psi_{1i}(x, 2(h + b) + d + z) + \right. \\ \left. + \beta_{21} \beta_{12} \lambda_{23} \lambda_{12} \psi_{1i}(x, 2(h + b) - d - z) + \lambda_{23}^2 \beta_{21}^2 \beta_{12} \psi_{1i}(x, 2(2h + b) - d - z) \right] + \sum_{i=n_1 + \dots + n_2 + 1}^{n_1 + \dots + n_4} [\beta_{21} \psi_{2i}(x, z) + \\ \left. + [\lambda_{23} \beta_{21} \psi_{2i}(x, 2h + z) + \lambda_{12} \beta_{21} \psi_{2i}(x, 2b - z) + \lambda_{23} \beta_{21}^2 \beta_{12} \psi_{1i}(x, 2(h + b) - z) + \lambda_{23} \lambda_{21} \beta_{21} \psi_{2i}(x, 2h + z) + \right. \\ \left. + \lambda_{23} \beta_{21}^2 \beta_{12} \lambda_{12} \psi_{1i}(x, 2(h + b) + z) + \beta_{21} \lambda_{12}^2 \psi_{1i}(x, 2b + z) + \lambda_{23}^2 \beta_{21}^3 \beta_{12}^2 \psi_{1i}(x, 2(2h + b) + z) + \right. \\ \left. + \lambda_{23} \beta_{21}^2 \beta_{12} \lambda_{12} \psi_{1i}(x, 2(h + b) + z) + \beta_{21} \beta_{12} \lambda_{23} \lambda_{12} \psi_{1i}(x, 2(h + b) - z) + \lambda_{23}^2 \beta_{21}^2 \beta_{12}^2 \psi_{1i}(x, 2(2h + b) - z) \right].$$

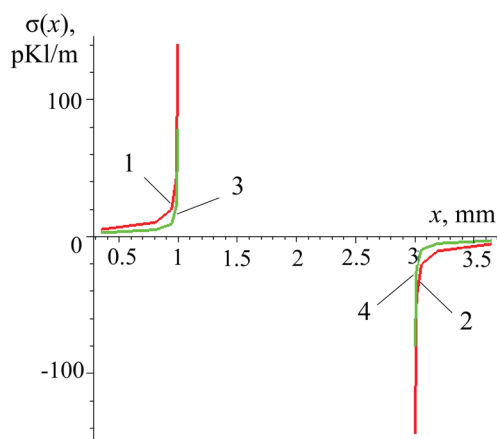


Рисунок 2 – Распределение поверхностной плотности заряда на электродах: 1, 2 – со стороны контролируемого диэлектрика; 3, 4 – со стороны подложки

Figure 2 – Distribution of surface charge density on the electrodes: 1, 2 – from the side of the controlled dielectric; 3, 4 – from the side of the substrate

$$\epsilon(z) = \begin{cases} \epsilon_3 = 1, & \text{если } 1 \leq z; \\ \epsilon_2 = 3, & \text{если } 0 < z \leq 1; \\ \epsilon_1 = 2, 3, & \text{если } -1 \leq z \leq 0; \\ \epsilon_2 = 3, & \text{если } -2 < z \leq -1; \\ \epsilon_3 = 1, & \text{если } z \leq -2. \end{cases}$$

Визуализация поля проводилась после нахождения дискретных значений распределения поверхностной плотности заряда $\sigma_{1k}(x)$, $\sigma_{2k}(x)$ на электродах сенсора, выполненного на подложке из тефлона толщиной $b = 1,00$ мм. Толщина фольги (электродов) $d = 0,035$ мм, длина электродов $L = 62$ мм, число секций $N = 6$, размер секции $r = 4$ мм, ширина электродов $r_0 = 1$ мм, металлизация поверхности сенсора $2r_0/r = 0,5$. Расчётное распределение заряда представлено на рисунке 2. Значения потенциалов точек поля рассчитывались в подложке $-b < z \leq 0$:

Аналогичные расчёты проводились и в остальных средах. В итоге были получены массивы значений потенциала $V(x, z)$. Из полученных массивов выделялись подмассивы с координатами, дискретно описывающими значения эквипотенциальных линий. Для построения линий напряжённости пользовались свойством: в каждой точке поля линии эквипотенциалов и линии напряжённости перпендикулярны. При этом учитывалось, что эквипотенциальные линии задаются дискретными точками.

В связи с этим было принято решение изобразить линии напряжённости в виде векторов напряжённости с нормированной длиной. Выбирая координаты ближайших точек линии эквипотенциалов $M_i(x_i; y_i)$ и $M_{i+1}(x_{i+1}; y_{i+1})$, строился вектор $E_i(y_{i+1} - y_i; x_i - x_{i+1})$, удовлетворяющий $E_i \perp M_i M_{i+1}$. Для соответствия масштабирования вводился коэффициент k и, учитывалась нормировка. Затем строился вектор напряжённости электрического поля:

$$\mathbf{E}_i = \begin{pmatrix} \frac{(y_{i+1} - y_i) \cdot k}{4 \cdot |\mathbf{E}_i|} + \frac{x_i + x_{i+1}}{2}, \\ \frac{(x_i - x_{i+1}) \cdot k}{4 \cdot |\mathbf{E}_i|} + \frac{y_i + y_{i+1}}{2} \end{pmatrix}.$$

Расчётная картина электрического поля сенсора представлена на рисунке 3. Картина поля даёт представление о ходе силовых линий, о его распределении. Видно, что поле неоднородно. Точное значение глубины проникновения электрического поля определить невозможно [13, 5, 15]. Для сенсоров окаймляющего электрического поля с экраном в подложке эмпирически связь между глубиной проникновения h и пространственным периодом электродов $2r$ примерно принимается [15]: $h = 2r/4 \div 2r/3$, где h – эффективная глубина проникновения электрического поля, r – размер секции. Глубина зоны контроля для сенсора открытого типа оценивалась из зависимости нормированной ёмкости $C(z)$ от относительного расстояния $z = h/r$ до плоскости, в которой лежат электроды (рисунок 4). Глубина зоны контроля соответствует положению z_0 , когда различие между ёмкостью в положении z_0 и максимальной ёмкостью $C_{\max}$ ($z = \infty$) равно 3 % от различия между самой максимальной и минимальной ёмкостями:

$$C(z_0) = \frac{C - C_{\min}}{C_{\max} - C_{\min}} 100\% = 3\%.$$

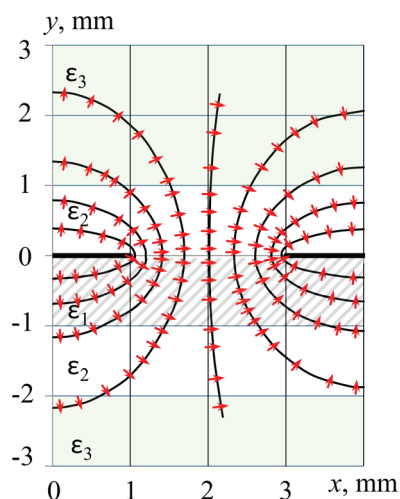


Рисунок 3 – Расчётная картина электрического поля сенсора с $b = 1$ мм и $r = 4$ мм: стрелками указаны векторы напряжённости, сплошными – эквипотенциальные линии поля сенсора

Figure 3 – The calculated picture of the electric field of the sensor with $b = 1$ mm and $r = 4$ mm: arrows indicate the intensity vectors, solid – equipotential lines of the sensor field

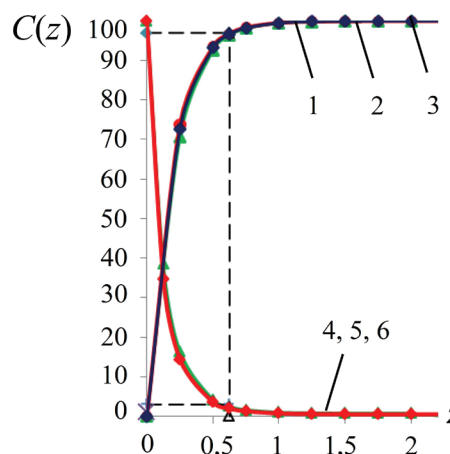


Рисунок 4 – Зависимость нормированной ёмкости $C(z)$ от относительного расстояния z . Кривые 1, 2, 3 для металлизации поверхности 0,25, 0,5 и 0,75 (увеличение слоя диэлектрика), кривые 4, 5, 6 для металлизации поверхности 0,25, 0,5 и 0,75 (уменьшение слоя диэлектрика)

Figure 4 – The dependence of the normalized capacitance $C(z)$ on the relative distance z . Curves 1, 2, 3 for metallization of the surface 0.25, 0.5, and 0.75 (increase in the dielectric layer), curves 4, 5, 6 for metallization of the surface 0.25, 0.5, and 0.75 (reduction of the dielectric layer)

Кривые 1, 2, 3 построены для сенсоров с металлизацией поверхности 0,25, 0,5 и 0,75 соответственно и относятся к случаю увеличения слоя жидкого диэлектрика, кривые 4, 5, 6 к его уменьшению. Анализ кривых говорит о совпадении глубин зон контроля независимо от металлизации поверхности сенсоров. Глубина зоны контроля для сенсора открытого типа лежит в том же диапазоне, что и глубина зоны контроля для сенсоров окаймляющего электрического поля.

Заключение

Разработана модель, позволяющая проводить обоснованный выбор конструкции и параметров электроёмкостного сенсора открытого типа, определять метрологические характеристики измерительного устройства, решать вопрос технической осуществимости поставленной задачи. Отсутствие экрана в подложке является существенным моментом при контроле диэлектрических жидкостей.

Разработки устройств контроля диэлектрической проницаемости жидкостей посредством зеркально-симметричных сенсоров со щитом

Фарадея позволят проводить экспресс контроль вне лабораторий, осуществлять удалённый мониторинг смазочных, трансформаторных масел, гидравлических жидкостей. При этом численные расчёты не требуют серьёзного компьютерного обеспечения. Расчёты выполняются с высокой точностью.

Список использованных источников

1. Hu, X. Planar capacitive sensors—designs and applications / X. Hu, W. Yang // *Sensor Review*. – 2010. – Vol. 30, no. 1. – P. 24–39.

DOI: 10.1108/02602281011010772

2. Mamishev, A.V. Interdigital sensors and transducers / A.V. Mamishev, K. Sundara-Rajan, F. Yang, Y. Du, M. Zahn // *Proceedings of the IEEE*. – 2004. – Vol. 92, iss. 5. – P. 808–845.

DOI: 10.1109/JPROC.2004.826603

3. Diamond, G.G. Single-sided capacitive imaging for NDT / G.G. Diamond [et al.] // *Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring*. – 2006. – Vol. 48, no. 12. – P. 724–730.

DOI: 10.1784/insi.2006.48.12.724

4. Chen, T. Analysis of a concentric coplanar capacitive sensor for nondestructive evaluation of multi-layered dielectric structures / T. Chen, N. Bowler // *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. – 2010. – Vol. 17, iss. 4. – P. 1307–1318.

DOI: 10.1109/TDEI.2010.5539703

5. Li, X.B. Design principles for multichannel fringing electric field sensors / X.B. Li, S.D. Larson, A.S. Zyuzin, A.V. Mamishev // *IEEE Sensors Journal*. – 2006. – Vol. 6, iss. 2. – P. 434–404. **DOI:** 10.1109/JSEN.2006.870161

6. Sheiretov, Y. Modeling of Spatially Periodic Dielectric Sensors in the Presence of a Top Ground Plane Bounding the Test Dielectric / Y. Sheiretov, M. Zahn // *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* – 2005. – V. 12, no. 5. – P. 993–100. **DOI:** 10.1109/TDEI.2005.1522192

7. Джежора, А.А. Принципы проектирования накладных измерительных конденсаторов в присутствии заземленной плоскости / А.А. Джежора [и др.] // *Приборы и методы измерений*. – 2011. – № 2(3). – С. 109–115.

8. Han, T. Multifunctional Flexible Sensor Based on Laser-Induced Graphene / T. Han [et al.] // *Sensors*. – 2019. – Vol. 19, no. 16. – P. 3477–3492.

DOI: 10.3390/s19163477

9. Zuk, S. Capacitive sensors realized on flexible substrates / S. Zuk, A. Pietrikova // *Electroscope*. – 2017. – Vol. 17, no. 2. – P. 1–5.

10. Khan, S. Technologies for printing sensors and electronics over large flexible substrates / S. Khan, L. Lorenzelli, R.S. Dahiya // *IEEE Sensors Journal*. –

2015. – Vol. 15, iss. 6. – P. 3164–3185.

DOI: 10.1109/JSEN.2014.2375203

11. Starzyk, F. Parametrisation of interdigit comb capacitor for dielectric impedance spectroscopy / F. Starzyk // *Archives of Materials Science and Engineering*. – 2008. – Vol. 34, iss. 1. – P. 31–34.

12. Thibault, P. On the design of capacitive sensors using flexible electrodes for multipurpose measurements / P. Thibault [et al.] // *Review of scientific instruments*. – 2007. – Vol. 78, iss. 4. – P. 043903.

DOI: 10.1063/1.2721406

13. Джежора, А.А. Электроёмкостные преобразователи и методы их расчета. – Минск: «Издательский дом «Белорусская наука», 2007. – 305 с.

14. Тихонов, А.Н., Самарский, А.А. Уравнения математической физики: 7-е изд. М.: Изд-во МГУ; Изд-во «Наука», 2004.

15. Kim, C. Numerical analysis on effective electric field penetration depth for interdigital impedance sensor / C. Kim [et al.] // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2013. – Vol. 418, no. 1. – P. 012020.

DOI: 10.1088/1742-6596/418/1/012020

References

1. Hu X., Yang W. Planar capacitive sensors—designs and applications. *Sensor Review*, 2010, vol. 30, no. 1, pp. 24–39. **DOI:** 10.1108/02602281011010772

2. Mamishev A.V., Sundara-Rajan K., Yang F., Du Y., Zahn M. Interdigital sensors and transducers. *Proceedings of the IEEE*, 2004, vol. 92, no. 5, pp. 808–845. **DOI:** 10.1109/JPROC.2004.826603

3. Diamond G.G., Hutchins D.A., Gan T.H., Purnell P., Leong K.K. Single-sided capacitive imaging for NDT. *Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring*, 2006, vol. 48, no. 12, pp. 724–730.

DOI: 10.1784/insi.2006.48.12.724

4. Chen T., Bowler N. Analysis of a concentric coplanar capacitive sensor for nondestructive evaluation of multi-layered dielectric structures. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2010, vol. 17, no. 4, pp. 1307–1318. **DOI:** 10.1109/TDEI.2010.5539703

5. Li X.B., Larson S.D., Zyuzin A.S., Mamishev A.V. Design principles for multichannel fringing electric field sensors. *IEEE Sensors Journal*, 2006, vol. 6, pp. 434–404. **DOI:** 10.1109/JSEN.2006.870161

6. Sheiretov Y., Zahn M. Modeling of Spatially Periodic Dielectric Sensors in the Presence of a Top Ground Plane Bounding the Test Dielectric. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2005, vol. 12, no. 5, pp. 993–100. **DOI:** 10.1109/TDEI.2005.1522192

7. Jezhora A.A., Kuzmitch A.I., Radevich E.I., Rubanik V.V. [Principles of designing of fringing electric field sensors in the presence of a top ground plane

bounding]. *Devices and Methods of Measurements*, 2011, no. 2, pp. 109–115 (in Russian).

8. Tao H., Anindya N., Roy B.V., Simorangkir B., Afsarimanesh N., Liu H., Mukhopadhyay S.C., Xu Y., Zhadobov M., Sauleau R. Multifunctional Flexible Sensor Based on Laser-Induced Graphene. *Sensors*, 2019, vol. 19, no. 16, pp. 3477–3492. **DOI:** 10.3390/s19163477

9. Zuk S., Pietrikova A. Capacitive sensors realized on flexible substrates. *ElectroScope*, 2017, vol. 17, no. 2, pp. 1–5.

10. Khan S., Lorenzelli L., Dahiya R.S. Technologies for printing sensors and electronics over large flexible substrates. *IEEE Sensors Journal*, 2015, vol. 15, pp. 3164–3185. **DOI:** 10.1109/JSEN.2014.2375203

11. Starzyk F. Parametrisation of interdigit comb capacitor for dielectric impedance spectroscopy. *Archives of Materials Science and Engineering*, 2008, vol. 34, iss. 1, pp. 31–34.

12. Thibault P., Diribarne P., Fournier T., Perraud S., Puech L., Wolf P.E., Vallcorba R. On the de-

sign of capacitive sensors using flexible electrodes for multipurpose measurements. *Review of scientific instruments*, 2007, vol. 78, iss. 4, 043903 p.

DOI: 10.1063/1.2721406

13. Jezhora A.A. *Elektroyemkostnyye preobrazovateli i metody ikh rascheta* [Electric capacity converters and methods of their calculation]. Minsk, Publishing house of the Belarusian science, 2008, 305 p.

14. Tikhonov A.N., Samarsky A.A. *Uravneniya matematicheskoy fiziki: 7-e izdanie* [Equations of mathematical physics: 7th ed]. Moscow, Moscow St. Univ. Publ., Nauka Publ., 2004, 798 p.

15. Kim C.U., Li G., Li J., Jong H., Ro C., Song Y., Pak G., Im S. Numerical analysis on effective electric field penetration depth for interdigital impedance sensor. *Journal of Physics: Conference Series*, 2013, vol. 418, no. 1, 012020 p.

DOI: 10.1088/1742-6596/418/1/012020

УДК: 621.317.335.2; 621.313.322-82

Измерительный преобразователь для ёмкостного сенсора воздушного зазора в гидрогенераторе

А.С. Левицкий, Е.А. Зайцев, В.А. Березниченко, А.Е. Сухорукова

Институт электродинамики Национальной академии наук Украины,
пр. Победы, 56, г. Киев 03680, Украина

Поступила 22.01.2020

Принята к печати 04.03.2020

Одним из важнейших параметров мощных гидрогенераторов является воздушный зазор между ротором и статором, и его отклонение от заданных норм является дефектом, который может привести к серьёзным авариям. Поэтому величину и форму зазора необходимо контролировать как во время осмотров, так и при эксплуатации машины. Целью данной работы являлась разработка вторичного измерительного преобразователя, обеспечивающего точность и разрешающую способность, для ёмкостного сенсора зазора, образованного компланарными параллельными электродами.

Рассматриваются особенности измерения воздушного зазора в мощных гидрогенераторах, а также существующие современные методы и средства измерений. Показано, что для измерения зазора в гидрогенераторах одним из наиболее подходящих средств является измеритель, в состав которого входит ёмкостный сенсор, устанавливаемый на расточке сердечника статора. Серийно выпускаемые измерители зазора с ёмкостными сенсорами по своим некоторым характеристикам не всегда подходят для использования в гидрогенераторах.

Предложен вторичный измерительный преобразователь с улучшенными характеристиками для ёмкостного сенсора зазора, образованного компланарными параллельными электродами.

Преобразователь разработан на основе уравновешенной компенсационно-мостовой измерительной цепи с формированием управляющего воздействия по фазе сигнала неравновесия. Приведена структурная схема преобразователя и описан алгоритм её работы. Рассмотрен процесс формирования в схеме измерительного выходного сигнала, пропорционального рабочей ёмкости сенсора.

Применение ёмкостного сенсора с компланарными параллельными электродами и предложенного вторичного измерительного преобразователя позволит обеспечить высокую точность и разрешающую способность при измерении воздушного зазора.

Ключевые слова: гидрогенератор, воздушный зазор, ёмкостный сенсор, измерительный преобразователь.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-33-41

Адрес для переписки:

Е.А. Зайцев
Институт электродинамики НАН Украины,
пр. Победы, 56, г. Киев 03680, Украина
e-mail: zaitsev@i.ua

Address for correspondence:

I.O. Zaitsev
The Institute of Electrodynamics of the NAS of Ukraine,
Peremogy Ave., 56, Kyiv 03057, Ukraine
e-mail: zaitsev@i.ua

Для цитирования:

А.С. Левицкий, Е.А. Зайцев, В.А. Березниченко, А.Е. Сухорукова.
Измерительный преобразователь для ёмкостного сенсора
воздушного зазора в гидрогенераторе.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 33–41.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-33-41

For citation:

A.S. Levytskyi, I.O. Zaitsev, V.O. Bereznichenko, O.E. Sukhorukova.
[Measuring Transducer for Air Gap Capacitive Sensor
in Hydrogenerator].
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 33–41 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-33-41

Measuring Transducer for Air Gap Capacitive Sensor in Hydrogenerator

A.S. Levytskyi, I.O. Zaitsev, V.O. Bereznychenko, O.E. Sukhorukova

*The Institute of Electrodynamics of the National Academy of Science of Ukraine,
Peremogy Ave., 56, Kyiv 03057, Ukraine*

Received 22.01.2020

Accepted for publication 04.03.2020

Abstract

One of the most important parameters of powerful hydro generators (HG) is the air gap between the rotor and the stator, and its deviation from the set norms is a defect that can lead to serious accidents. Therefore, the size and shape of the gap must be monitored both during inspections and during operation of the machine. The aim of this paper was to develop a secondary measuring transducer providing accuracy and resolution for a capacitive gap sensor formed by coplanar parallel electrodes.

It is shown that the reliability and safety of operation of powerful HG inextricably depend on the timely detection of their defects, especially during operation. One of the most important parameters of the HG is the air gap between the rotor and the stator, and its deviation from the set norms is a defect that can lead to serious accidents. Therefore, the size and shape of the gap must be monitored both: during inspections and during operation of the machine. The paper discusses the features of measuring the air gap in a powerful HG, as well as existing modern methods and means of measurement.

It is shown that for measuring the gap in capsule HG, one of the most suitable means is a meter, which includes a capacitive sensor mounted on a central bore of the stator core. Commercially available gap meters with capacitive sensors are not suitable for use on HGs. Commercially available meters with capacitive sensors, by their certain characteristics, are not always suitable for use on HGs.

A secondary measuring transducer with improved characteristics is proposed for a capacitive gap sensor formed by coplanar parallel electrodes.

The converter is developed on the basis of a balanced compensation bridge measuring circuit.

The control action in the device is formed by the phase of the unbalancing signal.

The structural diagram of the converter is presented and the algorithm of its operation is described. The process of forming a measuring output signal proportional to the sensor working capacitance in the circuit is considered.

The use of a capacitive sensor with coplanar parallel electrodes and the proposed secondary measuring transducer will ensure high accuracy and resolution when measuring the air gap.

Keywords: hydro generator, air gap, capacitive sensor, measuring transducer.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-33-41

Адрес для переписки:

Е.А. Зайцев
Институт электродинамики НАН Украины,
пр. Победы, 56, г. Киев 03680, Украина
e-mail: zaitsev@i.ua

Address for correspondence:

I.O. Zaitsev
The Institute of Electrodynamics of the NAS of Ukraine,
Peremogy Ave., 56, Kyiv 03057, Ukraine
e-mail: zaitsev@i.ua

Для цитирования:

А.С. Левицкий, Е.А. Зайцев, В.А. Березниченко, А.Е. Сухорукова.
Измерительный преобразователь для ёмкостного сенсора
воздушного зазора в гидрогенераторе.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 33–41.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-33-41

For citation:

A.S. Levytskyi, I.O. Zaitsev, V.O. Bereznychenko, O.E. Sukhorukova.
[Measuring Transducer for Air Gap Capacitive Sensor
in Hydrogenerator].
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 33–41 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-33-41

Введение

Одним из самых опасных дефектов крупных гидрогенераторов (ГГ) является нарушение формы и изменение величины воздушного зазора между ротором и статором [1–3]. Такой дефект может привести к серьёзным авариям с задеванием ротора за статор, разрушением обмоток, стали статора и полюсов. Появление дефекта вызывается воздействием различных явлений в машине. Согласно [1, 2] воздушные зазоры между статором и ротором в гидрогенераторах в диаметрально противоположных точках не должны отличаться друг от друга более чем на 20 % от среднего значения, если инструкциями изготовителя не предусмотрены более жёсткие нормы. Для капсульных ГГ, в которых воздушный зазор составляет всего несколько миллиметров, отклонение зазора от нормируемых значений является особенно опасным.

Поэтому для обеспечения нормального функционирования ГГ величину воздушного зазора необходимо контролировать как при периодических осмотрах, так и, что особенно важно, в процессе эксплуатации.

В настоящее время известны измерители воздушного зазора, принцип действия которых основан на различных принципах. Так в работе [4] описаны ультразвуковые измерители, состоящие из двух пар ультразвуковых преобразователей, устанавливаемых в вентиляционных каналах статора ГГ. Однако такие приборы можно применять только на остановленной машине, так как сильные магнитные поля, существующие во время работы машины, окажут разрушающее воздействие на первичные преобразователи. В работе [5] описана система контроля воздушного зазора больших низкоскоростных синхронных ГГ, в которой применены индуктивные сенсоры. Так как эти сенсоры в своем составе содержат намотанные катушки, то их также нельзя использовать на работающем ГГ.

Среди современных измерителей воздушного зазора мощных электрических машин (в том числе и ГГ) наибольшее распространение получили измерители с использованием ёмкостных сенсоров [6–9]. Сенсоры этих систем помещаются в зазор между статором и ротором ГГ и закрепляются на расточке сердечника статора. Достаточная информативность контроля с использованием этих систем, особенно при контроле формы сердечника, достигается за счёт

определённого количества сенсоров. Так с использованием системы *AGMS* [6] для определения состояния воздушного зазора ГГ с ротором до 7,5 м в диаметре рекомендуется использовать четыре сенсора, от 7,5 до 12 м – восемь сенсоров, более 12 м – двенадцать или шестнадцать сенсоров.

Однако конструктивные особенности сенсоров и некоторые технические характеристики ёмкостных измерителей не удовлетворяют требованиям, которые предъявляются к приборам, предназначенным для использования на ГГ с малым номинальным воздушным зазором (например, капсульных ГГ типа СГК 538/160-70 [2]). Кроме этого, в паспортах измерителей не указывается такой параметр, как быстродействие. А этот параметр, который в большой степени определяет достоверность измерения зазора, зависит от числа оборотов ротора машины, числа полюсов и диаметра расточки сердечника статора.

Результаты исследований ёмкостного измерителя зазора, представленного в работе [2], дают возможность разработать сенсор, который может быть использован в ГГ любого типа с номинальным зазором до 50 мм. Сенсор представляет собой пластину, на которой сформированы рабочий потенциальный электрод и охранный электрод. Охранный электрод расположен вокруг потенциального электрода и имеет такой же потенциал, но гальванически с ним не связан. При контроле измеряют электрическую ёмкость между рабочим потенциальным электродом и заземленным полюсом ротора ГГ. Такая геометрия и потенциалы электродов создают равномерное поле в зазоре измерительного конденсатора, что даёт возможность устранить влияние краевых эффектов на точность измерения. Устройство имеет высокие метрологические характеристики, в том числе и быстродействие, но его недостатком является сложность вторичного измерительного преобразователя.

На рисунке 1 представлена схема установки ёмкостных сенсоров воздушного зазора на расточке сердечника статора ГГ типа СГК 538/160-70М, в котором номинальный воздушный зазор составляет 6 мм [2].

В работе [10] проведены исследования, позволяющие разработать ёмкостный сенсор зазора, выполненный в виде двух параллельных компланарных электродов с некоторым заземлённым промежутком между ними. Электрическая ёмкость между компланарными электродами

изменяется практически линейно с изменением зазора. Используя результаты исследований, соответствующим образом изменяя геометрию электродов, можно создать сенсор также на диапазон измерения до 50 мм.

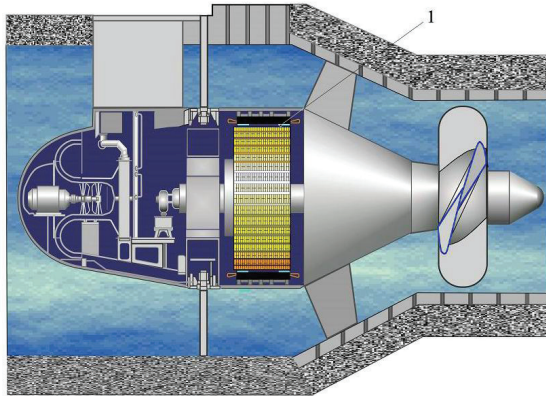


Рисунок 1 – Схема установки ёмкостных сенсоров зазора на сердечнике статора гидрогенератора SGK 538/160-70: 1 – ёмкостные сенсоры

Figure 1 – Installation diagram of capacitive gap sensors on the stator core of the hydrogenerator SGK 538/160-70: 1 – capacitive sensor

Для работы с сенсором данного типа был разработан вторичный преобразователь на основе микросхемы AD7745, преобразующей ёмкость сенсора в 24-разрядный код. Главным преимуществом устройства является то, что вторичный преобразователь конструктивно размещается непосредственно на пластине сенсора, рядом с его электродами, что позволяет сводить к минимуму влияние паразитных наводок. Недостатком устройства является наличие значительной динамической погрешности, обусловленной скоростью вращения ротора машины и размерами полюсов ротора. Поэтому измеритель зазора такого типа в основном может быть использован при осмотрах и ремонтах машины, т. е. при малых скоростях вращения ротора.

Целью данной работы являлась разработка вторичного измерительного преобразователя, обеспечивающего точность и разрешающую способность, для ёмкостного сенсора зазора, образованного компланарными параллельными электродами.

Ёмкостный сенсор

Конструктивная схема ёмкостного сенсора с компланарными параллельными электродами показана на рисунке 2 [10].

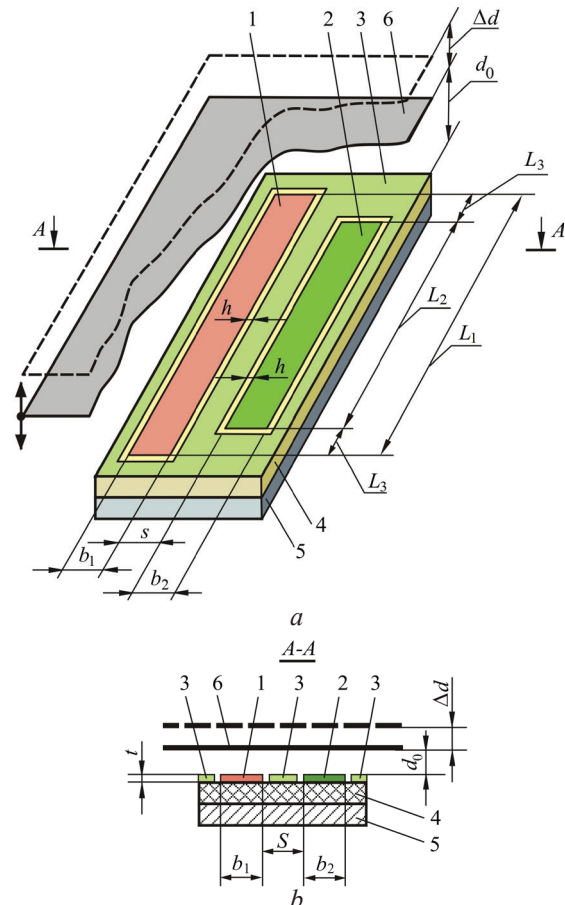


Рисунок 2 – Конструктивная схема ёмкостного сенсора зазора с двумя компланарными параллельными электродами: *a* – общий вид сенсора; *b* – поперечный разрез сенсора; 1 – высокопотенциальный электрод; 2 – низкопотенциальный электрод; 3 – низкопотенциальный охранный электрод; 4 – диэлектрическая подложка; 5 – металлическая подложка; 6 – заземлённый полюс ротора; L_1 – длина электрода 1; L_2 – длина электрода 2; $L_3 = 0,5(L_1 - L_2)$; b_1 – ширина электрода 1; b_2 – ширина электрода 2; s – расстояние между электродами 1 и 2; d_0 – начальное расстояние (начальный зазор) между общей плоскостью электродов 1, 2, 3 и полюсом ротора 6; Δd – изменение зазора d_0 ; h – изоляционные промежутки между электродами 1, 2, 3; t – толщина тонкоплёночных металлических электродов 1, 2, 3

Figure 2 – Capacitive gap sensor design with two coplanar parallel electrodes: *a* – sensor general view; *b* – sensor cross section; 1 – high potential electrode; 2 – low potential electrode; 3 – low potential guard electrode; 4 – dielectric substrate; 5 – metal plate; 6 – grounded rotor pole; L_1 – length of electrode 1; L_2 – length of electrode 2; $L_3 = 0.5(L_1 - L_2)$; b_1 – the width of the electrode 1; b_2 – the width of the electrode 2; s – the distance between the electrodes 1 and 2; d_0 – the initial distance (initial gap) between the common plane of the electrodes 1, 2, 3 and the pole of the rotor 6; Δd – change in clearance; h – insulating gaps between the electrodes 1, 2, 3; t – thickness of thin-film metal electrodes 1, 2, 3

Электрическая ёмкость C_{12} между электродами 1 и 2 изменяется с изменением расстояния $d = d_0 \pm \Delta d$ между общей плоскостью электродов 1, 2, 3 и полюсом ротора 6. Часть ёмкости C_{12} через диэлектрическую подложку 4 составляет ничтожно малую величину, зависящую от материала и толщины сенсора.

Переменная (информативная) часть ёмкости при выполнении условий $L_3 \gg d_0$, $h \rightarrow 0$, $t \rightarrow 0$, $b_1 = b_2 = b$ определяется выражением:

$$C_{12} = L_2 \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{\pi} \ln \frac{\left(\operatorname{th} \frac{\pi s}{4d} + \operatorname{th} \frac{\pi(s+2b)}{4d} \right)^2}{4 \operatorname{th} \frac{\pi(s+2b)}{4d} \operatorname{th} \frac{\pi s}{4d}}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума; ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость среды (для воздуха $\varepsilon_r = 1,00056$).

Вторичный измерительный преобразователь

Измерители, в состав которых входят ёмкостные сенсоры с компланарной системой электродов, в основном применяются для неразрушающего контроля материалов при одностороннем доступе [11–19]. Так, работа [11] посвящена теоретическим основам создания измерителей влажности ортотропных материалов (волокон, лент, бумаги, шпона и др.), [14] – измерителей влажности человеческой кожи, [15] – приборов контроля композитных авиационных материалов, [17] – приборов контроля качества бетонных плит, [16, 19] – приборов для исследования многослойных диэлектриков. К сожалению, результаты этих исследований применить для решения задачи измерения перемещений заземлённой плоской поверхности относительно общей плоскости двух компланарных не представляется возможным.

В данной работе для сенсора с компланарными параллельными электродами предлагается вторичный преобразователь, обеспечивающий высокие метрологические характеристики, в том числе точность, разрешающую способность и быстродействие. В устройстве ёмкость сенсора преобразуется в постоянное напряжение. Основой устройства является уравновешенная компенсационно-мостовая цепь с формированием управляющего воздействия по фазе сигнала

неравновесия [20]. Поскольку ёмкость сенсора относительно мала, при разработке были приняты меры по защите измерителя от паразитных ёмкостей и от помех, в том числе коммутационных.

Упрощённая блок-схема устройства приведена на рисунке 3.

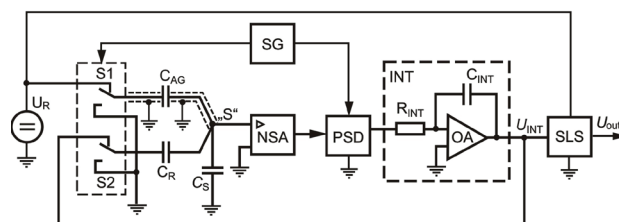


Рисунок 3 – Блок-схема преобразователя электрической ёмкости датчика воздушного зазора в постоянное напряжение: U_R – источник опорного напряжения; $S1$, $S2$ – коммутаторы; SG – коммутационный генератор; C_{AG} – ёмкостный сенсор воздушного зазора в гидрогенераторе; C_R – образцовый конденсатор; NSA – усилитель сигнала неравновесия; C_S – паразитная шунтирующая ёмкость; PSD – фазочувствительный детектор; INT – интегратор; R_{INT} – резистор интегратора; C_{INT} – конденсатор интегратора; SLS – схема линейного масштабирования

Figure 3 – Block diagram of the converter for the electrical capacitance of the air gap sensor to direct voltage: U_R – reference voltage source; $S1$, $S2$ – switches; SG – switching generator; C_{AG} – capacitive air gap sensor in hydro generator; C_R – reference capacitor; NSA – nonequilibrium signal amplifier; C_S – parasitic shunt capacitance; PSD – phase sensitive detector; INT – integrator; R_{INT} – integrator resistor; C_{INT} – integrator capacitor; SLS – linear scaling scheme

В предложенном измерителе стабилизированное постоянное напряжение U_R опорного источника U_R с помощью коммутатора $S1$ преобразуется в прямоугольное напряжение (меандр) с частотой f_{SG} (75–80 кГц) коммутационного генератора SG . Напряжение меандра с амплитудой, равной U_R , подаётся на сенсор воздушного зазора C_{AG} , ёмкость которого является одним из плеч схемы сравнения. Другое плечо схемы сравнения – образцовый конденсатор C_R , на который с выхода интегратора INT через другой коммутатор $S2$ подаётся прямоугольное напряжение амплитудой U_{INT} . Ток, протекающий через ёмкость сенсора C_{AG} , в точке «с» на входе усилителя сигнала неравновесия NSA суммируется с током, протекающим через ёмкость образцового конденсатора C_R . К этой же точке «с» подключена шунтирующая ёмкость C_S , которая является паразитной

ёмкостью между центральной жилой подводящего экранированного провода сенсора C_{AG} и землёю. Входное сопротивление NSA приближается по характеру к ёмкостному, поэтому делитель из элементов C_S , C_R и C_S передаёт меандр напряжения без искажений, а сигнал неравновесия в точке «s» либо синфазен, либо противофазен сигналу управления коммутаторами $S1$ и $S2$. Работа этих коммутаторов и полярности напряжений U_R и U_{INT} согласованы так, что токи через конденсаторы C_{AG} и C_R находятся в противофазе друг с другом и благодаря этому взаимно вычитаются. При определённом соотношении ёмкостей и напряжений суммарный ток обращается в ноль, при этом в точке «s» (на входе NSA) переменная составляющая с частотой f_{SG} отсутствует. Нетрудно видеть, что это соотношение выражается формулой:

$$\frac{U_{INT}}{U_R} = \frac{C_{AG}}{C_R}, \quad (2)$$

откуда

$$C_{AG} = \frac{U_{INT}}{U_R} C_R. \quad (3)$$

При нарушении соотношения (2) возникает сигнал неравновесия, который после прохождения через усилитель NSA поступает на фазочувствительный детектор PSD . Опорные напряжения PSD синхронны и синфазны с напряжениями коммутации ключей $S1$ и $S2$, они поступают от того же коммутационного генератора SG , который управляет работой ключей. Выходное напряжение детектора PSD содержит постоянную составляющую, знак которой зависит от направления отклонения схемы от состояния равновесия, а величина – от степени этого отклонения. К выходу PSD подключён интегратор INT , состоящий из резистора R_{INT} , конденсатора C_{INT} и операционного усилителя OA . Напряжение U_{INT} на выходе интегратора является выходным сигналом схемы, оно пропорционально измеряемой ёмкости сенсора C_{AG} (см. выражение (3)). Далее оно поступает на схему линейного масштабирования SLS , где нормируется для приведения к требуемому диапазону изменения, т. е. когда $C_{AG} = 0$, то $U_{OUT} = 0$, а когда $C_{AG} = C_{AG\max}$, то $U_{OUT} = 10$ В.

На рисунке 4 показаны эпюры напряжений, действующих в схеме.

При равновесии:

$$U_{INT} = U_R \frac{C_{AG}}{C_R}. \quad (4)$$

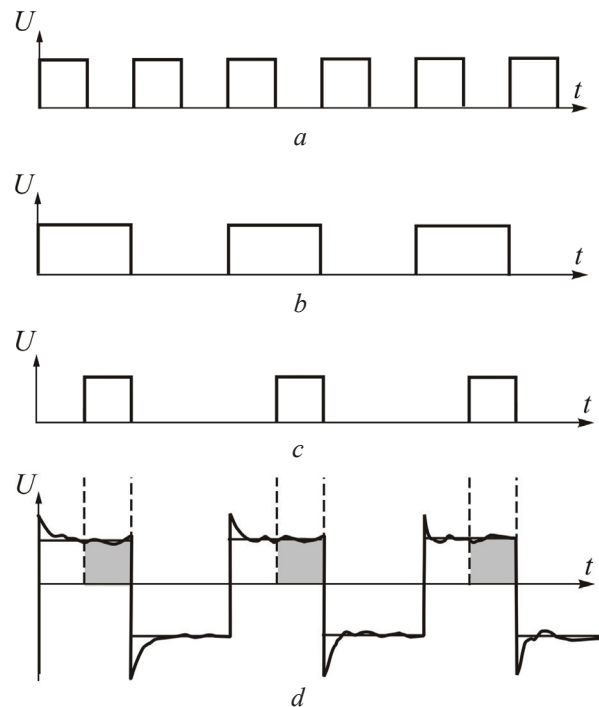


Рисунок 4 – Эпюры напряжений, действующих в преобразователе: *a* – напряжение задающего генератора в схеме коммутационного генератора SG ; *b* – напряжение, подаваемое на входы управления коммутаторов $S1$ и $S2$; *c* – сигнал управления ключами PSD ; *d* – условный сигнал неравновесия на выходе NSA

Figure 4 – Electrical voltage diagrams acting in the converter: *a* – the voltage of the driver oscillator in the switching generator SG circuit; *b* – voltage at the control inputs of the switches $S1$ and $S2$; *c* – the key control signal PSD ; *d* – conditional output disequilibrium signal NSA

Если учесть, что в схеме линейного масштабирования U_{INT} преобразуется в U_{OUT} пропорционально коэффициенту k , то на выходе схемы будет постоянное напряжение, равное:

$$U_{INT} = kU_{INT} = kU_R \frac{C_{AG}}{C_R}. \quad (5)$$

В моменты срабатывания коммутаторов $S1$ и $S2$ на входе NSA возникают импульсы коммутационной помехи, которые вызывают в усилителе значительные переходные процессы. С целью уменьшения влияния этих процессов на работу устройства, в PSD используется не весь сигнал неравновесия, а только вторая половина каждого его полупериода (выделено затемненным фоном), свободная от коммутационной

помехи, т. е. реализуется метод весовой функции. Для упрощения на эпюрах показаны только сигналы прямого действия, хотя в схеме сформированы также еще и инверсные к ним напряжения (детектирование в *PSD* двухполупериодное).

На основе блок-схемы разработана принципиальная электрическая схема преобразователя и изготовлен экспериментальный образец измерителя воздушного зазора в капсульном ГГ типа СГК 538/160-70М. Проведенные лабораторные испытания образца подтвердили его работоспособность и основные характеристики. Испытания образца (в том числе и на быстродействие) были проведены на специально разработанном стенде.

Следует отметить, что предложенный в работе преобразователь может быть использован и с емкостным сенсором радиального биения цилиндрических поверхностей валов гидроагрегатов, который описан в работе [21].

Заключение

Разработан вторичный измерительный преобразователь для емкостного сенсора, образованного компланарными параллельными электродами и предназначенного для измерения воздушного зазора между статором и ротором в мощных гидрогенераторах.

Преобразователь обеспечивает погрешность измерения рабочей емкости сенсора зазора не более, чем 0,2–0,5 % и быстродействие в несколько тысяч измерений в секунду. Это даёт возможность измерять воздушный зазор между статором и ротором в мощных гидрогенераторах любого типа в динамическом режиме, т. е. при рабочей скорости вращения машин.

Список использованных источников

1. Алексеев, Б.А. Определение состояния (диагностика) крупных гидрогенераторов. – 2-е изд., стер. / Б.А. Алексеев – М.: Изд-во НЦ ЭНАС, 2002. – 144 с.
2. Левицкий, А.С. Контроль стану потужних гідро- та турбогенераторів за допомогою ємнісних вимірювачів параметрів механічних дефектів / А.С. Левицкий, Г.М. Федоренко, О.П. Грубой. – К.: Ін-т електродинаміки НАН України, 2011. – 242 с.
3. *Cerpinska, M.* Dynamic air gap change of low-speed generator considering thermal expansion, centrifugal force and magnetic force effects / M. Cerpinska, R. Elmanis-Helmanis // *Latvian journal of physics and technical sciences*. – 2017. – No. 5. – P. 26–37.
DOI: 10.1515/lpts-2017-0031

4. *Adamowski, J.C.* Ultrasonic dynamic air-gap monitoring system for large hydro-generators / J.C. Adamowski [et al.] // In IEEE Joint UFFC, EFTF and PFM Symposium, 2013, Prague, Czech Republic. 21–25 July 2013. – P. 1311–1314.
DOI: 10.1109/ULTSYM.2013.0335
5. *Kokoko, O.* Analysis of air-gap influence on a large hydro generator's parameters using sud-den symmetrical short-circuit test / O. Kokoko [et al.] // In 2015 IEEE International Electric Machines & Drives Conference (IEMDC). 10–13 May 2015. – P. 102–107.
DOI: 10.1109/IEMDC.2015.7409044
6. VM™6.1 Capacitive Air Gap Measuring Chains. User's Manual. VibroSystM, Canada, 2017, 12 p.
7. 4000 Series Air Gap Sensor System Datasheet Bently Nevada Machinery Condition Monitoring. BentlyNevada, Nevada USA, 2019, 18 p.
8. Iris power capacitive air gap sensors. Iris Power, Canada, 2016, 4 p.
9. Air Gap Measuring System LS 120-121 Transducers & ILS 730-731 Conditioners. Vibro-Meter SA, Switzerland, 2012, 4 p.
10. *Левицкий, А.С.* Визначення функції перетворення ємнісного сенсора повітряного зазору в гідрогенераторі СГК 538/160-70М / А.С. Левицкий, Є.О. Зайцев, Б.А. Кромплес // *Праці Інституту електродинаміки Національної академії наук*. – 2016. – № 43. – С. 134–136.
11. *Джежора, А.А.* Электроемкостные преобразователи и методы их расчета / А.А. Джежора. – Минск: Белорусская наука. – 2008. – 305 с.
12. *Xiaohui, H.* Planar capacitive sensors – designs and applications / H. Xiaohui, Y. Wuqiang // *Sensor Review*. – 2010. – No. 30(1). – P. 24–39.
DOI: 10.1108/02602281011010772
13. *Mamishhev, A.V.* Interdigital Sensors and Transducers / A.V. Mamishhev [et al.] // *Proceeding of the IEEE*. – 2004. – Vol. 92, no. 5. – P. 808–845.
DOI: 10.1109/JPROC.2004.826603
14. *Yonggang, H.* Analysis of a concentric coplanar capacitor for epidermal hydration sensing. *Sensors and Actuators* / H. Yonggang [et al.] // *A203: Physical*. – 2013. – P. 149–153. **DOI:** 10.1016/j.sna.2013.08.037
15. *Amr, N.A.* Improved interdigital sensors for structural health monitoring of composite retrofit systems / N.A. Amr, W. Wael // *Journal of Reinforced Plastics and Composite*. – 2011. – No. 30(7). – P. 621–629.
DOI: 10.1177/0731684411399944
16. *Chen, T.* Capacitive sensors for measuring complex permittivity of planar and cylindrical structures / T. Chen. – Iowa: Iowa State University. – 2012. – 204 p.
17. *Sheiretov, Y.* Modeling of Spatially Periodic Dielectric Sensors in the Presence of a Top Ground Plane Bounding the Test Dielectric / Y. Sheiretov, M. Zahn //

IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. – 2005. – Vol. 12, no. 5. – P. 993–1004.

DOI: 10.1109/TDEI.2005.1522192

18. Xiaobei, Li. Design Principles for Multichannel Fringing Electric Field Sensors / Li. Xiaobei [et al.] // IEEE Sensors journal. – 2006. – Vol. 6, no. 2. – P. 434–440. **DOI:** 10.1109/JSEN.2006.870161

19. Chen, T. Analysis of a concentric coplanar capacitive sensor for nondestructive evaluation of multilayered dielectric structures / T. Chen, N. Bowler // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. – 2010. – Vol. 17, no. 4. – P. 1307–1318.

DOI: 10.1109/TDEI.2010.5539703

20. Новик, А.И. Особенности построения измерительных цепей для работы с ёмкостными датчиками / А.И. Новик [и др.] // Технічна електродинаміка. – 2005. – № 1. – С. 66–70.

21. Zaitsev, Ie.O. Research of a Capacitive Distance Sensor to Grounded Surface / Ie.O. Zaitsev [et al.] // Telecommunications and Radio Engineering. – 2019. – Vol. 78, no. 2. – P. 173–180.

DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v78.i2.80

References

1. Alekseev B.A. *Opredelenie sostoyaniya (diagnostika) krupnykh gidrogeneratorov* [Determining the status (diagnostics) of large hydro generators]. ENAS, 2002, 144 p.

2. Levytskyi A.S., Fedorenko G.M., Gruboj O.P. *Kontrol stanu potuzhnykh hidro- ta turbogeneratoriv za dopomohoyu yemnisnykh vymiryuvachiv parametriv mekhanichnykh defektiv* [Monitoring of the status of powerful hydro and turbo generators using capacitive meter for the parameters of mechanical defects]. IED NANU Publ., 2011, 242 p.

3. Cerpinska M., Elmanis-Helmanis R. Dynamic air gap change of low-speed generator considering thermal expansion, centrifugal force and magnetic force effects. *Latvian journal of physics and technical sciences*, 2017, no. 5, pp. 26–37. **DOI:** 10.1515/lpts-2017-0031

4. Adamowski J.C., Souza A.T., Perez N., Lima A.A., Oda P.D., Tiba H.H. Ultrasonic dynamic air-gap monitoring system for large hydro-generators. *In IEEE Joint UFFC, EFTF and PFM Symposium*, 2013, Prague, Czech Republic, 21–25 July 2013, pp. 1311–1314.

DOI: 10.1109/ULTSYM.2013.0335

5. Kokoko O., Merkhof A., Tounzi A., Al-Haddad K., Guillot E. Analysis of air-gap influence on a large hydro generator's parameters using sudden symmetrical short-circuit test. *In 2015 IEEE International Electric Machines & Drives Conference (IEMDC)*, 10–13 May 2015, pp. 102–107.

DOI: 10.1109/IEMDC.2015.7409044

6. VMTM6.1 Capacitive Air Gap Measuring Chains. User's Manual. VibroSystM, Canada, 2017, 12 p.

7. 4000 Series Air Gap Sensor System Datasheet Bently Nevada Machinery Condition Monitoring. BentlyNevada, Nevada USA, 2019, 18 p.

8. Iris power capacitive air gap sensors. Iris Power, Canada, 2016, 4 p.

9. Air Gap Measuring System LS 120-121 Transducers & ILS 730-731 Conditioners. Vibro-Meter SA, Switzerland, 2012, 4 p.

10. Levytskyi A.S., Zaitsev I.O., Kromplyas B.A. *Viznachennya funktsiyi peretvorennya Emnisnogo sensora povitryanogo zazoru v gidrogeneratori SGK 538/160-70M* [Determination of the response characteristic of the capacitive sensor of the air gap in the hydrogenerator SGK 538/160-70M]. *Pratsi Instytutu elektrodynamiky Natsionalnoi Akademii Nauk Ukrainy*, 2016, no. 43, pp. 134–137 (in Ukrainian).

11. Jezhora A.A. *Elektroemkostnye preobrazovateli i metody ikh rascheta* [Electrocapacitance Transducers and Methods of Their Calculation]. Minsk: Bel. Nauka Publ., 2007, 305 p.

12. Xiaohui H., Wuqiang Y. Planar capacitive sensors – designs and applications. *Sensor Review*, 2010, no. 30(1), pp. 24–39. **DOI:** 10.1108/02602281011010772

13. Mamishev A.V., Sundara-Rajan K., Yang F., Du Y., Zahn M. Interdigital Sensors and Transducers. *Proceeding of the IEEE*, 2004, vol. 92, no. 5, pp. 808–845. **DOI:** 10.1109/JPROC.2004.826603

14. Cheng H., Yihui Z., Xian H., John A.R., Yonggang H. Analysis of a concentric coplanar capacitor for epidermal hydration sensing. *Sensors and Actuators A203: Physical*, 2013, pp. 149–153.

DOI: 10.1016/j.sna.2013.08.037

15. Amr N.A., Wael W. Improved interdigital sensors for structural health monitoring of composite retrofit systems. *Journal of Reinforced Plastics and Composite*, 2011, no. 30(7), pp. 621–629.

DOI: 10.1177/0731684411399944

16. Chen T. Capacitive sensors for measuring complex permittivity of planar and cylindrical structures. *Iowa State University*, 2012, 204 p.

17. Sheiretov Y., Zahn M. Modeling of Spatially Periodic Dielectric Sensors in the Presence of a Top Ground Plane Bounding the Test Dielectric. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2005, vol. 12, no. 5, pp. 993–1004.

DOI: 10.1109/TDEI.2005.1522192

18. Xiaobei Li, Larson S., Zyuzin A., Mamishev A.V. Design Principles for Multichannel Fringing Electric Field Sensors. *IEEE Sensors journal*, 2006, vol. 6, no. 2, pp. 434–440. **DOI:** 10.1109/JSEN.2006.870161

19. Chen T., Bowler N. Analysis of a concentric coplanar capacitive sensor for nondestructive evaluation

of multilayered dielectric structures. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2010, vol. 17, no. 4, pp. 1307–1318.

DOI: 10.1109/TDEI.2010.5539703

20. Novik A.I., Kolupaev Yu.P., Nuzhnenko V.V., Stadnik A.V. *Osobennosti postroeniya izmeritelnykh tsepey dlya raboty s emkostnyimi datchikami* [Features of construction of meter circuits for use with capacitive

sensors]. *Tekhnichna Elektrodynamika*, 2005, no. 1, pp. 66–70 (in Russian).

21. Zaitsev Ie.O., Levytskyi A.S., Novik A.I., Berezhnychenko V.O., Smyrnova A.M. Research of a Capacitive Distance Sensor to Grounded Surface. *Telecommunications and Radio Engineering*, 2019, vol. 78, no. 2. pp. 173–180.

DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v78.i2.80

Negative Ion Beam Emittance Calculations

M. Turek¹, P. Węgierek²

¹*Institute of Physics, Maria Curie-Skłodowska University in Lublin,
pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, Poland*

²*Lublin University of Technology,
Nadbystrzycka str., 38A, Lublin 20-618, Poland*

Received 14.01.2020

Accepted for publication 28.02.2020

Abstract

Computer simulations are commonly used to support design and optimisation of powerful negative ion sources for the needs of future thermonuclear reactors like e.g. ITER. The aim of the paper was to study changes of produced beam quality (described by its emittance and brightness) with the geometry of the extraction system as well as extraction voltage.

A two-dimensional Particle-in-Cell (PIC) method based code was applied to model H^- ions and electrons extraction from the ion source plasma chamber through the opening with bevelled surface. The root-mean-square emittance of the extracted beam was calculated according to Chasman and Lapostolle approach. Ion beam phase space portraits were also presented to enrich the discussion.

Growth of ion (electron) beam emittance was observed both with the increasing radius of the extraction opening and the inclination of its bevelled surfaces. This degradation of beam quality is partially balanced by increasing extracted H^- ion current. On the other hand, increasing length of the extraction channel improves the beam quality.

It was demonstrated that for wider extraction opening the H^- ion beam consist of two parts coming from the two different regions of the chamber. According to calculated beam brightness the optimal wall inclination was found to be near 26° in the studied case. The decrease of the beam emittance saturates for larger channel length values. In the considered case the optimal channel length was $h = 1.7$ mm. The evolution of ion beam emittance and brightness shows that the best beam quality is achieved for extraction voltages between 0.5 kV and 2 kV.

Keywords: ion beam, emittance, aperture.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-42-52

Адрес для переписки:

Marcin Turek
Institute of Physics, Maria Curie-Skłodowska University in Lublin,
pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, Poland
e-mail: mturek@kft.umcs.lublin.pl

Для цитирования:

M. Turek, P. Węgierek.
Negative Ion Beam Emittance Calculations.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 42–52.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-42-52

Address for correspondence:

Marcin Turek
Institute of Physics, Maria Curie-Skłodowska University in Lublin,
pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, Poland
e-mail: mturek@kft.umcs.lublin.pl

For citation:

M. Turek, P. Węgierek.
Negative Ion Beam Emittance Calculations.
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 42–52.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-42-52

Расчёт эмиттанса пучка отрицательных ионов

М. Турек¹, П. Венгерек²

¹Институт физики, Университет имени Марии Кюри-Склодовской в Люблине,
пл. имени М. Кюри-Склодовской, 1, г. Люблин 20-031, Польша

²Люблинский технический университет,
ул. Набдыстрицкая 38А, г. Люблин 20-618, Польша

Поступила 14.01.2020

Принята к печати 28.02.2020

Компьютерное моделирование находит широкое применение в разработке и оптимизации мощных источников отрицательных ионов для будущих термоядерных реакторов, в частности, *ITER*. Целью настоящей работы являлось изучение изменений качества генерируемого пучка (характеризуемого параметрами эмиттанса и яркости) в зависимости от геометрии вытяжной системы и выходного напряжения.

Для моделирования извлечения ионов H^- и электронов из плазменной камеры источника ионов через канал со скошенной поверхностью использовался двумерный метод частиц в ячейке (*PIC*). Среднеквадратическое значение эмиттанса извлечённого пучка рассчитывалось на основе подхода Часмана и Лапостолле. Дополнительно приводятся ионно-лучевые фазовые пространственные изображения ионного пучка.

Рост эмиттанса ионного (электронного) пучка наблюдался при увеличении как радиуса вытяжного канала, так и наклона его скошенной поверхности. Данное ухудшение качества пучка частично компенсируется увеличением ионным током H^- . С другой стороны, увеличение длины вытяжного канала повышает качество пучка.

Показано, что в случае большей ширины вытяжного канала пучок ионов H^- включает в себя две составляющих, исходящих из двух различных областей камеры. Из результатов расчёта яркости пучка следует, что оптимальный угол наклона стенки канала для рассматриваемого случая составляет 26° . Уменьшение эмиттанса пучка достигает насыщения при больших значениях длины канала. В рассмотренном случае оптимальная длина канала составила $h = 1,7$ мм. Эволюция эмиттанса и яркости ионного пучка показывает, что наилучшее качество пучка достигается при выходных напряжениях от 0,5 кВ до 2 кВ.

Ключевые слова: ионный пучок, эмиттанс, апертура.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-42-52

Адрес для переписки:

Marcin Turek
Institute of Physics, Maria Curie-Skłodowska University in Lublin,
pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, Poland
e-mail: mturek@kft.umcs.lublin.pl

Для цитирования:

M. Turek, P. Węgierek.
Negative Ion Beam Emittance Calculations.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 42–52.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-42-52

Address for correspondence:

Marcin Turek
Institute of Physics, Maria Curie-Skłodowska University in Lublin,
pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, Poland
e-mail: mturek@kft.umcs.lublin.pl

For citation:

M. Turek, P. Węgierek.
Negative Ion Beam Emittance Calculations.
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 42–52.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-42-52

Introduction

Powerful negative ion sources are cornerstones of neutral beam injection (NBI) devices [1] intended as one of the three basic heating and current drive systems developed for ITER that aims at achieving fusion power of 250 MW with fusion gain 5 during an advanced scenario 1 hour cycle. The ITER includes two neutral beam injectors [2], each of them capable of delivering approximately 16 MW. During the development of the NBI system the large-area multi-driver RF ion source developed at IPP Garching [3] proved to be a reference device. A detailed description of the ion source and its principle of operation could be found in [4].

Numerical modeling of ion production, ion beam extraction and transport for decades goes hand in hand with design and optimisation of ion beam based system, so was in the case of considered NBI system. Several numerical models of negative ion beam production and extraction were reported over the years [5–11], either focusing on a precise description of plasma and ion beam behavior near a single aperture of the plasma grid, or presenting a more holistic approach to the problem. Reviews, sometimes critical, of the state-of-the-art approaches could be found in [12–14]. A special attention was paid to the effects of a transverse magnetic fields interaction on both ion and electron extraction, including stopping of co-extracted electrons and enhancing the extracted negative ion current [5, 6, 15–16], which was also shown in experiments [17, 18].

In the current paper a two-dimensional, Particle-in-Cell method based numerical model of negative ion source is employed to investigate ion beam quality quantitatively measured by its emittance. The numerical model was presented in [19–21] – it assumes that the most intensive production of H⁻ ions takes place on caesiated surface of the plasma-facing electrodes (also at the beveled surfaces of the extraction aperture), in the process of conversion of neutral atoms hitting these surfaces. The overall flowchart of the simulation is very similar to that applied in the case of 3D model considered in [16]. In the paper results of emittance calculations for different extraction channel geometries are presented and discussed. Changes of both ion beam emittance and beam brightness with extraction aperture wall inclination, extraction channel radius and its length are considered. A special attention is paid to emittance evolution with extraction voltage. Changes of the beam quality are also illustrated by its phase space

portraits. Ion beam parameters are compared to that obtained for the co-extracted electron beam. Also the brief description of the model and introduction to the concept of emittance is given for self-completeness.

Ion beam emittance

A brief description of the concept of beam emittance is given below for the sake of completeness. Let us suppose that we consider a beam formed by N particles, which could be represented by a single point in $6N$ -dimensional phase space (three coordinates x, y, z , and corresponding momenta p_x, p_y, p_z). As an alternative, one may follow N points in 6-dimensional phase space. Generally, emittance is a 6-dimensional volume of such phase space restricted by a 5-dimensional surface of some (arbitrary chosen) constant phase space density [22]. Before some more practical description of this magnitude used in particle beam physics is given, some assumptions should be made. As long as one momentum is the dominant one, i. e. all particles move, more or less, in the same direction (without losing of generality – along the z axis) it is justified to separate their longitudinal and transversal motion. As it has been already mentioned, the momentum along the beam axis (p_z) is much greater than the transversal one. Thus it is common approach to switch to orbital angles defined as:

$$x' = \frac{p_x}{p_z} \quad \text{and} \quad y' = \frac{p_y}{p_z}. \quad (1)$$

Similarly to the above-mentioned general case, the fractional (transversal) emittances in the so-called trace space are defined as the surfaces of the ellipses containing some part of the beam (close but usually not equal to 100 %) in the both (xx' and yy') position-angle subspaces. Note, that elliptic shape of the constraining surface fits very well to the commonly used bi-Gaussian approximation of the phase space distribution of ion beam. The surface of the ellipsis could be obtained using statistical approach, which is usually more suitable for computer code:

$$\begin{aligned} \epsilon_{x,rms} &= \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad \text{and} \\ \epsilon_{y,rms} &= \sqrt{\langle y^2 \rangle \langle y'^2 \rangle - \langle yy' \rangle^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

where brackets mean generally second central moment of the particle distribution [23], which is in symmetric cases the same as the average over the total ensemble. The concept of the statistical (root

mean square) emittance was introduced by Chasman and Lapostolle and was refined in later papers [23]. It should be mentioned here that some authors suggest rescaling of the emittance e. g. by the factor 4π .

Due to the fact that in the presented paper a two-dimensional model is under consideration, a transversal rms emittance is calculated as:

$$\epsilon_{rms} = \sqrt{\langle y^2 \rangle \langle y'^2 \rangle - \langle yy' \rangle^2}, \quad (3)$$

where y' – angle is re-defined according to formula:

$$y' = \frac{p_y}{p_x}, \quad (4)$$

as the ion beam is extracted along x axis.

Numerical model

The PIC (Particle-In-Cell) approach based numerical model employed in the paper has been described in details in previous papers [15, 16]. Some brief resume is given for the sake of completeness.

Two-dimensional model of an ionisation chamber of length $L = 4.5$ mm and width 5 mm with a flat extraction electrode on the negative extraction potential V_{ext} at the distance d from the extraction opening is considered. The schematic view of the simulation area is presented in Figure 1. H^- ions and electrons are pulled out through a conical extraction channel. The geometry of the extraction aperture is determined by the channel length h and its inner and outer radii r_i and r_0 . The area is discretised using a rectangular 160×100 grid (cell sizes are $\Delta x = \Delta y = 0.05$ mm). The chamber is initially filled with 10^7 pseudoparticles representing electrons and H^+ ions (equal numbers). Charge density of plasma is set to 10^{16} m^{-3} and its temperature is $kT = 1$ eV. The electrostatic potential distribution is found by solving the Poisson equation with boundary conditions imposed by electrodes using successive over-relaxation method (SOR), as in previous papers [15–16, 24].

Once the potential and charge distributions are found, the electric field in the grid points is derived. Pushing particles forward according to classical equations of motion is done using the Verlet method [25]. After that, new particle positions and velocities could be determined, making it possible to find the new charge density distribution. The whole cycle is repeated as long as necessary.

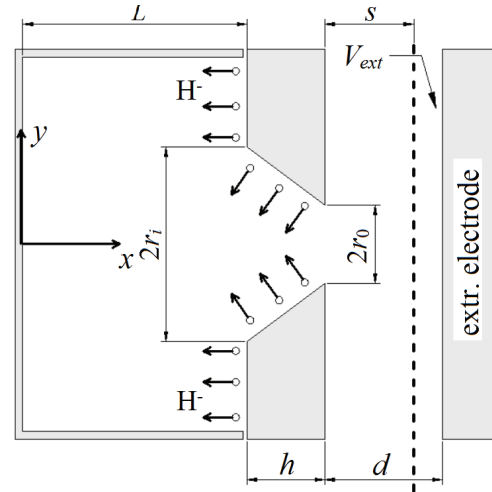


Figure 1 – Schematic view of the simulation area. The plane for which emittance is calculated is marked with a dashed line

After some quasi-stationary state is achieved (~ 20000 timesteps) negative hydrogen ions start to be injected into the chamber with the constant rate (N_{H^-} per one timestep). These ions are ejected not only from the front wall but also from the beveled surfaces of the extraction aperture. Initial velocities of H^- ions correspond to $kT = 0.25$ eV. The H^- flux perpendicular to x axis is the same for both inner wall and beveled opening in order to model the neutral atom -negative ion conversion that occurs on caesiated surfaces. Negative ion undergoes elastic collisions with other particles inside the chamber, which is realised using Monte Carlo method based binary collision approximation. The electron and ion currents are registered at the plane at the distance $s = 1.5$ mm from the extraction aperture (marked as dashed line in Figure 1). Positions and velocities of particles passing this plane are saved in order to calculate emittance values and present trace space portraits if necessary. The code registers also e.g. potential values in the chosen points of the ion source chamber, the number of negative ions and charge density as well as electrostatic potential distributions snapshots.

Simulation results

Some examples of general results of simulations are presented in Figure 2. Calculations were performed for $r_0 = 0.7$ mm and $r_i = 1.5$ mm and $h = 1$ mm. Extraction voltage was set to $V_{ext} = 2$ kV while the distance between the electrode and extraction aperture was $d = 2.5$ mm. The calculations were repeated 160000 times. The timestep was

$0.2 \cdot 10^{-11}$ s in order to ensure simulation stability according to the Courant–Friedrichs–Lewy criterion.

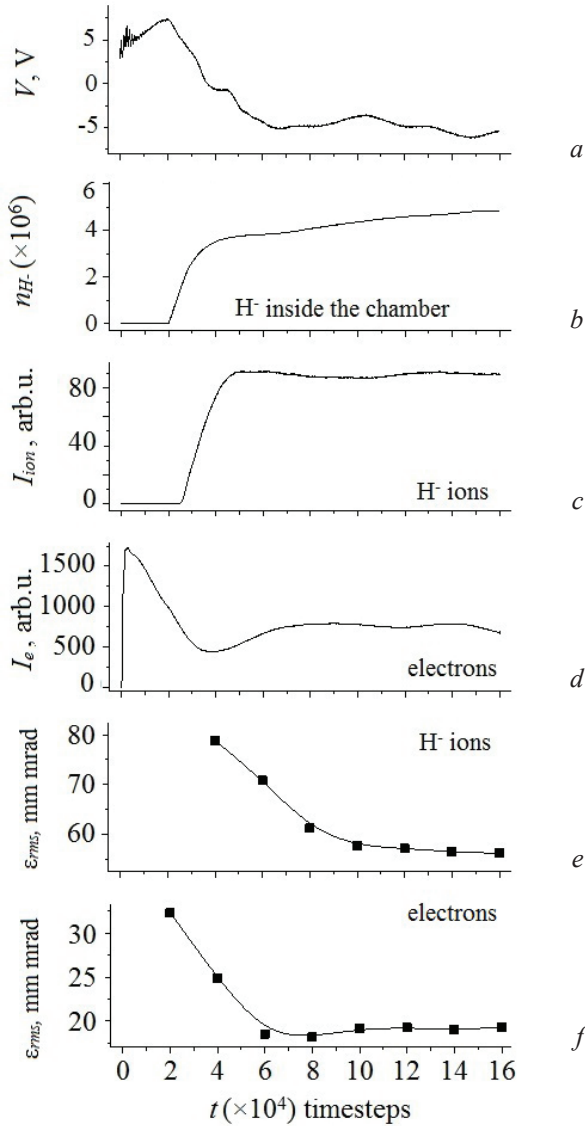


Figure 2 – Evolution of some chosen quantities during the simulation: *a* – potential V inside the chamber; *b* – the number of H^- ions inside the chamber n_{H^-} ; *c* – the extracted H^- current I_{ion} ; *d* – the extracted electron current I_e ; *e* – H^- ion beam emittance ϵ_{rms} ; *f* – co-extracted electron beam emittance

Very fast potential oscillations disappear after ~ 10000 timesteps and H^- ions injection begins after 20000 timesteps with the constant rate $N_{H^-} = 300$ per Δt . As a result one observes lowering of the potential inside the chamber to ≈ -5 V after approximately 70000 timesteps. At the same time both extracted electron and ion current reach stable values. It should be noted that the number of negative ions in the chamber slowly increases up to $\approx 5 \cdot 10^6$. Emittance of extracted ion beam (and also co-extracted electron

beam) is calculated every 20000 timesteps taking into account every particle extracted during that period. As one can see, initial values are rather high and decrease in time reaching equilibrium after 100000 timesteps. Emittance of ion beam is much higher in the case of negative ions, mostly due to the fact that a divergent H^- beam consisting of two parts is formed, as was demonstrated in [21].

Figure 3 presents final *rms* emittance values obtained for different r_i values and, hence, different slopes of the extraction channel walls. It should be kept in mind that inclination angle is given by:

$$\text{tg}(\alpha) = \frac{r_i - r_0}{h}. \quad (5)$$

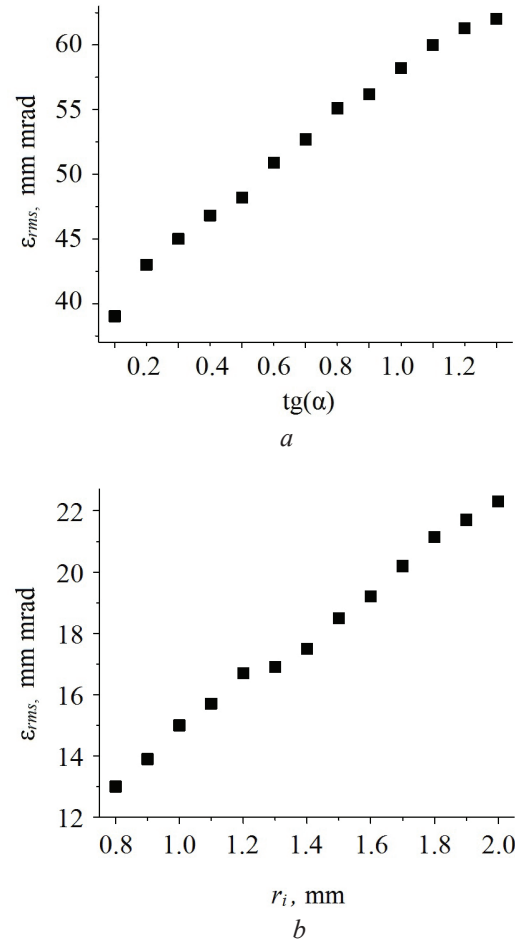


Figure 3 – Dependence of ion (*a*) and electron (*b*) emittance ϵ_{rms} on extraction channel wall inclination $\text{tg}(\alpha)$ governed by r_i radius (for $r_0 = 1.4$ mm)

One can see that that ϵ_{rms} increases almost linearly with r_i . It has little to do with emitting surface inclination, as the same effect is observed for electrons. As the extraction channel entrance becomes wider and wider, both ion and electron

and ion beam become more and more divergent. If one, however, uses another figure of merit i.e. beam brightness understood as the ratio of the current and phase space volume:

$$B = \frac{I}{\varepsilon_{rms}^2}, \quad (6)$$

it could be seen (Figure 4) that optimal beam quality is achieved in the considered case for r_i near 1.2 mm, which corresponds to α close to 26° . This is due to the fact that extracted ion current grows very fast with inclination [21]. The optimal inclination angle is result of the two competing trends: increasing beam spread and current with r_i . On the other hand, brightness of the electron beam decreases with r_i as the extraction from plasma volume is mostly limited by constant r_0 .

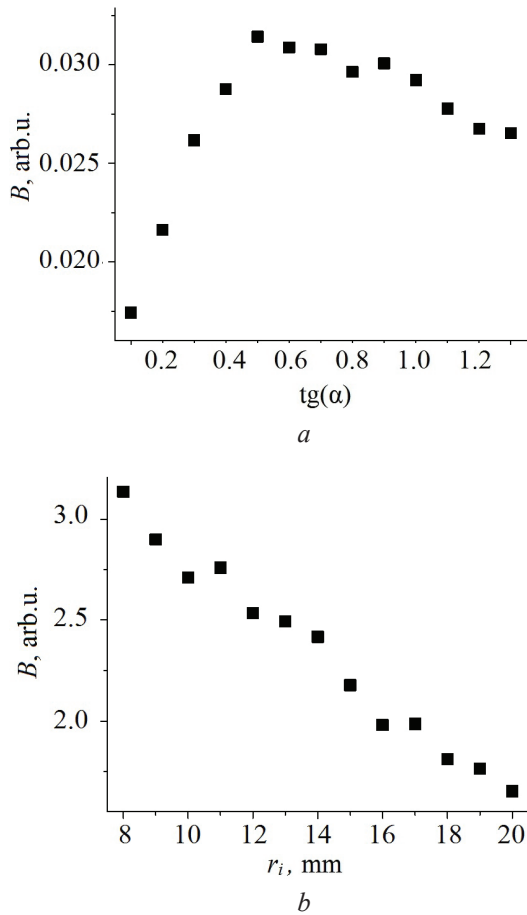


Figure 4 – Brightness B of ion and electron beams calculated for different values of r_i (for $r_0 = 1.4$ mm)

The change of the beam quality with the width of the extraction channel was also under investigation. Figure 5 presents evolution of emittance and brightness of negative ion beam with r_0 radius for the two different inclination

angles. One can see that in both case emittance increases very fast with channel width, even by an order of the magnitude for larger inclination angle. Dependences of brightness on r_0 confirm that that more focused beams, characterised by reasonable current, are achieved for narrower extraction apertures with beveled walls (case 1). A change of the beam profile with r_0 is even better visible in trace space portraits shown in Figure 6. They were prepared using coordinates and velocities of all H^- ions extracted during last 5000 timesteps of simulation. For narrow extraction channel a pattern typical for a single divergent beam could be seen. As the r_0 radius increases, the pattern changes: instead of a single elliptical spot one can see two o-shaped pattern formed by the two crescent structures, each of them corresponding to different part of the ion beam – one extracted from the upper and the other from lower surface of extraction channel. The change of the whole size of the trace space portrait depicts the increase of beam emittance in the presented case.

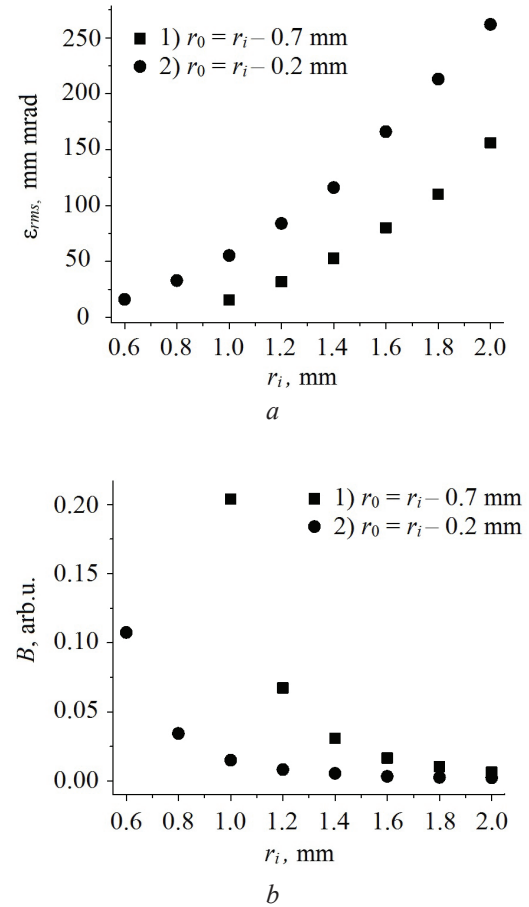


Figure 5 – Changes of emittance ε_{rms} (a) and brightness B (b) with the extraction channel radius r_i

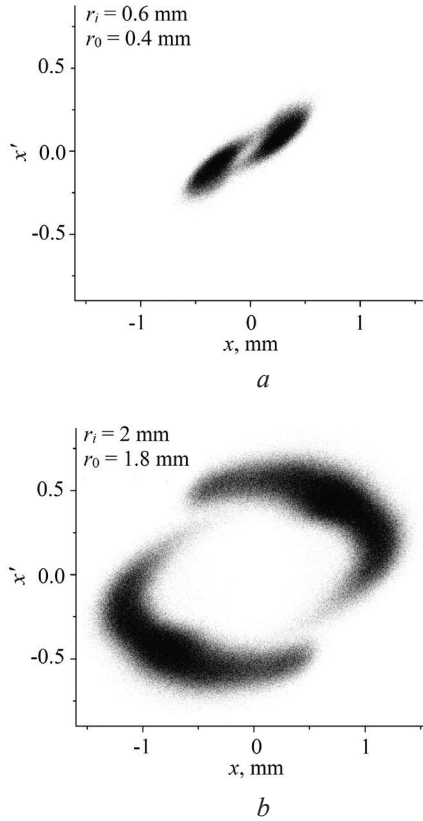


Figure 6 – Phase space portraits in x - x' subspace (position-angular velocity) of ion beams extracted through apertures of different radii

Figure 7 presents changes of the rms emittance of ion and electron beams calculated for different lengths of the extraction channel h (r_i and r_0 radii were kept constant in this case). As one can see, the emittance of the negative ion beam decreases with h . However, for H^- ions the effect is rather subtle – of order of 20 % and saturation could be seen for larger h . The dependence of ion beam brightness is shown in Figure 8 confirms, that the optimal extraction channel length is near 1.7 mm in the considered case.

At the next stage the influence of the extraction voltage on the beam quality was investigated. Calculations were done for V_{ext} up to 20 kV and for $r_i = 1.5$ mm and $r_0 = 0.7$ mm.

As one can see in Figure 9 emittance of the negative ion beam is initially rather high, but it decreases very fast with V_{ext} reaching minimum for $V_{ext} = 500$ kV, which could be considered as matching case from that point of view. For higher values of extraction voltage ion beam spread increases again and beam quality is poorer despite the higher extracted current.

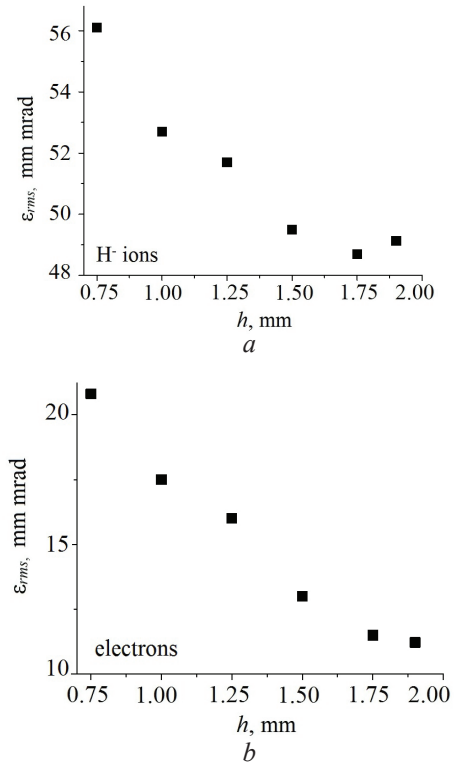


Figure 7 – Emittance ϵ_{rms} of ion (a) and electron (b) beams for different lengths of extraction channel. The case of $r_i = 1.5$ mm and $r_0 = 0.7$

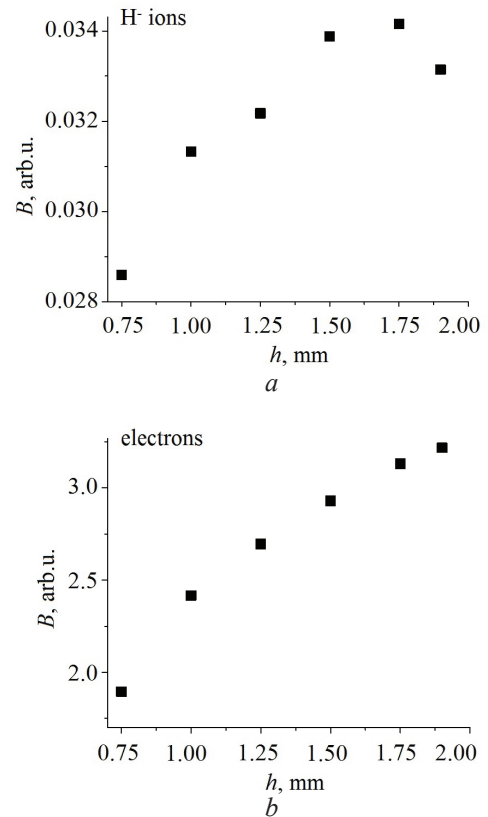


Figure 8 – Brightness B of ion (a) and electron (b) beams as function of length h of the extraction channel

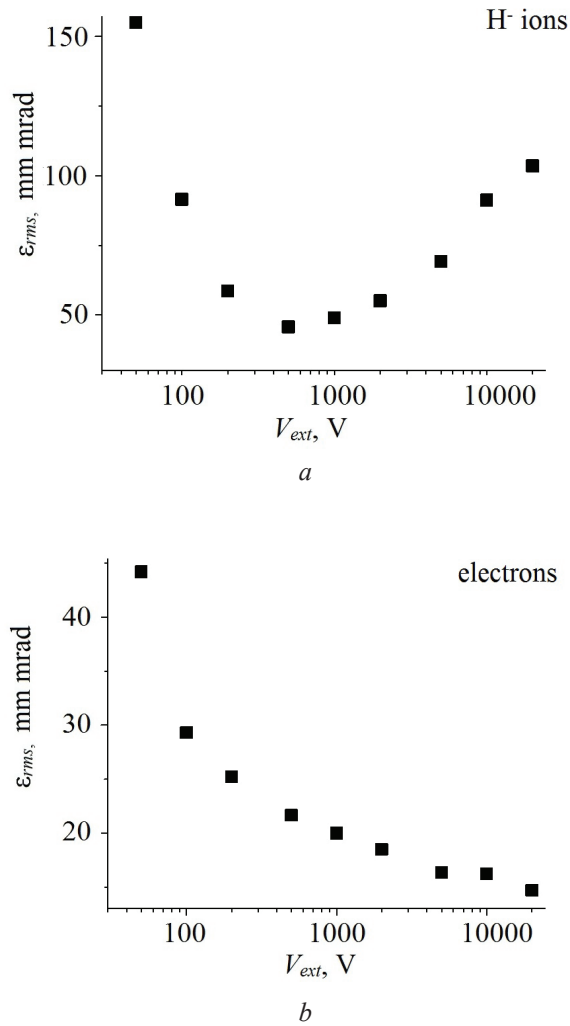


Figure 9 – Changes of emittance ϵ_{rms} with extraction voltage V_{ext} . Results for negative ions (a) and electrons (b) in the case of $r_i = 1.5$ mm and $r_0 = 0.7$ mm

Calculated values of beam brightness are shown in Figure 10. Due to the fast increase of ion current with V_{ext} [22, 21] one can see that optimal brightness is achieved for $V_{ext} = 2$ keV. As it was shown in that paper the shape of the negative ion beam changes substantially with V_{ext} . For lower V_{ext} a single beam is formed, which is convergent right behind the extraction aperture. As phase space portrait (Figure 11) shows, the beam is divergent at the distance s from the source, forming two intersecting spots. However, for larger V_{ext} near 2 keV one can see two very distinct beamlets emitted from upper and lower walls of the extraction channel and pass one another in the middle of that channel (see Figure 11). Looking at the phase space portrait one can see that a) two distinct spots are visible – each of them corresponding to different beamlet and b) the beam is more divergent as the emittance ellipse

is more inclined towards the abscissa axis. For even larger values of extraction voltage beamlets become parallel to ion source axis, the two-part beam becomes even more divergent. Emittance is two times larger than in the optimum. O-shaped pattern is formed at the phase space portrait due to non-linearity of forces acting near the extraction channel edges.

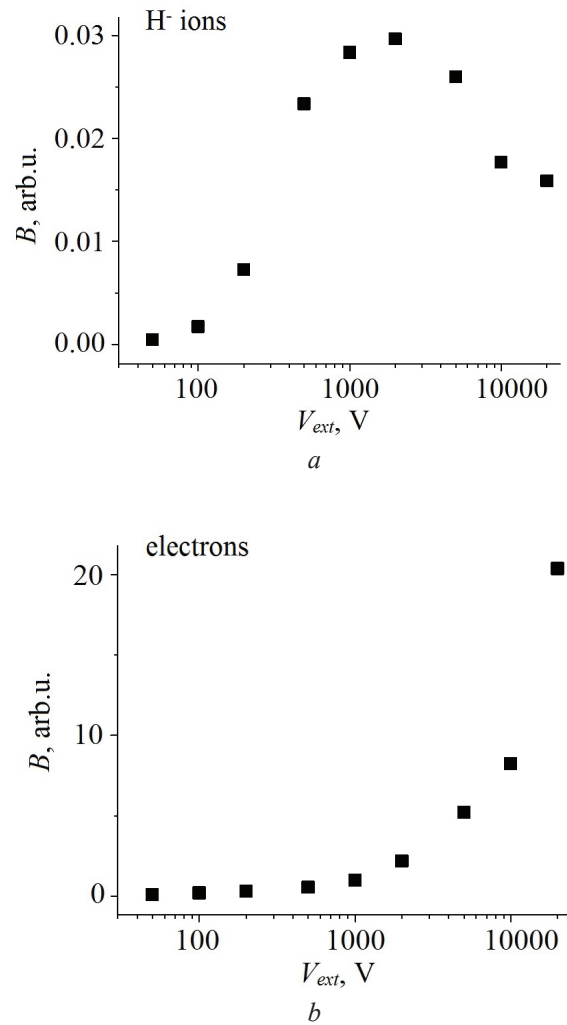


Figure 10 – Changes of beam brightness B with extraction voltage V_{ext} . Results for negative ions (a) and electrons (b)

It should be noticed that the co-extracted electron beam emittance behaves in a different way. Emittance continuously decreases with V_{ext} reaching values below 20 mm mrad for V_{ext} larger than 1 keV. One should have in mind that high intensity of electron beam must be taken into account when filtering/damping systems for co-extracted electrons are designed.

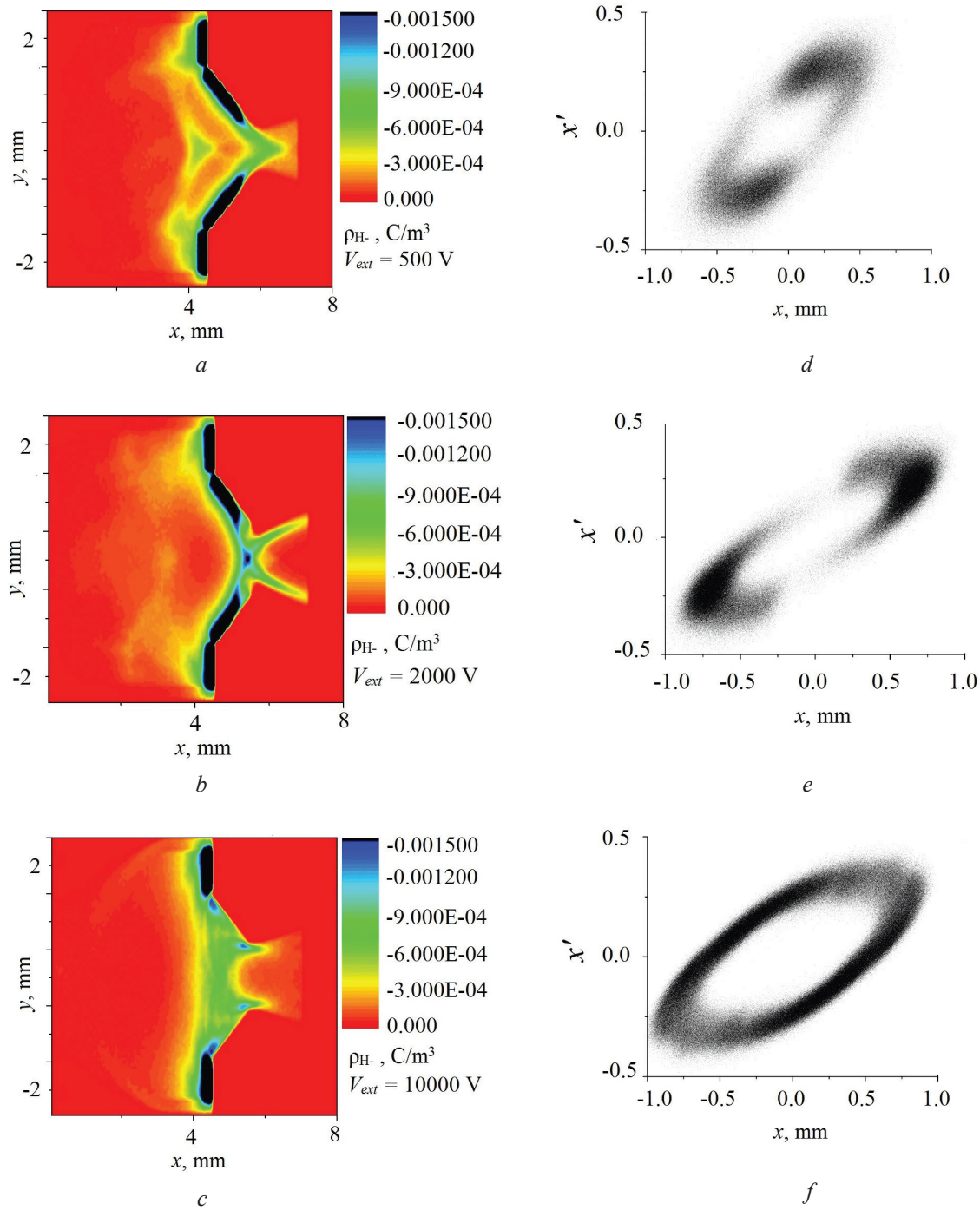


Figure 11 – H^- charge density distributions ρ_{H^-} and extracted ion beam phase space portraits (in x - x' , position - angular velocity subspace) for different values of extraction voltage V_{ext}

Conclusion

Particle-in-Cell method based numerical model of negative ion production in neutral-to-ion surface conversion and negative ion beam extraction and formation were presented in the paper. It was shown that both electron ion beam emittance stabilises after ~ 100000 timesteps of simulation. As it was

demonstrated in the previous paper, most of the extracted ions come from the chamfered walls of the extraction aperture. Hence, emittance of ion (and also electron) beam strongly depends on the wall inclination angle. Calculation of ion beam brightness shows that the optimal inclination is near the angle of 26° . On the other hand, brightness of the co-extracted electron beam decreases with r_i .

It was also checked that ion beam emittance rapidly increases with extraction aperture radius, and this effect was observed for different inclination angles. Phase space portraits of the ion beam show that the wider is the extraction channel, the better it is visible that negative ion consist of two parts, each of them coming out of different region of the plasma-facing electrode.

It was found that the beam quality generally increases with extraction channel length h . However, a kind of saturation could be observed and in the considered case optimum was observed for $h = 1.7$ mm. The evolution of ion beam emittance with extraction voltage was checked out. It was demonstrated that the H^- beam emittance initially decreases fast with V_{ext} , and matching case is achieved for $V_{ext} = 0.5$ kV. As the extracted ion current grows very fast with V_{ext} , and despite the fact that emittance increases, the highest beam brightness was achieved for $V_{ext} = 2$ kV. Phase space portraits and H^- charge density distribution snapshots illustrate changes of H^- ion beam shape with V_{ext} .

Acknowledgments

The research was co-funded by th Plenipotent Representative of the Government of the Republic of Poland at JINR Dubna in the frame of the project № 75/07/2020.

References

1. Singh M.J., Boilson D., Polevoi A.R., Oikawa T., Mitteau R. Heating neutral beams for ITER: negative ion sources to tune fusion plasmas. *New J. Phys.*, 2017, vol. 19, iss. 5, pp. 055004. **DOI:** 10.1088/1367-2630/aa639d
2. Hemsworth R., Decamps H., Graceffa J., Schunke B., Tanaka M., Dremel M., Tanga A., De Esch H.P.L., Geli F., Milnes J., Inoue T., Marcuzzi D., Sonato P., Zaccaria P. Status of the ITER heating neutral beam system. *Nucl. Fusion*, 2009, vol 49, no. 4, pp. 045006. **DOI:** 10.1088/0029-5515/49/4/045006
3. Kraus W., Fantz U., Franzen P., Fröschle M., Heinemann B., Riedl R., Wunderlich D. The development of the radio frequency driven negative ion source for neutral beam injectors. *Rev. Sci. Instrum.*, 2012, vol. 83, pp. 02B104. **DOI:** 10.1063/1.3662957
4. Heinemann B., Fantz U., Kraus W., Schiesko L., Wimmer C., Wunderlich D., Bonomo F., Fröschle M., Nocentini R., Riedl R. Towards large and powerful radio frequency driven negative ion sources for fusion. *New J. Phys.*, 2017, vol. 19, iss. 1, pp. 015001. **DOI:** 10.1088/1367-2630/aa520c
5. Mochalskyy S., Lifschitz A.F., Minea T. Extracted current saturation in negative ion sources. *J. Appl. Phys.*, 2012, vol. 111, no. 11, pp. 113303. **DOI:** 10.1063/1.4727969
6. Mochalskyy S., Wuenderlich D., Fantz U., Franzen P., Minea T. Towards a realistic 3D simulation of the extraction region in ITER NBI relevant ion source. *Nucl. Fusion*, 2015, vol. 55, no. 3, pp. 033011.
7. Fubiani G., Boeuf J.P. Three-dimensional modeling of a negative ion source with a magnetic filter: impact of biasing the plasma electrode on the plasma asymmetry. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2015, vol. 24, iss. 5, pp. 055001. **DOI:** 10.1088/0963-0252/24/5/055001
8. Nishioka S., Goto I., Miyamoto K., Hatayama A., Fukano A. Study of ion-ion plasma formation in negative ion sources by a three-dimensional in real space and three-dimensional in velocity space particle in cell model. *J. Appl. Phys.*, 2016, vol. 119, iss. 2, pp. 023302. **DOI:** 10.1063/1.4939467
9. Revel A., Mochalskyy S., Montellano I.M., Fantz U., Minea T. Massive parallel 3D PIC simulation of negative ion extraction. *J. Appl. Phys.*, 2017, vol. 122, iss. 10, pp. 103302. **DOI:** 10.1063/1.5001397
10. Fubiani G., Garrigues L., Hagelaar G., Kohen N., Boeuf J.P. Modeling of plasma transport and negative ion extraction in a magnetized radio-frequency plasma source. *New J. of Phys.*, 2017, vol. 19, pp. 015002. **DOI:** 10.1088/1367-2630/19/1/015002
11. Taccogna F., Minelli P., Longo S. Three-dimensional structure of the extraction region of a hybrid negative ion source. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2013, vol. 22, no. 4, pp. 045019. **DOI:** 10.1088/0963-0252/22/4/045019
12. Wunderlich D., Mochalskyy S., Montellano I.M., Revel A. Review of particle-in-cell modeling for the extraction region of large negative hydrogen ion sources for fusion. *Rev. Sci. Instrum.*, 2018, vol. 89, iss. 5, pp. 052001. **DOI:** 10.1063/1.5011799
13. Taccogna F., Minelli P. PIC modeling of negative ion sources for fusion. *New J. Phys.*, 2017, vol. 19, iss. 1, pp. 015012. **DOI:** 10.1088/1367-2630/aa5305
14. Garrigues L., Fubiani G., Boeuf J.P. Negative ion extraction via particle simulation for fusion: critical assessment of recent contributions. *Nucl. Fusion*, 2017, vol. 57, no. 1, pp. 014003. **DOI:** 10.1088/0029-5515/57/1/014003
15. Sakurabayashi T., Hatayama A., Bacal M. Effects of a weak transverse magnetic field on negative ion transport in negative ion sources. *J. Appl. Phys.*, 2004, vol. 95, iss. 8, pp. 3937–3942. **DOI:** 10.1063/1.1682684
16. Turek M., Sielanko J. Simulations of negative ion extraction from a multi-aperture ion source in the presence

of the magnetic filter. *Vacuum*, 2009, vol. 83, pp. S256–S259. **DOI:** 10.1016/j.vacuum.2009.01.076

17. Bacal M., Bruneteau J., Devynck P. Method for extracting volume produced negative ions. *Rev. Sci. Instrum.* 1988, vol. 59, pp. 2152–2157.

DOI: 10.1063/1.1139978

18. Wunderlich D., Kraus W., Fröschle M., Riedl R., Fantz U., Heinemann B., the NNBI team. Influence of the magnetic field topology on the performance of the large area negative hydrogen ion source test facility ELISE. *Plasma Phys. and Control. Fusion*, 2016, vol. 58, pp. 125005. **DOI:** 10.1088/0741-3335/58/12/125005

19. Turek M. Two-Dimensional Simulations of H^- Ions Extraction. *Acta Phys. Pol. A*, 2017, vol. 132, iss. 2, pp. 254–258.

DOI: 10.12693/APhysPolA.132.254

20. Turek M. PIC simulations of plasma inside the

negative ion source. *Przegl. Elektrotechniczny*, 2016, vol. 92(8), pp. 162–165.

21. Turek M. Negative Ion Beam Production in an Ion Source with Chamfered Extraction Opening. *Acta Phys. Pol.*, 2019, vol. 136, pp. 322–328.

22. Floettmann K. Some basic features of the beam emittance. *Phys. Rev. Spec. Topics - Accel. and Beams* 2003, vol. 6, pp. 034202.

DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.6.034202

23. Brown I.G. (ed.) *The Physics and Technology of Ion Sources*. Wiley, Weinheim, 2004.

24. Turek M., Drozdziel A., Pysznik K., Prucnal S., Żuk J. Ion source with an evaporator heated by arc discharge. Experiment and computer simulations. *Przegl. Elektrotechniczny*, 2010, vol. 86, pp. 193–196.

25. Vesely F. *Computational Physics: An Introduction*, Springer Science & Business Media, 2001.

The Dynamic Behaviour of Capacitive Humidity Sensors

J. Majewski

Lublin University of Technology,
Nadbystrzycka str., 38A, Lublin 20-618, Poland

Received 04.10.2019

Accepted for publication 16.12.2019

Abstract

The sensor design features and the sensing material properties which can influence the response time of the polymer-based capacitive humidity sensors are shortly discussed. The ways of specifying the dynamic properties of capacitive humidity sensors in technical data sheets by the leading companies on the market are briefly characterized and discussed.

The schematic view and operation of the experimental setup for determining of the dynamic parameters of capacitive humidity sensors at different temperatures of humid air are described. The dynamic behaviour of polymer-based capacitive humidity sensors was registered as the measurement profiles for both positive and negative step changes in humidity level. The response and recovery times, as well as the time constants for the exponential approximation fits of the step responses, were determined either graphically or analytically, based on the collected data.

The changes of these parameters under atmospheric pressure within the temperature range from $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ to $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$ were analysed. The exemplary transient measurement profiles are shown, together with the illustrations of the graphical method for determining the response and recovery times. Also, the plots of the relationship between response and recovery times as well as time constants, and temperature, are presented. Some explanations of the obtained results are suggested.

Keywords: dynamic behaviour of sensors, response time temperature dependency, polymer-based capacitive humidity sensors, exponential approximations of sensor step response.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-53-59

Адрес для переписки:

J. Majewski
Lublin University of Technology,
Nadbystrzycka str., 38A, Lublin 20-618, Poland
e-mail: j.majewski@pollub.pl

Address for correspondence:

J. Majewski
Lublin University of Technology,
Nadbystrzycka str., 38A, Lublin 20-618, Poland
e-mail: j.majewski@pollub.pl

Для цитирования:

J. Majewski.
The Dynamic Behaviour of Capacitive Humidity Sensors.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 53–59.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-53-59

For citation:

J. Majewski.
The Dynamic Behaviour of Capacitive Humidity Sensors.
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 53–59.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-53-59

Динамические характеристики ёмкостных датчиков влажности

Я. Маевски

Люблинский технический университет,
ул. Надбыстрицкая, 38А, Люблин 20-618, Польша

Поступила 04.10.2019

Принята к печати 16.12.2019

Рассмотрены конструктивные параметры и свойства чувствительных материалов, влияющие на время отклика ёмкостных датчиков влажности на основе полимеров. Выполнен краткий обзор и анализ способов определения динамических характеристик ёмкостных датчиков влажности в технической документации ведущих производителей, представленных на рынке.

Приведено описание схемы и работы экспериментальной установки для определения динамических характеристик ёмкостных датчиков влажности при различных значениях температуры влажного воздуха. Динамические характеристики ёмкостных датчиков влажности на основе полимеров определялись в виде отклика выходного сигнала при ступенчатом изменении влажности как с положительным, так и с отрицательным шагом. Времена отклика и восстановления, а также постоянные времени для экспоненциальной аппроксимации отклика на ступенчатое воздействие, определялись на основе результатов измерений графически либо аналитически.

Проанализированы изменения указанных параметров в пределах температур от $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$ при атмосферном давлении. Приведены примеры полученных переходных характеристик, проиллюстрирован графический метод определения времён отклика и восстановления. Представлены графики зависимости времён отклика и восстановления, а также постоянных времени, от температуры. Предложены возможные объяснения полученных результатов.

Ключевые слова: динамические характеристики датчиков, температурная зависимость времени отклика, ёмкостные датчики влажности на основе полимеров, экспоненциальная аппроксимация ступенчатого отклика датчика.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-53-59

Адрес для переписки:

J. Majewski
Lublin University of Technology,
Nadbystrzycka str., 38A, Lublin 20-618, Poland
e-mail: j.majewski@pollub.pl

Для цитирования:

J. Majewski.
The Dynamic Behaviour of Capacitive Humidity Sensors.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 53–59.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-53-59

Address for correspondence:

J. Majewski
Lublin University of Technology,
Nadbystrzycka str., 38A, Lublin 20-618, Poland
e-mail: j.majewski@pollub.pl

For citation:

J. Majewski.
The Dynamic Behaviour of Capacitive Humidity Sensors.
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 53–59.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-53-59

Introduction

Humidity is one of the most commonly measured process variables in industry; also, a plenty of applications of humidity sensors both indoors and outdoors, from meteorology to medicine, can be mentioned. Generally, all the applications can be categorized into gas humidity measurements, and the moisture measurements in solid materials. For measuring of the gases humidity, the capacitive sensors are the popular choice because of many advantages, primarily: linearity, low power consumption, and broad operating temperature range [1].

As a rule, the sensing element of these sensors is a thin planar polymeric film placed between two parallel plate (PP) electrodes, or coated onto a pair of comb-like interdigitated electrodes (IDE) printed on a thick glass-like substrate. The arrangement of the electrodes has an influence on the dynamic properties of the sensor. The IDE-type arrangement allows faster response to a change in humidity than the PP-type because it takes longer to let an additional parcel of water molecules get inside or outside the sensing material layer, passing across the surface of the upper electrode. The time of response to a change in measured humidity depends also on the adsorption (or desorption) rate of the water molecules on the surface of the sensing polymeric film and is influenced by the diffusion rate into (or out of) the film [2, 3]. The dead volume inside the housing of the sensor, the filter membrane protecting the

sensing element from contaminations (if necessary) and the lack of airflow over the sensor can increase the response and recovery times considerably.

In the polymer-based capacitive humidity sensors which are designed for measuring relative humidity values, the thin humidity-sensitive layers are mostly made of polyimide (the detailed composition of the layer is usually the trade secret) [2, 4]. Below the lower measurement range limit of 1–5 % RH, for accurate measurement other sensing principles than capacitive, and other sensor designs are used; one of them is the coulometric-type sensor [5].

The manufacturers of humidity sensors provide in the specifications mainly the parameters concerning the steady properties: accuracy, measurement range, sensitivity, and sometimes the calibration equation and the temperature correction of the indication. The dynamic properties are usually omitted, or the time constant (commonly denoted as t_{63}) value is reported – because the dynamics of the step response of the humidity sensors is roughly described by a first order differential equation [4]. The temperature at which the t_{63} value was obtained is rarely given (and then, as a rule, the room temperature between +20 °C and +25 °C is stated [cf. Table 1]). Even more rarely, the magnitude of the humidity step and the airflow velocity are characterized. Moreover, the supplementary explanations on the methodology of the determination of the t_{63} value are provided only sporadically (e.g. [6, 7]).

Table

Examples of specifying the dynamic behaviour parameters of capacitive humidity sensors in technical data sheets from various market-leading manufacturers

Company	Sensor	Sensor's dynamic behaviour described as:	Manufacturer's remarks or footnotes:
IST	K5-W	Response time $t_{63} < 5$ s	50 %RH to 0 %RH at +23 °C [8]
Honeywell	HIH-4602-L Series	Response time typical 30 s	1/e in slow moving air [9]
E+E	HCT 01	Response time $t_{63} \leq 6$ s	@ $t_{ref}=30$ °C (10 %RH to 90 %RH) [10]
Rotronic	HygroMer® IN-1	Humidity response time $t_{63} < 15$ s without filter	at 23°C and 1 m/s [11]
Sensirion	SHT 71, SHT 75	Response time t_{63} % typically 8 s	Time for reaching 63 % of a step function, valid at 25 °C and 1 m/s airflow [12]

However, the operating temperature range of such sensors is broad (often from –40 °C to +125 °C) and the temperature affects the dynamic properties of a sensor as well as the steady ones. Information about the influence of temperature on the dynamic behaviour of that type of humidity

sensor is available in the literature (e.g. [13]) but such publications are sparse, despite of the fact that capacitive humidity sensors dominate long on the market [1]. The numerical studies of this problem provide only limited progress in its understanding [14].

In this paper the results of the research performed on the dynamic behaviour of the capacitive humidity sensors for various step changes in the humidity level of moist air, within the temperature range from $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ to $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$ and under atmospheric pressure are presented.

In the following sections, the word "humidity" is used in the meaning "relative humidity", unless not stated explicitly otherwise.

Experimental Setup

In order to establish the dynamic behaviour of the polymer-based capacitive humidity sensors, the experimental setup depicted in Figure 1 was used. All the component devices of the setup were connected with the fittings and pipes of inner diameter of 4 mm (Swagelok), electropolished inside. The source of dry synthetic air (trace absolute humidity of 2 ppm, or ca. $-72\text{ }^{\circ}\text{C}$ the frost point) was the steel bottle (not shown in Figure 1).

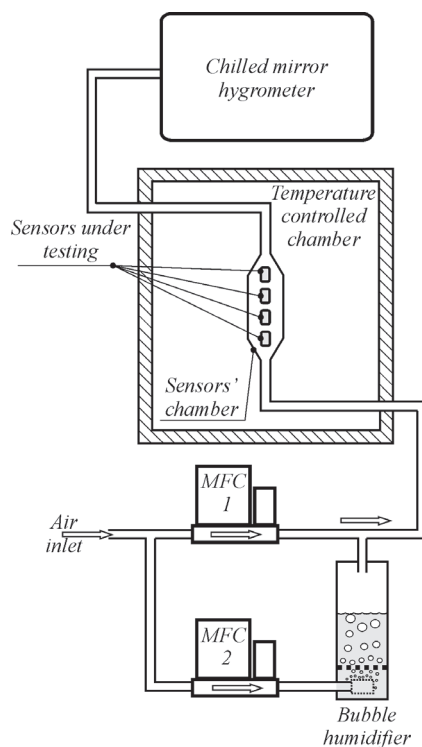


Figure 1 – The schematic view of the experimental setup (MFCs denote Mass Flow Controllers)

The air flow was split into two streams: the first stream was kept dry and passed through the mass flow controller MFC 1 directly towards the measurement chamber, whereas the second stream after passing the MFC 2 was humidified in the bubble humidifier. Then these two streams were mixed and fed into the small measurement chamber, mounted

vertically in the middle of a bigger temperature controlled chamber. Inside the small measurement chamber four capacitive humidity sensors were fixed (together with a Pt 100 temperature sensor, not shown in Figure 1). The absolute humidity of the air stream at the chamber outlet was measured with a precise chilled mirror hygrometer. The inlet and outlet of the small chamber were cone-shaped in order to ensure a laminar flow; the flow rate of the air was kept at 1 l/min. The step change in the humidity level of the air flow was performed by the change in the flow of the air stream bubbled through the liquid water in the humidifier, introduced by the change in the settings of the MFCs. Both high and low changes of the relative humidity (denoted as $\Delta\phi$) were realized.

In order to get the measurement profiles of various humidity step responses, after each step change the signals from the sensors were collected at 10 s time intervals at temperatures from $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ to $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$ at 10 K intervals.

The sensors under test were two SHT71 and two SHT75 pieces from the Swiss company Sensirion (see Table) manufactured in the CMOS technology, with embedded signal-conditioning electronics. This type of sensor is often applied in scientific facilities and space-oriented research (e.g. [13, 15]).

Results and Discussion

Using the experimental setup described above, several measurement profiles of the dynamic behaviour of sensors under test were obtained, both for positive and negative steps in the humidity level. At a given temperature, the temporal profiles of responses to either small or high changes in humidity level do not differ remarkably from each other; a proportional scale change in magnitude can only be observed (Figure 2).

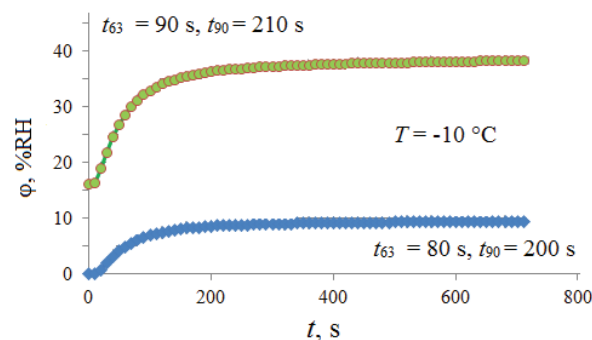


Figure 2 – The comparison of two step response measurement profiles (for the small step – the profile in blue, for the big step – the profile in green) at $T = -10\text{ }^{\circ}\text{C}$

For each profile, the response time t_{90} (or the recovery time t_{10} , respectively) was determined graphically; the exemplary profiles are shown in Figures 3 and 4.

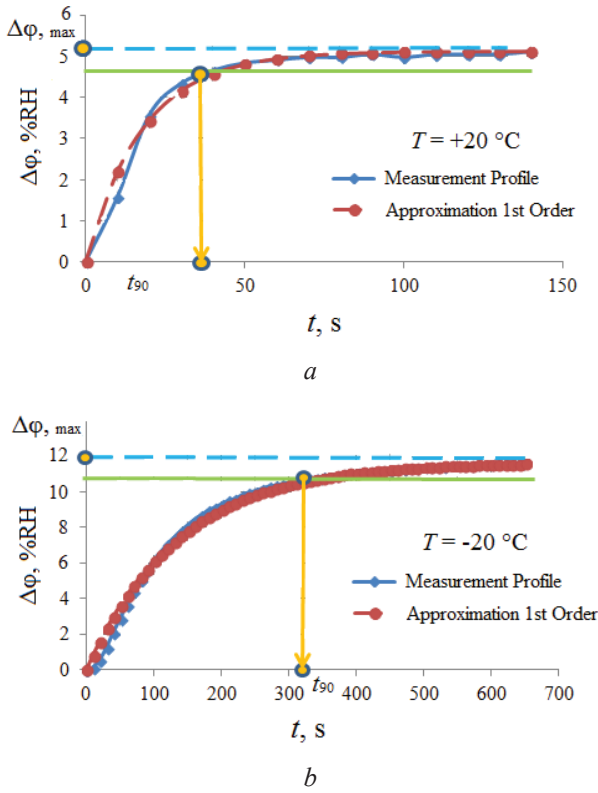


Figure 3 – The exemplary measurement profiles for the positive step change in humidity (solid lines) and their exponential approximations (dashed lines); the response time value t_{90} is determined graphically: *a* – response time $t_{90} = 38$ s at $T = +20$ °C; *b* – response time $t_{90} = 320$ s at $T = -20$ °C

Also, each profile was approximated with an exponential fit of the sensor's step response, according to the first order differential model (shortly named on the plots' legend as "Approximation 1st Order"). For a positive step height $\Delta\phi_{\max}$, the fitting function $\Delta\phi(t)$ over time is expressed:

$$\Delta\phi(t) = \Delta\phi_{\max} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{t_{63}}} \right). \quad (1)$$

Analogically, for a negative step, the formula is written as:

$$\Delta\phi(t) = \Delta\phi_{\max} \cdot e^{-\frac{t}{t_{37}}}, \quad (2)$$

where t_{37} is the time constant (for a negative step), i. e. the time elapsed from the step change ($t = 0$) to the time instant when ca. 37 % (or $1/e$) of the step height $\Delta\phi_{\max}$ is attained.

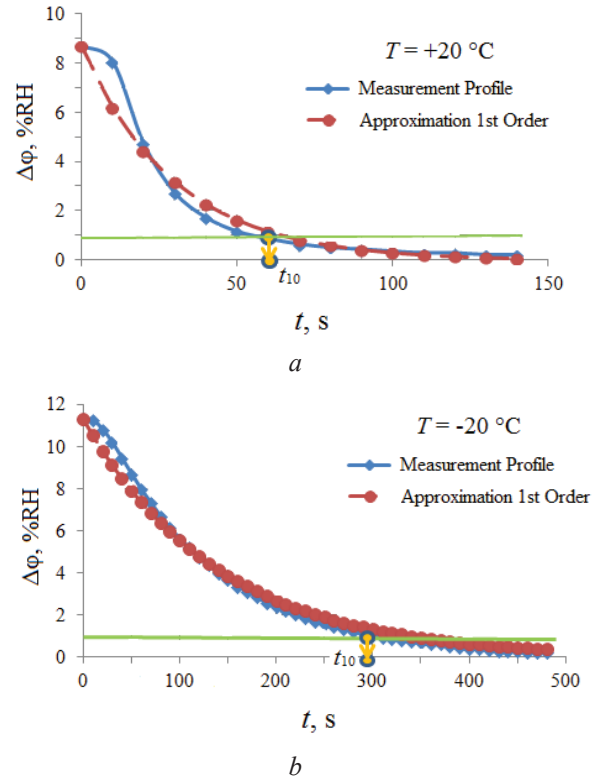


Figure 4 – The exemplary measurement profiles for the negative step change in humidity (solid lines) and their exponential approximations (dashed lines); the recovery time value t_{10} is determined graphically: *a* – recovery time $t_{10} = 60$ s at $T = +20$ °C; *b* – recovery time $t_{10} = 295$ s at $T = -20$ °C

For almost all registered profiles, at the beginning near $t = 0$ a small "foot" is observed, which depicts the deviation from the ideal exponential behaviour due to the mixing process in the small chamber (stirred-tank flow) and in the tube leading the humidified air to the measurement chamber (piston flow).

However, for almost all temporal measurement profiles, the ratio t_{90}/t_{63} (or t_{10}/t_{37} , respectively) is within the range 2.1–2.5, which is close to the theoretical value of $\ln 10 \approx 2.3$ – the values of t_{90} and t_{10} (as well as t_{63} and t_{37} , respectively) are similar for a given temperature. It also turned out that the dynamic behaviour of the polymer-based capacitive humidity sensors is strongly dependent on temperature, as depicted in Figures 5 and 6 (T denotes temperature).

Although the power function approximation of the dependencies shown in Figures 5 and 6 is possible, it seems that below $T = -20$ °C a different physical phenomenon dominates the process of equilibration than above $T = -20$ °C, which makes the sensors' dynamic behaviour much slower. In the literature [13] are clues that below $T = -30$ °C the response times t_{90} are even much more slower

(from about one hour at $T = -40\text{ }^{\circ}\text{C}$ to several days at $T = -70\text{ }^{\circ}\text{C}$).

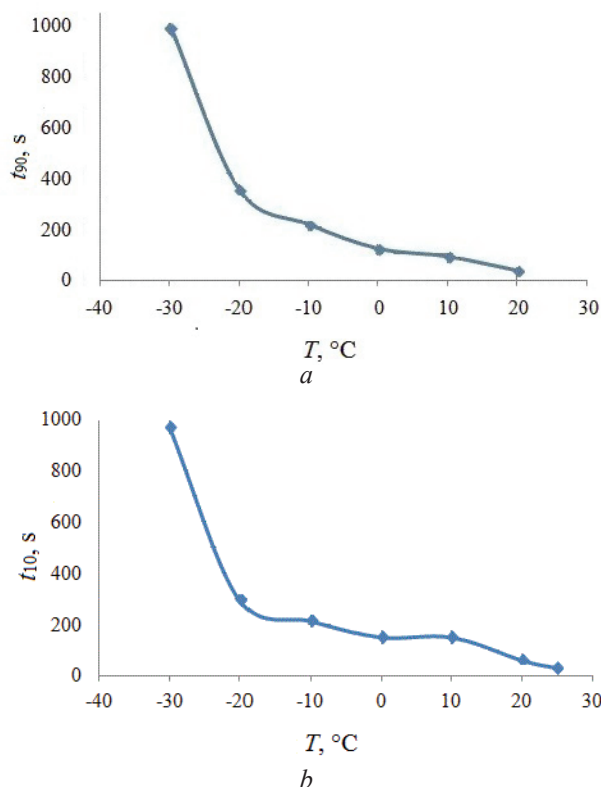


Figure 5 – The temperature dependence of: *a* – response time t_{90} ; *b* – recovery time t_{10}

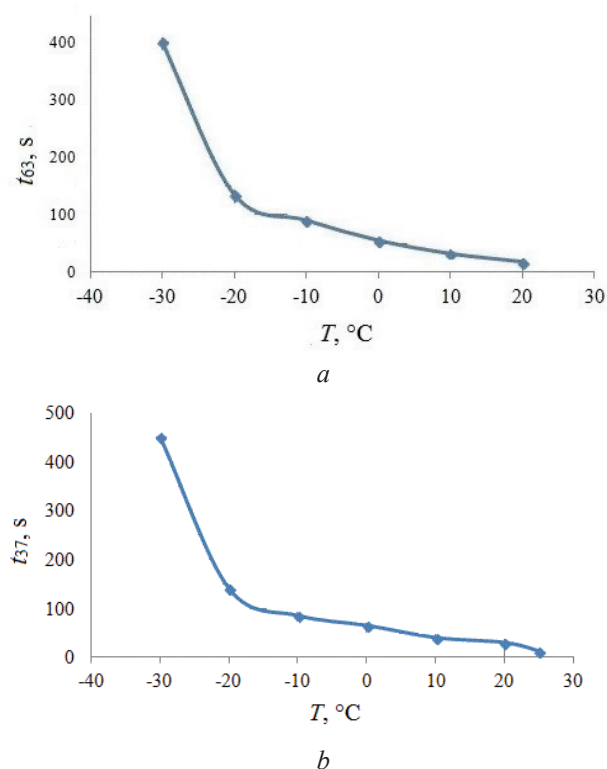


Figure 6 – The temperature dependence of: *a* – time constant for positive step t_{63} ; *b* – time constant for negative step t_{37}

The value specified in the *SHT71* and *SHT75* sensors' datasheet: $t_{63} = 8\text{ s}$ (typically, at $T = +25\text{ }^{\circ}\text{C}$ and 1 m/s airflow) is lower than the values obtained in this research, where the airflow applied was ca. 0.04 m/s ; consequently, the new humidity equilibrium state was delayed in respect to the specified value.

Conclusion

After conducting the research and the literature quest, the following conclusions can be drawn. Firstly, the manufacturers commonly use the term "Response time" specified as e.g. t_{63} , which is usually labelled "Time constant", and is as a rule ca. 2.3 times shorter than t_{90} (generally called "Response time" in the gas sensors' field); that may cause misunderstandings. In the specifications, the temperature dependence of t_{63} is mostly omitted; other environmental conditions for which the specified value of t_{63} is valid are provided only rarely.

Secondly, the dynamic behaviour of the polymer-based capacitive humidity sensors is slowed down when the temperature falls. This effect becomes more apparent at temperatures below $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ as the relationship between temperature and t_{90} (as well as t_{63} , t_{10} , and t_{37}) becomes more nonlinear. It seems that below $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ a change of the dominating physical phenomenon that governs the process of approaching the humidity equilibrium, occurs. This could be explained by the slower rate of surface adsorption (or desorption) of water molecules onto the polymeric film, as well as the slower diffusion rate (both adsorption and diffusion are temperature-dependent processes), especially at sub-zero temperatures.

Thirdly, at a given temperature value the step height changes the values of the sensors' dynamic parameters only slightly, for both the positive and negative step change. Also, the response and recovery times do not differ much, especially when the temperature falls below $0\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Finally, the temperature effect on the dynamic behaviour of the polymeric capacitive humidity sensors can influence the dynamic behaviour of an automation system containing such sensors when considerable changes in temperature occur (e.g. outdoors or in winter). The change in the surrounding conditions of the sensor environment other than temperature (e.g. the airflow) can also make the response times longer than the specified values.

Acknowledgement

The author is indebted to the team of the Working Group 8.1 at the Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM), Berlin, Germany, for practical support and scientific discussion.

References

1. Lee Ch.-V., Lee G.-B. Humidity Sensors: *A Review*, *Sensor Letters*, 2005, vol. 3, pp. 1–14.
DOI: 10.1166/sl.2005.001
2. Boudaden J., Steinmaßl M., Endres H.-E., Drost A., Eisele I., Kutter C., Müller-Buschbaum P. Polyimide-Based Capacitive Humidity Sensor. *Sensors*, 2018, vol. 18, pp. 1506–1521. **DOI:** 10.3390/s18051516
3. Hübert T., Tiebe C., Detjens M., Majewski J. On-site calibration system for trace humidity sensors. *Measurement*, 2016, vol. 91, pp. 251–257.
DOI: 10.1016/j.measurement.2016.05.013
4. Wildmann M., Kaufmann F., Bange J. An inverse modelling approach for frequency response correction of capacitive humidity sensors in ABL research with small remotely piloted aircraft (RPA). *Atmospheric Measurement Techniques*, 2014, iss. 7, pp. 3059–3069.
DOI: 10.5194/amt-7-3059-2014
5. Detjens M., Hübert T., Tiebe C., Banach U. Coulometric trace humidity measurement in technical gases. *Review of Scientific Measurements*, 2018, vol. 89, 085004, pp. 1–8. **DOI:** 10.1063/1.5008463
6. Sensirion, the Sensor Company: Sensor Specification Statement, Version 1.1 – June 2018. URL: https://www.sensirion.com/fileadmin/user_upload/customers/sensirion/Dokumente/2_Humidity_Sensors/Sensirion_Humidity_Sensors_Specification_Statement.pdf.
7. Sensirion, the Sensor Company: Testing Guide, Version 1.3 – December 2018. URL: https://www.sensirion.com/fileadmin/user_upload/customers/sensirion/Dokumente/2_Humidity_Sensors/Sensirion_Humidity_Sensors_Testing_Guide.pdf.
8. Innovative Sensor Technology IST AG: K5-W Capacitive Humidity Sensor, DHK5-W_E2.2.1, Datasheet. URL: https://www.ist-ag.com/sites/default/files/DHK5-W_E.pdf
9. HIH-4602-L Series Humidity Sensors, Honeywell, Datasheet, December 2008. URL: <https://sensing.honeywell.com/honeywell-sensing-hih4602l-series-product-sheet-009043-1-en.pdf>
10. HCT01 Humidity/Temperature Sensor, E+E ELEKTRONIK, Datasheet, Version 2019-05. URL: http://downloads.epluse.com/fileadmin/data/product/hct01/datasheet_HCT01.pdf
11. Humidity Sensor HygroMer IN-1, Rotronic AG, Datasheet, 59013-E/2015-02. URL: <https://www.rotronic.com/en/productattachments/index/download?id=997>
12. Datasheet SHT7x (SHT71, SHT75) Humidity and Temperature Sensor, Sensirion AG, Version 5 December 2011. URL: https://www.sensirion.com/fileadmin/user_upload/customers/sensirion/Dokumente/0_Datasheets/Humidity/Sensirion_Humidity_Sensors_SHT7x_Datasheet.pdf
13. Lorek A. Humidity measurement with capacitive humidity sensors between –70 °C and 25 °C in low vacuum. *Journal of Sensors and Sensor Systems*, 2014, vol. 3, pp. 177–185.
DOI: 10.5194/jsss-3-177-2014
14. Zhou W.-H., Wang L.-Ch., Wang L.-B. Numerical Study of Structural Parameter Effects on the Dynamic Characteristics of a Polyimide Film Micro-Capacitive Humidity Sensors. *IEEE Sensors Journal*, 2016, vol. 16, no. 15, August 1, pp. 5979–5986.
DOI: 10.1109/JSEN.2016.2579644
15. Lorek A., Majewski J. Humidity Measurement in Carbon Dioxide with Capacitive Humidity Sensors at Low Temperature and Pressure. *Sensors*, 2018, vol. 18, pp. 2615–2626. **DOI:** 10.3390/s18082615

Features of Application of a Combined Approach to the Evaluation of the Measurement Results Uncertainty

P.S. Serenkov¹, V.L. Hurevich², T.K. Tolochko²

¹Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, Minsk 220013, Belarus

²Belarusian State Institute of Metrology,
Starovilensky trakt, 93, Minsk 220053, Belarus

Received 20.01.2020

Accepted for publication 28.02.2020

Abstract

The article exposes description of features of the combined approach application to the evaluation of measurement results uncertainty. The aim of this work is the justification and development of new science-driven approaches to achieve maximum efficacy of measurements on the criteria "accuracy/costs" at the stated level of confidence.

It provides theoretical base for correctness of combined approach to assess measurement results uncertainty. There is proposition to conventionally divide measurement process into fragments – combining objects, each from shall be considered as individual element for evaluation. It is well known that combining objects can be formed by grouping individual components (resources) of the measurement process either via separate stages of the measurement process.

Correctness of such approach is based on the application of "resource" and "process" approaches as regards identification of the factors that affect the measurement results uncertainty. This article provides recommendations on selection of model or empiric approach for evaluating of particular contributions from combining objects of different types into total uncertainty of the final measurement result. In order to improve the validity of empiric approach of the criteria of sufficiency of measurement method uncertainty examination was formulated. It is recommended to evaluate the total uncertainty of the final measurement result by complexation of evaluations of particular total uncertainty of the results for all fragments according to the uncertainties distribution law.

It is determined two typical cases of effective application of the combined approach to evaluation of measurement results uncertainty: method of direct measurements and method of indirect measurements. This article considers features of effective application of the combined approach for both situations providing corresponding examples. Special attention is paid to the application of the combined approach to assessing the test results uncertainty. As distinct from the measurement process realized under normal conditions, testing process includes additional external influence factors that are determined by test conditions.

Keywords: measurement results uncertainty, combined approach to assessment.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-60-69

Адрес для переписки:

П.С. Серенков
Белорусский национальный технический университет,
пр-т Независимости, 65, г. Минск 220013, Беларусь
e-mail: pavelserenkov@bntu.by

Address for correspondence:

P.S. Serenkov
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, Minsk 220013, Belarus
e-mail: pavelserenkov@bntu.by

Для цитирования:

P.S. Serenkov, V.L. Hurevich, T.K. Tolochko.
Features of Application of a Combined Approach to the Evaluation
of the Measurement Results Uncertainty.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 60–69.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-60-69

For citation:

P.S. Serenkov, V.L. Hurevich, T.K. Tolochko.
Features of Application of a Combined Approach to the Evaluation
of the Measurement Results Uncertainty.
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 60–69.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-60-69

УДК 389.1

Особенности применения комбинированного подхода к оцениванию неопределённости результатов измерений

П.С. Серенков¹, В.Л. Гуревич², Т.К. Толочко²

¹Белорусский национальный технический университет
пр-т Независимости, 65, г. Минск 220013, Беларусь

²Белорусский государственный институт метрологии
Старовиленский тракт, 93, г. Минск 220053, Беларусь

Поступила 20.01.2020

Принята к печати 28.02.2020

Рассмотрены особенности эффективного применения комбинированного подхода к оцениванию неопределённости результатов измерений. Целью данной работы являлось обоснование и развитие новых наукоёмких подходов по достижению максимальной эффективности измерений по критерию «точность/трудоемкость» при заданной степени доверия.

Теоретически обоснована корректность комбинированного подхода к оцениванию неопределённости результатов измерений. Предложено процесс измерения условно делить на фрагменты – объекты комбинирования, каждый из которых следует рассматривать как самостоятельный элемент оценивания. Установлено, что объекты комбинирования могут быть сформированы путём группирования либо отдельных компонентов (ресурсов) процесса измерений, либо отдельных этапов процесса измерений.

Корректность такого подхода обоснована применением «ресурсного» и «процессного» подходов к идентификации влияющих на неопределённость результата измерений. Приведены рекомендации по выбору модельного или эмпирического подходов для оценивания частных вкладов объектов комбинирования различного типа в суммарную неопределённость конечного результата измерений. Для повышения достоверности эмпирического подхода сформулирован критерий достаточности исследования неопределённости метода измерений. Оценивание суммарной неопределённости конечного результата измерений рекомендовано производить путём комплексирования оценок частных суммарных неопределённостей результатов всех фрагментов по закону распространения неопределённостей.

Выделены два типичных случая эффективного применения комбинированного подхода к оцениванию неопределённости результатов измерений: метод прямых измерений и метод косвенных измерений. Рассмотрены особенности эффективного применения комбинированного подхода для обеих ситуаций на конкретных примерах. Особое внимание уделено применению комбинированного подхода для оценивания неопределённости результатов испытаний. В отличие от процесса измерений, реализуемого в нормальных условиях, в процесс испытаний вовлечены дополнительные факторы внешних воздействий, определённые условиями испытаний.

Ключевые слова: неопределённость результата измерений, комбинированный подход к оцениванию.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-60-69

Адрес для переписки:

П.С. Серенков
Белорусский национальный технический университет,
пр-т Независимости, 65, г. Минск 220013, Беларусь
e-mail: pavelserenkov@bntu.by

Address for correspondence:

P.S. Serenkov
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, Minsk 220013, Belarus
e-mail: pavelserenkov@bntu.by

Для цитирования:

P.S. Serenkov, V.L. Hurevich, T.K. Tolochko.
Features of Application of a Combined Approach to the Evaluation of the Measurement Results Uncertainty.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 60–69.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-60-69

For citation:

P.S. Serenkov, V.L. Hurevich, T.K. Tolochko.
Features of Application of a Combined Approach to the Evaluation of the Measurement Results Uncertainty.
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 60–69.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-60-69

Introduction

A widespread recognition of uncertainty concept in metrology has initiated the development of new science-driven approaches, methods and means to achieve maximum efficacy of measurements (tests), for example, as for criteria "accuracy/labor intensity" at the stated level of confidence.

Until recently the main method for evaluation of measurement results uncertainty was considered as model approach, stated in GUM¹. Herewith this approach validity in fact is not guaranteed due to several reasons [1].

Technical reports of EUROLAB and other metrological organizations in last several years emphasize the use of empiric approach to evaluate the measurement results uncertainty as an alternative against the strict mathematic modeling [2–7]. The main argument for empiric approaches – considerable improvement of the efficacy of examination of the measurement process accuracy. Empiric approach is based on a quite trivial idea: full uncertainty evaluation can be reached in parallel with carrying out procedures that are mandatory for accredited laboratories, for example, for measurement method validation by intra- and interlaboratory examinations of method accuracy characteristics and quality control through laboratory participation in qualification check programs. As for empiric approach disadvantages we shall mention impossibility of the analysis of influence factors contributions into overall uncertainty of the measurement result, that does not allow to correct and improve the method.

The methodological base for empiric approach are standards^{2,3}. From legitimacy point of view, this approach has the same high status as the model one.

From efficacy point of view, the most rational is combined approach to estimating the measurement results uncertainty that envisages the participation of elementary as well as complex factors (grouped data) in the final integrated model [2–7]. Measuring

laboratories on the base of their experience prefer combined approach [2]. However, despite of obvious advantages, combined approach is rarely used in the measuring laboratories practice. The aim of this article is to provide scientific and methodical justification for combined approach correctness and analysis of its application possibilities in metrological practice.

Theoretical base for combined approach

Taking into account obvious equivalency of the empiric and model approaches it is logic to suppose their possible combination within a single measurement method.

The key aspect of the combined approach to estimating overall measurement result uncertainty is grouping of individual components of the measurement process (Figure 1a) or measurement process individual stages (Figure 1b).

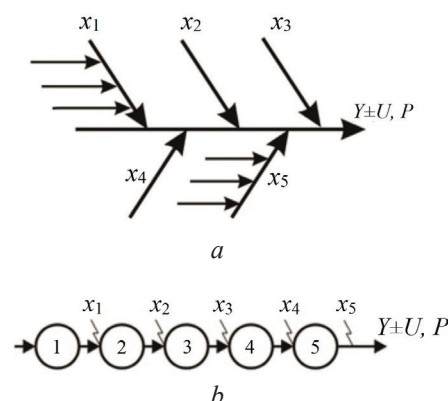


Figure 1 – Process of measurement of physical quantity Y as the total of "fragments": a – of involved quantities $x_1, \dots, x_5$; b – operations $x_1, \dots, x_5$

Identification and grouping of individual measurement process components as a variety of input quantities x_i , realize so-called "resource" approach to the evaluation of the overall uncertainty $u_c(Y)$ (Figure 1a).

Metrological practice knows a whole set of methods and ways that simplify the search and identification of included quantities x_i (Figure 1a):

– components of the overall measurement uncertainty in classic error theory: 1) instrumental, 2) methodical, 3) subjective, 4) measurement conditions;⁴

¹ISO/IEC Guide 98-3:2008, Uncertainty of measurement – Part 3: Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM:1995).

²ISO 5725-1:1994/Cor 1:1998, Accuracy (trueness and precision) of measurement methods and results – Part 1: General principles and definitions.

³ISO/TS 21748:2010, Guidance for the use of repeatability, reproducibility and trueness estimates in measurement uncertainty estimation.

⁴ГОСТ 8.010-2013, National system of measurement units ensurance (GSI). Measurement methods. General.

– main significant factors that determine the precision of the measurement method according to ISO 5725-3: 1) operator, 2) used equipment, 3) equipment calibration, 4) environment conditions, 5) time between measurements;⁵

– best metrological practices realized as cause-and-effect diagrams where sources of measurement result uncertainties are attributed to different parts of the measurement system, for example, S.W.I.P.E. (standard, workpiece, instrument, personnel-procedure, environment), P.I.S.M.O.E.A. (part, instrument, standard, method, operator, environment, assumptions) [8].

Identification and grouping of the measurement process individual stages as a variety of input quantities x_i realize so-called "process" approach to the evaluation of the total uncertainty $u_c(Y)$ (Figure 1b). The "process" approach for revealing factors as sources of uncertainty in the model of measurement task can be rationally applied in cases of complex measurement methods from the point of view of the quantity and expressiveness of process stages.

Complex methods are those, for example, like measurement methods in analytical chemistry, that suppose the presence of such typical, relatively individual stages as reference materials preparation, measuring equipment calibration, sample preparation and carrying out measurements [5–7].

Theoretical base for combined approach is linked to the second consequence of central limit theorem of the probability theory and mathematic statistics relating to complexation of random quantities dispersions.

The interpretation of this consequence in relation to the measurement process is provided in GUM¹: the total uncertainty $u_c(Y)$ of the measurement result Y , obtained by complexation of constituents – standard uncertainties $u(x_i)$ of the factors x_i ($i = 1, \dots, N$), involved in measurement process, according to the measurement model f is expressed as:

$$u_c(Y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N (df/dx_i)^2 u^2(x_i)} = \sqrt{\sum_{i=1}^N c_i^2 u^2(x_i)}, \quad (1)$$

where $c_i = (df/dx_i)$ – sensitivity factor $u(x_i)$.

⁵ISO 5725-3:1994, Accuracy (trueness and precision) of measurement methods and results – Part 3: Intermediate measures of the precision of a standard measurement method.

Note. Quantities x_i are random, normally distributed and not inter-correlated.

Let's suppose that measurement process for the quantity Y (see Figure 1a) includes five not inter-correlated influence factors x_1, x_2, x_3, x_4, x_5 . According to the second consequence formula (1) is valid, where $N = 5$. It is obvious, that we can consider as mathematically correct the following expression (1):

$$u_c(Y) = \sqrt{c_{(1+2+3)}^2 u_{(1+2+3)}^2 + c_4^2 u_4^2 + c_5^2 u_5^2}, \quad (2)$$

where $u_{(1+2+3)}$ is the intermediate total uncertainty of the measurement result Y , evaluated, for example, using empiric approach according to the results of measuring method validation via its intra-laboratory examination in accordance with the standard⁵. At that, as the result of measuring experiment we have determined standard deviation in intermediate conditions of precision $S_{R(1+2+3)}$ from three varying factors: measuring instrument – x_1 , operator – x_2 , time – x_3 . It can be stipulated that $u_{(1+2+3)} = S_{R(1+2+3)}$.

Standard uncertainties u_4 and u_5 for condition factors (x_4) and sample (x_5) correspondingly in the Formula (2) are assessed using the model approach. At that, standard uncertainty u_4 , for example, is evaluated by type *B* on the base of a priori laboratory knowledge, and standard uncertainty u_5 is assessed by type *A* by realization of one-factor experiment according to the GUM¹ approach.

The combined approach essence can be formulated as follows: during the process of evaluating the uncertainty of the result, the measurement process is conventionally divided into fragments, each of them is considered as individual object of evaluation. To determine the total uncertainty of each fragment result, model or empiric approach can be applied. Assessment of the total result uncertainty for entire measurement process $u_c(Y)$ is performed by complexation of assessments of individual total uncertainties of measurement results from all fragments according to the "law of uncertainties distribution" from the GUM approach¹.

Fields of combined approach rational application

It is obvious that the combined approach due to limits of theoretical, material, technical and economical nature, has specific rational fields of preferred application.

From our point of view, we can determine at least two typical cases of effective application of the combined approach to measurement results uncertainty evaluation: method of direct measurements and method of indirect measurements.

Case 1. Using a combined approach for the direct measurement method

Using of combined approach for the direct measurement method in most cases is not rational. As a rule, model of direct measurement according to GUM¹ is as follows:

$$Y = Y_{ind} + C_1 + C_2 + \dots + C_N,$$

where Y_{ind} – measurement instrument indication; C_i – corrections for input quantities influence; $i = 1, \dots, N$.

Uncertainty of the results of direct measurements can be evaluated by model or by empiric approaches. Here we shall exclude situations where combined approach is the rational one:

- measurements that involve variety of consecutive operations, for example, in the field of analytic chemistry;
- measurements within the test framework.

Tests have a special place here. As distinct from measurement process realized under normal conditions, testing process includes additional external factors determined by test conditions. Accordingly, test results uncertainty will be determined taking into account two main groups of standard uncertainty sources: 1) attributed to the measurement process under normal conditions; 2) attributed to additional factors of external influences. The last are reproduced and controlled (measured) within the framework of the measurement process. Therefore, we can see obvious availability of objective conditions for the combined approach application.

Let's consider features of combined approach application in such cases using an example.

Laboratory participates in inter-laboratory examinations within the framework of validation of the method of measurements of the UHF-signals power for UHF-equipment testing. During examinations, the laboratory used an instrument for measuring the absorbed power E4417A with a power sensor E9300A (manufacturer – "Keysight Technologies Microwave Products (M) Sdn Bhd", Malaysia). Measurements were performed in coaxial transmission line at the frequency 50 MHz at the points 1 mW and 10 mW, as well as within

frequency range from 10 MHz to 18 GHz at the point 1 mW. Reference value was realized using a reference power calibrator F1130 and a thermistor bridge 1806A (manufacturer – "Tegam", USA). Multimeter 3458A (manufacturer – "Agilent Technologies Inc.", USA) was used as measuring block.

According to the results of the measurements carried out under strictly approved conditions, the laboratory received participation certificate from provider, where method accuracy characteristics are stated. According to EUROLAB recommendations [2] the laboratory accepted the model of the total method uncertainty assessment:

$$u_c = S_{RW}, \quad (3)$$

where S_{RW} – the value of the standard deviation of inter-laboratory method reproducibility. And now this laboratory should have the full right to use this assessment in routine tests assigning this to the results of one-time measurements carried out. However, in this case, this solution is not correct, because the uncertainty of the measurement results depends on the factor "mistuning in measuring line", the value of what is determined via reflection factors of UHF-signal source and absorbed power meter.

Difference between the reflection coefficients of UHF-signal source applied during inter-laboratory examinations (power calibrator F1130 with measuring bridge 1806A) and the UHF-signal source used for routine measurements will be considered as an additional factor implying on the measurement result uncertainty [10–12].

I. e., in cases where conditions or objects under measurement in fact differ from those applied in inter-laboratory validation, additional examinations of measurement results uncertainty are required. For such cases, it is reasonable to use the standard³, that, according to the expanded statistical model of the measurement result, recommends revealing additional influencing factors by applying expert method. These factors should be evaluated and unified with the standard deviation of the inter-laboratory reproducibility S_{RW} . For this purpose, the standard³ recommends to use, instead of the model (3), expanded model of uncertainty assessment:

$$u_c = \sqrt{S_{RW}^2 + \sum_{i=1}^N c_i^2 u_i^2},$$

where $c_i u_i$ – contributions of additional influence factors, $i = 1, \dots, N$, that were not included in inter-laboratory comparisons process.

Examples of additional effects that were not taken into account in inter-laboratory comparisons but can significantly imply on the uncertainty of the results achieved by the laboratory using standardized method, can be like sampling and preparation conditions, measurement conditions and so on.

Assessments of standard uncertainties of the factors due to additional effects, as a rule, are determined using a model approach (by type *A* or *B*) or an empiric approach (by the method of intra-laboratory examinations [3]).

Case 2. Using a combined approach for indirect measurements

It is just the case where in order to assess the measurement results uncertainty it is reasonable to apply combined approach.

Algorithm for combined approach application is considered on the example of a method of measurement of the valid value of the direct current rate 10 A using multimeter 34401A (manufacturer – "Hewlett Packard", Germany). As the top multimeter limit for the current is 3 A, measurement method

supposes using measuring shunt *B3* (manufacturer – "Excelsiorwerk Rudolf Kiesewetter Messtechnik mbH", Germany) with nominal electrical resistance 10 mOhm. According to multimeter indications in measuring mode for direct current voltage and data on the valid value of the shunt resistance (provided in the calibration certificate for the shunt of type *B3*) by indirect method we examined the direct current rate. Measurement conditions were normal.

The model of indirect measurement of the direct current rate is as follows:

$$I = \frac{U}{R_{SH}}, \quad (4)$$

where *I* – valid value for the direct current rate, A; *U* – valid value of the voltage measured, V; *R_{SH}* – valid value of the shut resistance, Ohm.

To evaluate the uncertainty of the result of the measurement of direct current rate *I* we propose to use two-level algorithm to resolve this task taking into account hierarchic structure of the indirect measurement model (Figure 2).

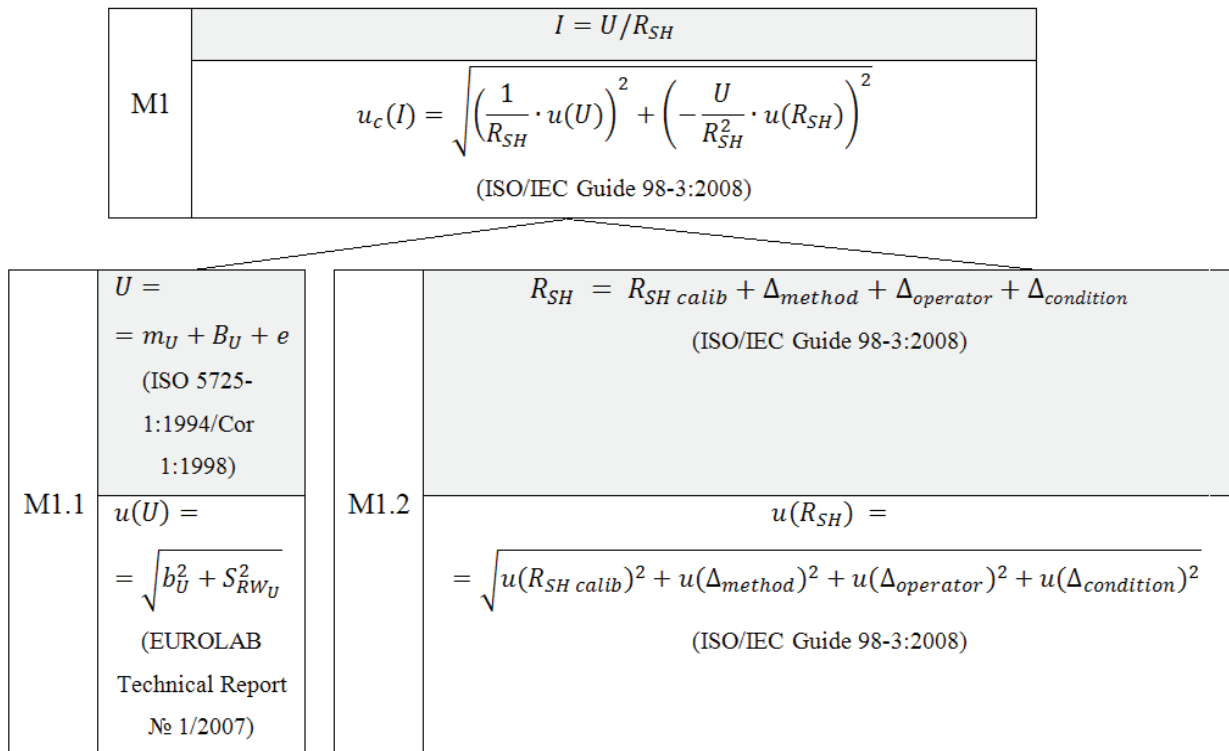


Figure 2 – Two-level algorithm for evaluating the uncertainty of the result of indirect measurement for direct current *I* using a combined approach. First level: M1 – model of the result of indirect measurement for direct current *I* and its uncertainty $u_c(I)$. Second level: M1.1 – model of the result of direct measurements of the voltage *U* and its uncertainty $u(U)$; M1.2 – model of the valid value of the shunt *R_{SH}* resistance and its uncertainty $u(R_{SH})$

First level of the task of evaluating the uncertainty $u_c(I)$ for the results of indirect measurements of I supposes model approach application. This selection is due to availability of the measurement model I , which has the status of a physical law. It shall be noted, that the proposed two-level algorithm for estimating the uncertainty of indirect measurements results, allows for the first level of the task, not to include into measurement model (4) factors affecting the direct measurement results U and R_{SH} . They will be taken into account at the second level of solving the assessment task.

Model for evaluating the overall measurement result uncertainty (model M1 on the Figure 2) is formed according to the algorithm "8 steps" GUM¹.

$$u_c(I) = \sqrt{\left(\frac{1}{R_{SH}} \cdot u(U)\right)^2 + \left(-\frac{U}{R_{SH}^2} \cdot u(R_{SH})\right)^2}. \quad (5)$$

This formula leaves as unknown standard uncertainties $u(U)$ and $u(R_{SH})$, that are obviously represent complex assessment of the uncertainty of the results of direct measurements of the values U and R_{SH} .

Second level of the task of estimating the uncertainty of the result of indirect measurements of the valid value of the direct current rate I supposes self-sustained resolving of the tasks of estimating the uncertainties $u(U)$ and $u(R_{SH})$ of the results of direct measurements of quantities U and R_{SH} , included in the Formula (5).

Task 1 (model M1.1, Figure 2). Assessment of the uncertainty $u(U)$ of the results of measurements by direct method as for direct current voltage value U .

Laboratory has already performed validation of the direct current voltage U method of measurement. Validation method is an intra-laboratory examination of the method accuracy characteristics (bias and precision) according to the standards ISO 5725 series (Accuracy (trueness and precision) of measurement methods and results, Part 1 – Part 6). Thus, to estimate the total uncertainty $u(U)$, it is reasonable to apply an empiric approach, where the assessment model is as follows [3]:

$$u(U) = \sqrt{b_U^2 + S_{RWU}^2}, \quad (6)$$

where b_U – assessment characterizing uncertainty fraction associated with the bias of the results of direct measurement of the direct current voltage [3]; S_{RWU} – standard deviation of the results

of method examination under conditions of intra-laboratory reproducibility, assessed according to the standard⁵.

Evaluation of the constituent b_U (6). In this example, b_U was evaluated at the point 100 mV on the basis of experimental data obtained during intra-laboratory method examinations using, as standard, multimeter 3458A (manufacturer "Agilent Technologies Inc.", USA). Value of b_U was expressed as follows [3]:

$$b_U = \sqrt{\Delta_{st}^2 + U_{ref}^2 + \left(\frac{S_{rw}}{n}\right)^2},$$

where Δ_{st} – average deviation of repeated measurement results from the corresponding standard value minus correction; U_{ref} – assessment of the standard value uncertainty (obtained from the calibration certificate of the standard – multimeter 3458A); S_{rw} – standard deviation of the repeated measurement's results n , determined within the framework of the method validation according to the standard⁵.

Note. Δ_{st} can be considered as an analogue of non-excluded systematic constituent of the measurement error, that is assessed as follows:

$$\Delta_{st} = \Delta - \Delta_{corr},$$

where Δ – method bias determined within the framework of validation method, Δ_{corr} – method correction significant for the stated level of confidence probability. In theory, $\Delta_{st} \approx 0$.

Evaluation of the constituent S_{RWU} (6). Criteria for the correctness of the S_{RWU} assessment is its representativeness, i. e. the value of S_{RWU} must include influence effects from all significantly implying factors in laboratory that a priori are not known if full.

At the first stage, in order to examine and assess S_{RWU} , we recommend to accept the base statistic model of the direct measurements result U (M1.1 on the Figure 2) according to the standard⁵:

$$U = m_U + B_U + e, \quad (7)$$

where m_U – overall average value of the measurement result (expectancy); B_U – laboratory bias constituent; e – bias constituent, arising at each measurement under repeatability conditions.

Summand B_U is a fixed complex of influencing factors-corrections: different operators – B_1 , different measuring instruments – B_2 , different measure-

ment time – B_3 , repeated calibration (validation) of measuring instruments – B_4 . Variation of these factors forms conditions for intra-laboratory method repeatability. According to the results of a measurement experiment carried out within

the framework of method validation in strict accordance with hierarchical plan (Figure 3), that takes into account laboratory factors ($B_1 - B_4$), method standard deviation value $S_{R(B_1-B_4)}$ under repeatability conditions was obtained.

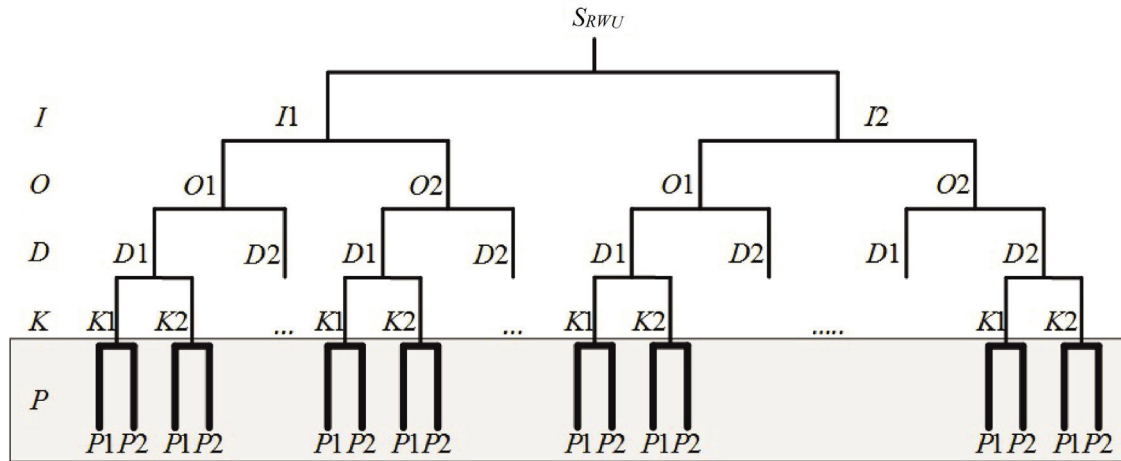


Figure 3 – Basic and corrected (expanded) plan of measuring experiment for examination the precision of the method of measuring of direct current voltage U in the laboratory (L) according to ISO 5725-3:1994. Variety factors: I – measuring instrument; O – operator; D – date of measurements; K – measuring instruments calibration; P – sample. Main plan – light background; expanded plan – light and grey background

It is reasonable to carry out the analysis of the correctness of the results of a measuring experiment using the method of dispersion analysis (software package STATISTICA can be applied) [13, 14]. During this analysis, the following can be determined:

- Required dispersion of measurement results $S_{R(B_1-B_4)}^2$ associated with conditions of intra-laboratory reproducibility (B_1-B_4);
- Residual dispersion S_e^2 associated with factors not taken into account in the model (7) (summand e).

Decision on the representativeness of the obtained value $S_{R(B_1-B_4)}$ is supposed to be accepted taking into account the criteria of fullness and non-redundancy:

– If $S_{R(B_1-B_4)} > S_e$ – accepted statistical measurement model (7) is adequate, assessment $S_{R(B_1-B_4)}$ is representative and can be used in model (6) for the assessment of the uncertainty $u(U)$ as summand S_{RWU} . Further method examination is inappropriate.

– If $S_{R(B_1-B_4)} \leq S_e$ – statistical measurement model (7) is non-adequate, assessment $S_{R(B_1-B_4)}$ is not representative, i. e., it does not reflect contributions of all significant factors of the laboratory and thus can not be used in model (6) for the assessment of the uncertainty $u(U)$ as summand S_{RWU} . Additional examinations of the direct measurement process U are required.

In the last case, statistical measurement model (7) shall be revised. For this, it is necessary to organize the second stage of examinations. It is reasonable to take as a base an expanded statistical measurement model according to the standard³:

$$U = m_U + B_U + \sum (c_i x_i) + e, \quad (8)$$

where, in addition to (7) the summand $\sum (c_i x_i)$ presents additional factors revealed during detailed examination of the direct measurement method U .

As the most rational ways of revealing all influencing factors x_i in (8) we can recommend methods for constructing cause-and-effect diagrams according to the methods S.W.I.P.E., P.I.S.M.O.E.A. [8]. Next, taking into account new revealed factors $c_i x_i$ we shall implement changes into the hierarchic plan of the measurement experiment and realize it at the points according to the new plan positions. Figure 3 provides an example of correction of the plan of validation experiment due to revealing of an additional influence factor $B_5 - P$ (sample).

Dispersion analysis of the results of cumulative measurement experiment (factors B_1-B_5) will allow to determine the corrected values $S_{R(B_1-B_5)}$ and S_e .

For the final decision on representativeness of the estimate $S_{R(B_1-B_5)}$ we shall apply the criteria of fullness and non-redundancy once again. If the

expanded statistical measurement model (8) is still not correct, in order to reveal additional influence factors we can recommend more complex searching methods, for example, functional modeling of the measurement process according to the methodology IDEFO [9].

Finally, verified according to representativeness condition assessment $S_{R(B1-B5)}$ can be used in Formula (6) as a summand S_{RWI} . Assessment of the uncertainty $u(U)$ for direct current voltage measurements U , obtained from Formula (6) according to method validation results, can be considered as correct.

Task 2 (model M1.2, Figure 2). Assessment of the uncertainty $u(R_{SH})$ of the valid value of the shunt resistance R_{SH} .

To evaluate $u(R_{SH})$ it is reasonable to use model approach. To create an adequate measurement model, the laboratory realized an approach based on the application of cause-and-effect diagrams. For identification of included quantities x_i the laboratory used classification of the constituents of the total measurement uncertainty from the classical error theory⁴: 1) instrumental, 2) methodological, 3) subjective, 4) measurement conditions. Further expert analysis of these constituents allowed to state the following:

- possible methodological Δ_{method} and subjective $\Delta_{operator}$ factors, that influence the shunt accuracy, are negligible;

- among the factors of measurement conditions $\Delta_{condition}$ potentially significant factor "temperature" is identified. However, taking into account the fact, that routine measurements will be carried out under normal conditions, the factor "temperature" is recognized as only slightly influencing shunt accuracy characteristics.

As the result, the final measurement model is as follows:

$$R_{SH} = R_{SH \text{ calib}},$$

where $R_{SH \text{ calib}}$ – valid value of the shunt resistance R_{SH} obtained from calibration certificate. Hence, correct model of uncertainty of the resistance value reproduced by the shunt according to GUM¹ is as follows:

$$u(R_{SH}) = u(R_{SH \text{ calib}}),$$

where the value $u(R_{SH \text{ calib}})$ is also obtained from the calibration certificate (by type B).

After obtaining reliable uncertainty estimates for direct measurements results $u(U)$ and $u(R_{SH})$ it is necessary to return to the first stage of the resolution of the task of the evaluating the indirect measurements results uncertainty (model M1, Figure 2). Values $u(U)$ and $u(R_{SH})$ are substituted in the Formula (5), that then gives assessment of $u_c(I)$ looked for. Therefore, the task is solved with maximum level of rationality and correctness.

Conclusion

Thus it can be stipulated, that a correct estimation of the measurements results uncertainty by a specific method can be carried out using a combined approach, efficacy and universality of which is described in this article. Any measurement process can be conventionally divided into fragments – combination objects (resource components of the measurement process or its individual operations), each from shall be considered as individual evaluation element. In order to assess intermediate total uncertainty of each object of combining, we can equivalently select a model approach or an empiric approach. This selection is mainly based on efficacy of solving the problem. To improve empiric approach validity the sufficiency criteria of the measurement method uncertainty examination is recommended. Evaluation of the total uncertainty of the final measurement result should be done by complexation of assessments of individual total uncertainties of the results of all fragments according to the "law of errors distribution" of the GUM approach.

References

1. Efremova N.Y. [Measurement uncertainty. Creation, current state and perspectives for uncertainty concept development]. *Metrologiya i priborostroenie* [Metrology and instrument making], 2016, no. 3, pp. 7–17 (in Russian).
2. *EUROLAB Technical Report No. 1/2002: Measurement Uncertainty in Testing*. EUROLAB, 2002. Available at: <http://www.eurolab.org>
3. *EUROLAB Technical Report No. 1/2006: Guide to the Evaluation of Measurement Uncertainty for Quantitative Test Results*. EUROLAB, 2006. Available at: <http://www.eurolab.org>
4. *EUROLAB Technical Report No. 1/2007: Measurement uncertainty revisited: Alternative approaches to uncertainty evaluation*. EUROLAB, 2007. Available at: <http://www.eurolab.org>

5. Ramsey M.H., Ellison S.L.R., Rostron P. Eurachem/EUROLAB/CITAC/Nordtest/AMC Guide: Measurement uncertainty arising from sampling: a guide to methods and approaches. Second Edition, Eurachem, 2019. Available at: <http://www.eurachem.org>
6. Ellison S.L.R., Williams A. Eurachem/CITAC Guide: Quantifying Uncertainty in Analytical Measurement, Third edition, Eurachem, 2012. Available at: <http://www.eurachem.org>
7. Zakharov I.P., Vodotyka S.V. [Estimation of measurement uncertainty: evolution of the regulatory framework and basic approaches]. *Sistemy obrabotki informacii* [Information Processing Systems], 2009, no. 53, pp. 9–14 (in Russian).
8. AIAG. Measurement Systems Analysis, MSA (4th ed.). Automotive Industry Action Group, 2010. Available at: <http://www.aiag.org>
9. Serenkov P.S., Zhagora N.A., Savkova E.N. [Scientific and methodical aspects of modern metrology]. *Metrologiya i priborostroenie* [Metrology and instrument making], 2010, no. 2, pp. 13–21 (in Russian).
10. Dvoryashin B.V. *Metrologiya i radioizmereniya* [Metrology and radio-measurements]. Academy, 2005, 297 p.
11. Sharov G.A., Kostrikin A.M., Gusinsky A.V. *Vektornye analizatory cepej millimetrovyyh voln: Monografiya. V 3 ch. CH. 1 : Osnovnye ponyatiya i predstavleniya teorii preobrazovaniya signalov i spektral'nogo analiza* [Vector millimeter wave network analyzers: monograph: in 3 parts. Part 1: Basic concepts and concepts of the theory of signal conversion and spectral analysis]. BSUIR, 2004, 214 p.
12. Andronov E.V., Glazov G.N. *Teoreticheskij apparat izmerenij na SVCH. T. 1 Metody izmerenij na SVCH* [The theoretical apparatus of UHV-signal measurements: Vol. 1. Methods of measurements on the microwave]. TML-Press, 2010, 804 p.
13. Serenkov P.S., Zhagora N.A., Najdenova V.I., Fufaeva O.V., Pavlov K.A. [Combined approach to measurement result uncertainty assessment within the framework of intra-laboratory examination of MMC]. *Metrologiya i priborostroenie* [Metrology and instrument making], 2013, no. 3, pp. 15–23 (in Russian).
14. StatSoft, Inc. Electronic Statistics Textbook. StatSoft, 2013. Available at: <http://www.statsoft.com/textbook>

УДК: 621.383

Методика снижения потерь информации в асинхронном двоичном однофотонном канале связи с приёмником на основе счётчика фотонов

А.М. Тимофеев

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
ул. П. Бровки, 6, г. Минск 220013, Беларусь

Поступила 22.01.2020

Принята к печати 03.03.2020

Приёмные модули однофотонных систем связи при измерении маломощных оптических сигналов должны обеспечивать наименьшие потери передаваемой информации. В этой связи целесообразно использовать счётчики фотонов, которые являются высокочувствительными, однако характеризуются ошибками регистрации данных. Цель работы – разработать методику определения интенсивности регистрируемого оптического излучения в канале однофотонной связи с приёмным модулем на основе счётчика фотонов, позволяющую уменьшить вероятность ошибочной регистрации передаваемых двоичных символов.

Разработаны методика снижения потерь информации в асинхронном двоичном однофотонном канале связи с приёмником на основе счётчика фотонов и устройство, её реализующее. Данная методика основана на использовании статистических распределений смеси числа темновых и сигнальных импульсов, полученных на выходе счётчика фотонов при регистрации двоичных символов «0» $P_{st0}(N)$ и «1» $P_{st1}(N)$. Сущность методики заключается в определении интенсивностей оптических сигналов для передачи двоичных символов («0» и «1») и пороговых уровней N_1 и N_2 импульсов, зарегистрированных на выходе счетчика фотонов. Обоснован выбор параметра

$$K_P = \left[1 - \sum_{N=N_1}^{N_2} P_{st0}(N) + \sum_{N=0}^{N_2} P_{st1}(N) \right] / \left[1 + \sum_{N=N_1}^{N_2} P_{st0}(N) - \sum_{N=0}^{N_2} P_{st1}(N) \right]$$
 в качестве критерия для реализации методики.

Методика позволяет определить нижний и верхний пороговые уровни зарегистрированных импульсов, а также интенсивности оптических сигналов при передаче двоичных символов, обеспечивающие уменьшение вероятности ошибочной регистрации двоичных данных.

Ключевые слова: счётчик фотонов, канал однофотонной связи, вероятность ошибочной регистрации двоичных символов.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-70-81

Адрес для переписки:

А.М. Тимофеев
Белорусский государственный университет информатики
и радиоэлектроники,
ул. П. Бровки, 6, г. Минск 220013, Беларусь
e-mail: tamvks@mail.ru

Address for correspondence:

A.M. Timofeev
Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics,
Brovki str. 6, Minsk, 220013, Belarus
e-mail: tamvks@mail.ru

Для цитирования:

А.М. Тимофеев.
Методика снижения потерь информации
в асинхронном двоичном однофотонном канале связи
с приёмником на основе счётчика фотонов.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 70–81.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-70-81

For citation:

A.M. Timofeev.
[Method of Achieving the Least Loss of Information in an
Asynchronous Binary Single-Photon Communication Channel
with a Receiver Based on a Photon Counter].
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 70–81 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-70-81

Method of Achieving the Least Loss of Information in an Asynchronous Binary Single-Photon Communication Channel with a Receiver Based on a Photon Counter

A.M. Timofeev

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics,
Brovki str. 6, Minsk 220013, Belarus

Received 22.01.2020

Accepted for publication 03.03.2020

Abstract

Receiving modules of single-photon communication systems should provide the smallest loss of transmitted information when measuring low-power optical signals. In this regard, it is advisable to use photon counters. They are the most highly sensitive, but characterized by data recording errors. The aim of this work was to develop a method for determining the intensity of recorded optical signal in a single-photon communication channel with a receiving module based on a photon counter, which ensures the least probability of erroneous registration of transmitted binary symbols.

Methods of achieving the least loss of information in asynchronous photon binary communication channel with a receiver-based photon counter has been developed. A device for implementing this methods has been created. The method is based on using the statistical distribution of the mixture of the number of dark and signal pulses received at the output of the photon counter when registering binary symbols "0" $P_{st0}(N)$ and symbols "1" $P_{st1}(N)$. The essence of the method consists in determining the intensities of optical signals for transmitting binary symbols ("0" and "1") and threshold levels of the pulses N_1 and N_2 registered

at the output of the photon counter. Selecting $K_P = \left[1 - \sum_{N=N_1}^{N_2} P_{st0}(N) + \sum_{N=0}^{N_2} P_{st1}(N) \right] / \left[1 + \sum_{N=N_1}^{N_2} P_{st0}(N) - \sum_{N=0}^{N_2} P_{st1}(N) \right]$

as a criterion for the implementation of the method has been proved.

The method allows to determine the lower and upper threshold levels of recorded pulses and the intensity of optical signals in the transmission of binary data. Moreover, the probability of erroneous registration of binary symbols is minimal.

Keywords: photon counter, single-photon communication channel, probability of erroneous registration of binary symbols.

DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-70-81

Адрес для переписки:

А.М. Тимофеев
Белорусский государственный университет информатики
и радиоэлектроники,
ул. П. Бровки, 6, г. Минск 220013, Беларусь
e-mail: tamvks@mail.ru

Для цитирования:

А.М. Тимофеев.
Методика снижения потерь информации
в асинхронном двоичном однофотонном канале связи
с приёмником на основе счётчика фотонов.
Приборы и методы измерений.
2020. – Т. 11, № 1. – С. 70–81.
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-70-81

Address for correspondence:

A.M. Timofeev
Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics,
Brovki str. 6, Minsk, 220013, Belarus
e-mail: tamvks@mail.ru

For citation:

A.M. Timofeev.
[Method of Achieving the Least Loss of Information in an
Asynchronous Binary Single-Photon Communication Channel
with a Receiver Based on a Photon Counter].
Devices and Methods of Measurements.
2020, vol. 11, no. 1, pp. 70–81 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2020-11-1-70-81

Введение

Одной из наиболее важных задач, решаемых при построении современных инфокоммуникационных систем связи, является создание высоконадёжного оборудования, характеризующегося наименьшими потерями передаваемой информации [1–4]. Эта задача особенно актуальна в случае, когда информационную безопасность передаваемых данных необходимо обеспечить за счёт применения предельно слабого оптического излучения со средним числом фотонов не более нескольких десятков на каждый передаваемый бит (символ) [3–12]. Такие системы однофотонной связи характеризуются абсолютной скрытностью и конфиденциальностью передаваемой информации. Однако для их реализации необходимо использовать высокочувствительные приёмные модули, например, счётчики фотонов [3–15]. В противном случае регистрация маломощного оптического излучения становится невозможной.

Отметим, что при построении счётчиков фотонов достаточно часто используют лавинные фотоприёмники. Объясняется это тем, что лавинные фотоприёмники по большинству своих характеристик и некоторых особенностей создания и практического применения превосходят другие фотоприёмники, например, фотоэлектронные умножители, многоканальные усилители, горячие электронные болометры, сверхпроводящие переходы Джозефсона, сенсоры граничного перехода и квантовые точки [6, 14–18].

При регистрации оптической информации посредством счётчиков фотонов, построенных на базе лавинных фотоприёмников, в канале однофотонной связи могут появляться ошибки. Возможными причинами этих ошибок являются ненулевое «мёртвое» время счётчика фотонов, а также его квантовая эффективность регистрации, меньшая единицы [3–6, 17–22].

«Мёртвое» время счётчика фотонов – это время, в течение которого счётчик фотонов не чувствителен к падающему на него оптическому излучению. Под квантовой эффективностью регистрации счётчика фотонов будем понимать отношение числа зарегистрированных фотонов оптического излучения к общему числу поступивших фотонов [3–6].

Поскольку интенсивность регистрируемого оптического излучения влияет как на «мёртвое» время счётчика фотонов, так и на

его квантовую эффективность регистрации, она также влияет и на потери передаваемой информации.

Однако в литературных источниках отсутствует методика определения интенсивности регистрируемого оптического излучения при передаче информации в канале однофотонной связи, содержащем в качестве приёмного модуля счётчик фотонов на базе лавинного фотоприёмника, позволяющая уменьшить вероятность ошибочной регистрации двоичных данных.

Объектом исследования являлся асинхронный двоичный несимметричный однородный волоконно-оптический канал связи без памяти и со стиранием, содержащий в качестве приёмного модуля счётчик фотонов на базе лавинного фотоприёмника ФД-115Л, включённый по схеме пассивного гашения лавины. Выбор в качестве объекта исследования такого канала связи обусловлен тем, что его использование не требует наличия дополнительных линий связи для передачи и приёма синхросигналов [3, 4]. Схема пассивного гашения имеет меньшую погрешность измерений регистрируемого излучения благодаря отсутствию принудительного гашения лавинного пробоя, что выгодно её отличает от других схем – активного гашения и импульсного смещения p - n -перехода (со стробированием). Фотоприёмники ФД-115Л используются для работы в ближнем ИК-диапазоне и за счёт применяемого при их изготовлении кремниевого полупроводникового материала характеризуются меньшими шумами, связанными с умножением носителей, и лучшей пороговой чувствительностью по сравнению с германиевыми и галлиевыми фотоприёмниками. Также следует отметить, что кремниевые лавинные фотоприёмники позволяют реализовывать режим счёта фотонов при комнатных температурах [14].

Предметом исследования являлось определение критерия выбора интенсивностей регистрируемых оптических излучений при передаче двоичных символов («0» и «1»).

Целью данной работы являлась разработка методики определения интенсивности регистрируемого оптического излучения в канале однофотонной связи с приёмным модулем на основе счётчика фотонов, позволяющей уменьшить вероятность ошибочной регистрации передаваемых двоичных символов.

Математическая модель асинхронного однофотонного канала связи

Вначале определим выражения для расчёта вероятностей ошибочной регистрации двоичных символов «0» и «1». Для этого воспользуемся математической моделью канала связи [4].

Дальнейшие рассуждения будут основаны на том, что передача информации осуществляется по однофотонному каналу связи посредством двоичных символов «0» и «1», вероятности появления которых на входе и выходе канала связи равны соответственно $P_s(0)$, $P_s(1)$ и $P'_s(0)$, $P'_s(1)$. Вероятность того, что при передаче символа «0» или «1» на выходе счётчика фотонов не будет зарегистрировано ни символа «0», ни символа «1», обозначим как $P'_s(-)$. Таким образом, алфавит кодовых слов на входе рассматриваемого канала связи не совпадает с алфавитом кодовых слов на его выходе, вероятность приёма двоичного символа («0» или «1») либо отсутствия символа на выходе канала связи не зависит ни от того, какой символ был на входе канала, ни от ранее принятых символов, причём при передаче двоичного символа («0» или «1») на выходе канала может быть не зарегистрировано ни символа «0», ни символа «1». Следовательно, такой канал связи является дискретным двоичным несимметричным однородным без памяти и со стиранием [23]. Всеми потерями информации, за исключением потерь в счётчике фотонов, пренебрегаем.

Вероятности ошибочной регистрации двоичных символов «0» и «1» рассматриваемого канала связи равны соответственно [24]:

$$P_{ou0} = 1 - \sum_{N=N_1}^{N_2} \frac{[(n_t + n_{s0})(\Delta t - \tau_d)]^N \exp[-(n_t + n_{s0})(\Delta t - \tau_d)]}{N!}, \quad (1)$$

$$P_{ou1} = \sum_{N=0}^{N_2} \frac{[(n_t + n_{s1})(\Delta t - \tau_d)]^N \exp[-(n_t + n_{s1})(\Delta t - \tau_d)]}{N!}, \quad (2)$$

где N_1 и N_2 – нижний и верхний пороговые уровни регистрации соответственно; n_t – средняя скорость счёта темновых импульсов на выходе счётчика фотонов; n_{s0} и n_{s1} – средние скорости счёта сигнальных импульсов на выходе счётчика фотонов при передаче символов «0» и «1» соответственно; Δt – среднее время однофотонной передачи; τ_d – средняя длительность «мёртвого» времени продлевающегося типа.

Нижний и верхний пороговые уровни регистрации – это соответственно наименьшее и наибольшее число зарегистрированных на выходе

счётчика фотонов импульсов, при котором делается вывод, что передан символ «0». При превышении зарегистрированных импульсов числа N_2 делается вывод, что передан символ «1», а при регистрации импульсов в количестве, меньшем, чем N_1 , принимается решение, что символ отсутствует [3, 4].

Темновые и сигнальные – это импульсы, которые появляются на выходе счётчика фотонов соответственно в отсутствии оптического сигнала и в результате воздействия фотонов регистрируемого излучения [6, 14].

Скорость счёта темновых импульсов определяется как число импульсов, формирующихся на выходе приёмного модуля в единицу времени, когда регистрируемое оптическое излучение отсутствует [3, 4, 14]. Чем большее число темновых импульсов будет образовываться в единицу времени, тем больше вероятность того, что будет принят символ «1» при передаче символа «0». Скорость счёта сигнальных импульсов определяется как число импульсов, формирующихся на выходе приёмного модуля в единицу времени при воздействии фотонов излучения. Для оценки скоростей счёта темновых и сигнальных импульсов используют их средние значения [3, 4, 14].

Таким образом, когда на счётчик фотонов подаётся оптическое излучение при регистрации двоичных символов, на его выходе формируется смесь числа темновых и сигнальных импульсов.

Важно отметить, что счётчик фотонов, построенный на базе лавинного фотоприёмника с включением по схеме пассивного гашения лавины, характеризуется «мёртвым» временем продлевающегося типа [14]. Длительность «мёртвого» времени продлевающегося типа зависит от интенсивности оптического излучения, поэтому для оценки этого времени используют его среднее значение. Учитывая то, что регистрирующая аппаратура, входящая в состав счётчика фотонов, как правило, имеет «мёртвое» время много меньшее, чем «мёртвое» время лавинного фотоприёмника [14], длительностью «мёртвого» времени регистрирующей аппаратуры пренебрегаем, и при дальнейших рассуждениях его рассматривать не будем.

Согласно [24], каждая из вероятностей P_{ou0} и P_{ou1} имеет две составляющие.

Первая составляющая определяет вероятность того, что при регистрации двоичных символов («0» для P_{ou0} или «1» для P_{ou1})

счётчиком фотонов будет зарегистрировано импульсов меньше, чем нижний пороговый уровень N_1 [24]. Следовательно, эта составляющая для P_{out0} и P_{out1} может быть определена как вероятность того, что при приёме двоичных данных на выходе канала связи не будет зарегистрировано ни символа «0», ни символа «1», в то время как на входе канала связи был сформирован символ «0» и символ «1» соответственно. Обозначим первую составляющую вероятности P_{out0} как $P(-/0)$, а первую составляющую вероятности P_{out1} как $P(-/1)$.

Вторая составляющая для вероятностей P_{out0} и P_{out1} равна соответственно вероятности регистрации на выходе канала связи импульсов больше, чем верхний пороговый уровень, и в диапазоне N_1-N_2 [24]. Следовательно, эта составляющая вероятности P_{out0} определяет вероятность регистрации на выходе канала связи символа «1» при наличии на его входе символа «0», а для P_{out1} – вероятность регистрации на выходе канала связи символа «0» при наличии на его входе символа «1». Обозначим вторую составляющую вероятности P_{out0} и P_{out1} как $P(1/0)$ и $P(0/1)$ соответственно.

Следовательно, вероятности ошибочной регистрации двоичных символов «0» и символов «1» также могут быть рассчитаны следующим образом:

$$P_{out0} = 1 + \sum_{N=0}^{N_1-1} P_{st0}(N) - \sum_{N=0}^{N_2} P_{st0}(N) = P(-/0) + P(1/0); \quad (3)$$

$$P_{out1} = \sum_{N=0}^{N_1-1} P_{st1}(N) + \sum_{N=N_1}^{N_2} P_{st1}(N) = P(-/1) + P(0/1), \quad (4)$$

где $P_{st0}(N)$ и $P_{st1}(N)$ – статистические распределения смеси числа темновых и сигнальных импульсов на выходе счётчика фотонов при регистрации двоичных символов «0» и «1» соответственно.

Вероятности регистрации символов «0» и «1» при наличии на входе канала связи символов «0» и «1» равны соответственно $P(0/0) = 1 - P_{out0}$ и $P(1/1) = 1 - P_{out1}$.

Описание установки для получения статистических распределений импульсов на выходе канала связи

Выражения (3) и (4) позволяют оценить вероятности ошибочной регистрации двоичных символов «0» и «1» на основе измеренных

статистических распределений смеси числа темновых и сигнальных импульсов на выходе счётчика фотонов $P_{st0}(N)$ и $P_{st1}(N)$. Эти распределения могут быть получены с использованием установки, структурная схема которой приведена на рисунке.

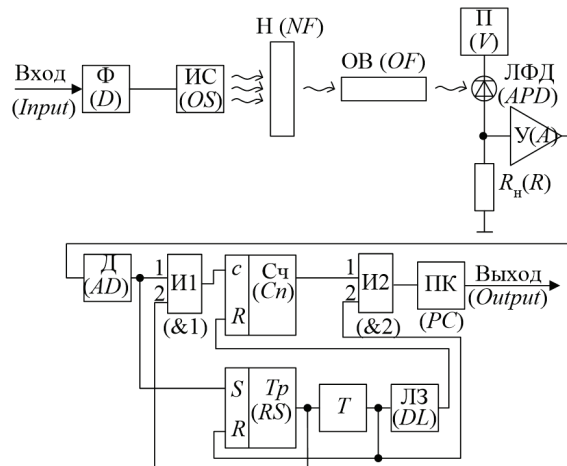


Рисунок – Структурная схема установки для получения статистических распределений импульсов на выходе счётчика фотонов: Ф – формирователь данных; ИС – источник оптического сигнала; Н – нейтральный светофильтр; ОВ – оптическое волокно; ЛФД – лавинный фотодиод; П – источник постоянного напряжения; R_n – нагрузочный резистор; У – усилитель; Д – амплитудный дискриминатор; И1 и И2 – логические элементы «И»; Сч – счётчик импульсов; Тр – RS-триггер; ПК – персональный компьютер; Т – таймер; ЛЗ – линия задержки

Figure – Block diagram of the setup for obtaining statistical distributions of pulses at the output of the photon counter: D – data shaper; OS – optical signal source; NF – neutral filter; OF – optical fiber; APD – avalanche photodiode; V – constant voltage source; R – resistor; A – amplifier; AD – amplitude discriminator; &1, &2 – logic elements "AND"; Cn – pulse counter; RS – RS-trigger; PC – personal computer; T – timer; DL – delay line

На вход установки, показанной на рисунке, подавались как символы «0», так и символы «1». Причём количество этих символов подбиралось таким, при котором вероятности их появления на входе канала связи оказывались равными 0,5. Такой подход позволяет обеспечивать наиболее высокую пропускную способность рассматриваемого канала связи [4, 23].

Установка содержит передающий и приёмные модули, соединённые через оптическое волокно ОВ. Передающий модуль установки работает в режиме асинхронной передачи информации.

Он включает в себя формирователь данных Ф, источник оптического сигнала ИС и нейтральный светофильтр Н. Вход передающего модуля является входом установки.

Передающий модуль установки функционирует следующим образом.

Формирователь данных Ф кодирует поступающие на его вход импульсы, которые представляют собой двоичную последовательность, таким образом, что символам «0» и «1» соответствуют прямоугольные импульсы длительностью Δt и напряжением U_1 и U_2 соответственно ($U_1 < U_2$). Причём между каждой парой символов находится так называемый «защитный» временной интервал $t_3 = \tau_b - \Delta t$, где τ_b – средняя длительность передачи одного бита (символа). В течение времени t_3 сигнал на выходе формирователя данных Ф отсутствует.

Затем с выхода формирователя данных Ф импульсы поступают на вход источника оптического сигнала с пуассоновской статистикой фотонов ИС, в качестве которого использовался светодиод АЛ307А с длиной волны 665 нм и номинальной силой света 0,15 мкд.

На выходе источника ИС формируется оптический сигнал длительностью Δt и интенсивностью J_0 под воздействием на его вход напряжения U_0 . При появлении на входе источника ИС импульса с напряжением U_1 на его выходе генерируется оптический сигнал длительностью Δt и интенсивностью J_1 ($J_0 < J_1$).

Оптическое излучение с выхода источника оптического сигнала ИС поступает через нейтральный светофильтр Н, обеспечивающий ослабление мощности оптического сигнала, на выход передающего модуля и далее в оптическое волокно ОВ.

Из оптического волокна ОВ излучение подаётся на приёмный модуль установки, в состав которого входят источник постоянного напряжения П, лавинный фотодиод ЛФД, нагрузочный резистор R_n , усилитель У, амплитудный дискриминатор Д, логические элементы «И1» и «И2», счетчик импульсов Сч, RS-триггер Тр, таймер Т, линия задержки ЛЗ и персональный компьютер ПК.

Приёмный модуль установки работает в режиме асинхронного приёма информации следующим образом. Из оптического волокна ОВ излучение подаётся на лавинный фотодиод ЛФД, в качестве которого использован лавинный фотоприёмник ФД-115Л. Реализация режима

счёта фотонов и включение лавинного фотоприёмника ЛФД по схеме пассивного гашения лавинного пробоя выполнялись по методике, описанной в [25]. На ЛФД от источника постоянного напряжения питания П подается напряжение обратного смещения $U_{\text{пит}}$. Величина этого напряжения выбиралась близкой или превышающей напряжение лавинного пробоя p - n -перехода ЛФД $U_{\text{пр}}$, что контролировалось вольтметром. При такой величине напряжения обратного смещения через ЛФД протекают импульсы тока, обусловленные возникновением пробоя по локальным каналам p - n -перехода – микроплазм.

Появление таких микроплазм может быть либо вызвано носителем заряда, образованным под действием фотона оптического излучения, либо обусловлено термогенерацией.

Количество этих импульсов прямо пропорционально энергии оптического импульса, которая равна произведению мощности оптического сигнала на время Δt . Количество однофотонных импульсов N также прямо пропорционально числу фотонов в импульсе.

Таким образом, на выходе лавинного фотодиода ЛФД за время передачи символа Δt формируется различное количество электрических импульсов при наличии на его входе символов «0» и «1», так как они передаются импульсами различной мощности. При этом количество электрических импульсов прямо пропорционально мощности оптического излучения, а в отсутствии потерь передаваемой информации максимальное число однофотонных импульсов ЛФД, сформированных за время Δt при передаче символа «0», будет меньше, чем минимальное число импульсов, сформированных при передаче символа «1».

При возникновении пробоя протекающий через ЛФД ток возрастает, что приводит к увеличению падения напряжения на нагрузочном резисторе R_n и к уменьшению напряжения на ЛФД. В результате этого пробой в микроплазменном канале прекращается (гасится), а на нагрузочном резисторе R_n формируется импульс напряжения.

Импульсы, выделенные на сопротивлении нагрузки R_n , поступают на вход усилителя У, который обеспечивает их усиление. Затем с выхода У импульсы подаются на вход амплитудного дискриминатора Д, порог амплитудной селекции которого установлен непосредственно над уровнем собственных шумов усилителя.

В процессе проводимых измерений порог амплитудной селекции оставался неизменным.

При помощи амплитудного дискриминатора Д выполняется амплитудная селекция усиленных импульсов напряжения на фоне шумов усилителя, а также их стандартизация по амплитуде и длительности. С выхода амплитудного дискриминатора Д импульсы поступают одновременно на S-вход RS-триггера Тр и на первый вход логического элемента «И1». Первый импульс из последовательности импульсов переводит RS-триггер Тр в единичное состояние. Выход RS-триггера Тр соединен со вторым входом логического элемента «И1» и управляющим входом таймера Т. Появление напряжения на втором входе логического элемента «И1», соответствующего логической единице, позволяет импульсам с выхода амплитудного дискриминатора Д поступать на вход счётчика импульсов Сч, который подсчитывает число импульсов последовательности, поступающих на его вход.

В момент времени переключения RS-триггера Тр из нулевого в единичное состояние запускается таймер Т. Через промежуток времени Δt на выходе таймера Т формируется импульс, который поступает на R-вход RS-триггера Тр, переводя его в нулевое состояние. На выходе RS-триггера Тр формируется сигнал, соответствующий логическому нулю, который подается на второй вход логического элемента «И1», что останавливает поступление импульсов на вход счётчика импульсов Сч, а, следовательно, останавливает и подсчёт импульсов счётчиком Сч. Импульс с выхода таймера Т поступает также на вход линии задержки ЛЗ и на второй вход логического элемента «И2». Выход счётчика Сч соединён с первым входом логического элемента «И2». При наличии логических единиц на первом и втором входах логического элемента «И2» количество импульсов, сосчитанных счётчиком Сч при передаче двоичного символа, передаётся в персональный компьютер ПК.

Сброс счётчика импульсов Сч происходит через некоторый интервал времени после прихода импульса от таймера Т. Длительность этого интервала задаётся линией задержки ЛЗ.

Персональный компьютер ПК отдельно формировал массивы данных числа импульсов при передаче символов «0» и «1», поступивших в течение интервала времени Δt . На основании полученных таким образом массивов данных

рассчитывались статистические распределения $P_{st0}(N)$ и $P_{st1}(N)$. Затем персональный компьютер ПК выполнял сравнение количества импульсов N с двумя пороговыми уровнями N_1 и N_2 и осуществлял проверку выполнения условий:

$$N_1 \leq N \leq N_2; \quad (5)$$

$$N > N_2. \quad (6)$$

Если условие (5) выполнялось, то принималось решение, что зарегистрирован двоичный символ «0». Если выполнялось условие (6), то принималось решение, что зарегистрирован двоичный символ «1». Причём ошибочная регистрация данных фиксировалась в следующих случаях:

- если условия (5) или (6) не выполнялись;
- если условие (5) выполнялось, но при этом на входе канала связи двоичный символ «0» отсутствовал;
- если условие (6) выполнялось, но при этом на входе канала связи двоичный символ «1» отсутствовал.

Вероятности ошибочной регистрации двоичных символов «0» и «1» можно рассчитать путём подстановки в формулы (3) и (4) полученных статистических распределений $P_{st0}(N)$ и $P_{st1}(N)$ соответственно.

Сущность разработанной методики

Как отмечалось выше, при регистрации двоичных символов («0» или «1») необходимо подбирать интенсивности оптических излучений, используемых для передачи этих символов, а также пороговые уровни N_1 и N_2 , обеспечивающие уменьшение потерь передаваемой информации. В этой связи для снижения потерь информации в рассматриваемом асинхронном однофотонном канале связи разработана методика, описанная ниже. В качестве критерия для реализации этой методики использован параметр:

$$K_p = \frac{1 - \sum_{N=N_1}^{N_2} P_{st0}(N) + \sum_{N=0}^{N_2} P_{st1}(N)}{1 + \sum_{N=N_1}^{N_2} P_{st0}(N) - \sum_{N=0}^{N_2} P_{st1}(N)}. \quad (7)$$

Выражение (7) получено из следующих соображений.

С одной стороны, вероятности того, что при наличии на входе канала связи символов «0» и «1» эти символы не будут зарегистрированы на выходе канала связи, равны соответственно P_{out0} и P_{out1} . Причём каждая из этих вероятностей имеет две составляющие: для P_{out0} – это $P(-/0)$ и $P(1/0)$; для P_{out1} – это $P(-/1)$ и $P(0/1)$, что отмечалось ранее. Суммарное значение переходных вероятностей $P(-/0)$, $P(1/0)$, $P(-/1)$ и $P(0/1)$, определяющее в целом ошибки при регистрации данных двоичных символов («0» и «1»), равно

$$1 - \sum_{N=N_1}^{N_2} P_{st0}(N) + \sum_{N=0}^{N_2} P_{st1}(N).$$

С другой стороны, вероятности регистрации символов «0» и «1» при наличии на входе канала связи символов «0» и «1» равны соответственно $(1 - P_{out0}) = P(0/0)$ и $(1 - P_{out1}) = P(1/1)$. Суммарное значение переходных вероятностей $P(0/0)$ и $P(1/1)$, определяющее в целом безошибочную регистрацию двоичных символов («0» и «1»), равно

$$1 + \sum_{N=N_1}^{N_2} P_{st0}(N) - \sum_{N=0}^{N_2} P_{st1}(N).$$

Как показано в работах [3, 19], увеличение переходных вероятностей $P(0/0)$ и $P(1/1)$ способствует уменьшению соответствующих суммарных составляющих $P(-/0)$, $P(1/0)$ и $P(-/1)$, $P(0/1)$, что имеет место за счёт роста достоверности зарегистрированных данных.

Под достоверностью будем понимать вероятность того, что принятые данные соответствуют переданным [19].

Следовательно, при совместном учёте всех указанных выше переходных вероятностей величины $[P(0/0) + P(1/1)]$ и $[P(-/0) + P(1/0) + P(-/1) + P(0/1)]$ целесообразно использовать как взаимно обратные.

Таким образом, выражение (7) пригодно в качестве критерия для реализации методики снижения потерь информации применительно к рассматриваемому каналу связи.

Отметим, что в описанной выше методике в качестве критерия может использоваться либо наименьшая величина K_p , либо наибольшее значение K_p^{-1} .

Далее рассмотрим сущность предлагаемой методики, если в качестве критерия использована наименьшая величина K_p .

Методика содержит пять этапов и заключается в следующем.

Этап 1. Формируем массивы данных статистических распределений смеси числа темновых и сигнальных импульсов $P_{st}(N)$ и интенсивностей оптических сигналов J .

В исследуемом диапазоне интенсивностей оптических сигналов с использованием установки, показанной на рисунке, измеряем статистические распределения смеси числа темновых и сигнальных импульсов на выходе счётчика фотонов и на их основе формируем массивы данных:

$$P_{st}(N) = \{P_{st}(N)^{(1)}, P_{st}(N)^{(2)}, P_{st}(N)^{(i)}, \dots, P_{st}(N)^{(m)}\}; \quad (8)$$

$$J = \{J^{(1)}, J^{(2)}, J^{(i)}, \dots, J^{(m)}\}, \quad (9)$$

где $P_{st}(N)^{(i)}$ – i -е статистическое распределение смеси числа темновых и сигнальных импульсов на выходе счётчика фотонов, соответствующее i -й интенсивности оптического сигнала $J^{(i)}$; $i = 2 \div m$ (m определяется объёмом накопленных данных числа импульсов).

По мере реализации рассматриваемой методики итерационно определяются величины i_0 , i_1 , N_1 , N_2 и K_p , а также i_0' , i_1' , N_1' , N_2' и K_p' следующим образом.

Вначале устанавливаем $i_0 = 1$, $i_1 = 2$, $N_1 = 1$, $K_p' = 10^3$. Затем переходим к этапу 2.

Этап 2. Определяем интенсивность оптического сигнала для передачи двоичных символов «0».

Если $i_0 < m$, то устанавливаем $P_{st0}(N) = P_{st}(N)^{(i_0)}$ и переходим к этапу 3; иначе завершаем выполнение методики.

Этап 3. Определяем интенсивность оптического сигнала для передачи двоичных символов «1».

Если $i_1 \leq m$, то устанавливаем $P_{st1}(N) = P_{st}(N)^{(i_1)}$ и переходим к этапу 4; иначе последовательно устанавливаем $K_p' = 10^3$, увеличиваем на единицу i_0 , устанавливаем $i_1 = i_0 + 1$ и переходим к этапу 2.

Этап 4. Определяем нижний пороговый уровень зарегистрированных на выходе счётчика фотонов импульсов N_1 , при котором делается вывод, что передан символ «0».

Если $N_1 < 10$, то устанавливаем $N_2 = N_1 + 1$ и переходим к этапу 5; иначе последовательно устанавливаем $N_1 = 1$, увеличиваем на единицу i_1 и переходим к этапу 3.

Этап 5. Определяем верхний пороговый уровень зарегистрированных на выходе счётчика

фотонов импульсов N_2 , при превышении которого делается вывод, что передан символ «1».

Если $N_2 > 10$, то увеличиваем на единицу значение N_1 и переходим к этапу 4; иначе последовательно выполняем следующие действия:

- по формуле (7) вычисляем K_p ; если $K_p < K_p'$, то последовательно устанавливаем K_p' , равным K_p , и формируем массив данных, содержащий $i_0' = i_0$, $i_1' = i_1$, $N_1' = N_1$, $N_2' = N_2$, а также величины J_0 и J_1 , соответствующие статистическим распределениям $P_{st}(N)^{(i_0)}$ и $P_{st}(N)^{(i_1)}$;

- увеличиваем на единицу верхний пороговый уровень зарегистрированных на выходе счётчика фотонов импульсов N_2 ;

- переходим к началу этапа 5.

Отметим, что при реализации описанной выше методики верхний пороговый уровень зарегистрированных на выходе счётчика фотонов импульсов N_2 не может превышать десяти, поскольку в противном случае применение режима счёта фотонов для регистрации данных в рассматриваемом канале связи становится нецелесообразным [3, 4]. Так как $N_1 < N_2$, поэтому нижний пороговый уровень зарегистрированных на выходе счётчика фотонов импульсов N_1 не может превышать девяти. С учётом особенностей рассматриваемого канала связи, указанных выше, наименьшие возможные значения N_1 и N_2 равны соответственно 1 и 2. Величина $K_p' = 10^3$, использованная на первом и третьем этапах приведенной методики, необходима в качестве начального значения для возможности сравнения со значением K_p , вычисленным по формуле (7) и соответствующим установленным на втором и третьем этапах статистическим распределениям смеси числа темновых и сигнальных импульсов на выходе счётчика фотонов при регистрации двоичных символов «0» $P_{st0}(N)$ и при регистрации двоичных символов «1» $P_{st1}(N)$. Значение K_p' может выбираться и другим, отличным от 10^3 , однако оно не может быть меньше минимального значения K_p ; в противном случае реализация методики не возможна. Наименьшее количество статистических распределений смеси числа темновых и сигнальных импульсов на выходе счётчика фотонов, соответствующим i -м интенсивностям оптического сигнала $J^{(i)}$, равно 2. Это обусловлено тем, что в исследуемом канале связи каждый двоичный символ передаётся с помощью оптического сигнала различной интенсивности.

По окончании реализации методики из массива сформированных данных i_0' , i_1' , N_1' , N_2' , J_0 и J_1 выбираются величины N_1' и N_2' , которые используются соответственно как нижний и верхний пороговые уровни. Значения i_0' и i_1' определяют статистические распределения смеси числа темновых и сигнальных импульсов на выходе счётчика фотонов при регистрации двоичных символов «0» $P_{st0}(N)$ и двоичных символов «1» $P_{st1}(N)$, а также интенсивности регистрируемых оптических излучений при передаче этих символов J_0 и J_1 , соответствующие $P_{st}(N)^{(i_0)}$, $J^{(i_0)}$ и $P_{st}(N)^{(i_1)}$, $J^{(i_1)}$, выбираемые из массивов данных (8) и (9).

В случае использования величины K_p^{-1} в качестве критерия при реализации методики все её этапы должны выполняться аналогично, как описано выше, за исключением следующего. На этапах 1 и 3 необходимо устанавливать $K_p' = 10^{-3}$, а этап 5 реализовать в следующей редакции. Если $N_2 > 10$, то увеличиваем на единицу значение N_1 и переходим к этапу 4; иначе последовательно выполняем следующие действия:

- по формуле (7) вычисляем K_p ; если $K_p^{-1} > K_p'$, то последовательно устанавливаем K_p' , равным K_p^{-1} , и формируем массив данных, содержащий $i_0' = i_0$, $i_1' = i_1$, $N_1' = N_1$, $N_2' = N_2$, а также величины J_0 и J_1 , соответствующие статистическим распределениям $P_{st}(N)^{(i_0)}$ и $P_{st}(N)^{(i_1)}$;

- увеличиваем на единицу верхний пороговый уровень зарегистрированных на выходе счётчика фотонов импульсов N_2 ;

- переходим к началу этапа 5.

Как следует из предлагаемой методики, итерационное обновление K_p' и последующее формирование массива данных на этапе 5 осуществляется, если $K_p < K_p'$ и $K_p^{-1} > K_p'$ при использовании в качестве критерия величин K_p и K_p^{-1} соответственно. Это позволяет определить наименьшие интенсивности оптических сигналов при передаче двоичных символов «0» и «1», при которых потери информации в рассматриваемом асинхронном однофотонном канале связи минимальны.

Рассчитать вероятности P_{out0} и P_{out1} можно путём подстановки в формулы (3) и (4) пороговых уровней зарегистрированных импульсов N_1 и N_2 , а также соответствующих статистических распределений $P_{st0}(N)$ и $P_{st1}(N)$, полученных на основе этой методики.

Таким образом, реализация описанной выше методики применительно к рассматриваемому каналу связи позволяет определить интенсивности оптических сигналов при передаче двоичных символов «0» и «1», а также нижний и верхний пороговые уровни зарегистрированных на выходе счётчика фотонов импульсов, обеспечивающие уменьшение потерь передаваемой информации.

Заключение

Применительно к асинхронному двоичному несимметричному однородному волоконно-оптическому каналу связи без памяти и со стиранием разработана методика снижения потерь информации.

Методика основана на учёте двух составляющих вероятностей ошибочной регистрации двоичных символов «0» $P_{ош0}$ и символов «1» $P_{ош1}$. Первая составляющая для $P_{ош0}$ и $P_{ош1}$ может быть определена как вероятность того, что при регистрации двоичных данных на выходе канала связи не будет зарегистрировано ни символа «0», ни символа «1», в то время как на входе канала связи был сформирован символ «0» и символ «1» соответственно. Вторая составляющая вероятности $P_{ош0}$ определяет вероятность регистрации на выходе канала связи символа «1» при наличии на его входе символа «0», а вероятности $P_{ош1}$ – вероятность регистрации на выходе канала связи символа «0» при наличии на его входе символа «1».

Реализация методики включает измерение статистических распределений смеси числа темновых и сигнальных импульсов, полученных на выходе счётчика фотонов при регистрации двоичных символов «0» $P_{st0}(N)$ и символов «1» $P_{st1}(N)$, а также определение интенсивностей оптических сигналов для передачи двоичных символов («0» и «1») и пороговых уровней зарегистрированных на выходе счётчика фотонов импульсов N_1 и N_2 . В качестве критерия для реализации методики использован параметр

$$K_p = \left[1 - \sum_{N=N_1}^{N_2} P_{st0}(N) + \sum_{N=0}^{N_2} P_{st1}(N) \right] / \left[1 + \sum_{N=N_1}^{N_2} P_{st0}(N) - \sum_{N=0}^{N_2} P_{st1}(N) \right].$$

Предложено устройство, реализующее разработанную методику.

Методика позволяет определить нижний N_1 и верхний N_2 пороговые уровни зарегистрированных импульсов, а также интенсивности оптиче-

ских сигналов при передаче двоичных символов «0» и «1», обеспечивающие уменьшение вероятностей ошибочной регистрации этих символов.

Результаты, полученные в данной работе, могут быть использованы при создании высокоскоростных систем квантово-криптографической асинхронной связи, содержащих в качестве приёмных модулей счётчики фотонов с «мёртвым» временем продлевающегося типа и характеризующихся низкой вероятностью ошибок легитимного приёмного оборудования.

Автору настоящей работы видятся весьма важными исследования по оценке влияния интенсивностей оптических сигналов при передаче двоичных символов «0» и двоичных символов «1» на достоверность принятых данных, что планируется выполнить в ходе дальнейших комплексных исследований.

Список использованных источников

1. Vacca, J.R. Managing Information Security. – 2nd Edition / J.R. Vacca // Elsevier Inc: Waltham, 2014. – 372 p. DOI: 10.1016/C2011-0-08782-3
2. Дмитриев, С.А. Волоконно-оптическая техника: современное состояние и новые перспективы / С.А. Дмитриев, Н.Н. Слепов. – Москва: Техносфера, 2010. – 608 с.
3. Тимофеев, А.М. Влияние времени однофотонной передачи информации на достоверность её приёма в квантово-криптографическом канале связи / А.М. Тимофеев // Системный анализ и прикладная информатика. – 2019. – № 1. – С. 67–72. DOI: 10.21122/2309-4923-2019-1-67-72
4. Тимофеев, А.М. Оценка влияния мёртвого времени счётчика фотонов на скорость передачи информации в канале однофотонной связи / А.М. Тимофеев // Вестник связи. – 2019. – № 6. – С. 55–61.
5. Yiannopoulos, K. On the photon counting error probability and its application in optical wireless communications / K. Yiannopoulos, N.C. Sagias, A.C. Boucouvalas // Physical Communication. – 2019. – Vol. 36. – P. 100756–100764. DOI: 10.1016/j.phycom.2019.100756
6. Килин, С.Я. Квантовая криптография: идеи и практика / С.Я. Килин; под ред. С.Я. Килин, Д.Б. Хорошко, А.П. Низовцев. – Минск: Белорус. наука, 2007. – 391 с.
7. Hu, S. 35.88 attenuation lengths and 3.32 bits/photon underwater optical wireless communication based on photon-counting receiver with 256-PPM / S. Hu [et al.] // Optics Express. – 2018. – Vol. 26, no. 17. – P. 21685–21699. DOI: 10.1364/OE.26.021685

8. Bourennane, M. Single-photon counters in the telecom wavelength region of 1550 nm for quantum information processing / M. Bourennane [et al.] // *Journal of Modern Optics*. – 2001. – Vol. 48, no. 13. – P. 1983–1995. DOI: 10.1080/09500340110075131

9. Hong, Z. Photon-counting underwater optical wireless communication for reliable video transmission using joint source-channel coding based on distributed compressive sensing / Z. Hong [et al.] // *Sensors*. – 2019. – Vol. 19, no. 5. – P. 1042–1054. DOI: 10.3390/s19051042

10. Калачев, А.А. Элементная база дальнющей квантовой связи. Часть 1 / А.А. Калачев // *Фотоника*. – 2017. – № 1. – С. 88–98.

DOI: 10.22184/1993-7296.2017.61.1.88.98

11. Калачев, А.А. Элементная база дальнющей квантовой связи. Часть 2 / А.А. Калачев // *Фотоника*. – 2017. – № 2. – С. 80–88.

DOI: 10.22184/1993-7296.2017.62.2.80.88

12. Zadeh, I.E. Single-photon detectors combining high efficiency, high detection rates, and ultra-high timing resolution / I.E. Zadeh [et al.] // *APL Photonics*. – 2017. – Vol. 2, iss. 11. – P. 111301-1–111301-7.

DOI: 10.1063/1.5000001

13. Zhang, J. Advances in InGaAs/InP single-photon detector systems for quantum communication / J. Zhang [et al.] // *Light: Science & Applications*. – 2015. – Vol. 4, iss. 5. – P. 1–13. DOI: 10.1038/lsa.2015.59

14. Гулаков, И.Р. Фотоприёмники квантовых систем: монография / И.Р. Гулаков, А.О. Зеневич. – Минск: УО ВГКС, 2012. – 276 с.

15. Cova, S.D. Single-photon counting detectors / S.D. Cova, M. Ghioni // *IEEE Photonics Journal*. – 2011. – Vol. 3, no. 2. – P. 274–277.

DOI: 10.1109/JPHOT.2011.2130518

16. Privitera, S. Single photon avalanche diodes: towards the large bidimensional arrays / S. Privitera [et al.] // *Sensors*. – 2008. – Vol. 8, iss. 8. – P. 4636–4655.

DOI: 10.3390/s8084636

17. Campajola, M. Proton induced dark count rate degradation in 150-nm CMOS single-photon avalanche diodes / M. Campajola [et al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. – 2019. – Vol. 947. – P. 162722–162728.

DOI: 10.1016/j.nima.2019.162722

18. Stipčević, M. Characterization of a novel avalanche photodiode for single photon detection in VIS-NIR range / M. Stipčević [et al.] // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18, iss. 16. – P. 17448–17459.

DOI: 10.1364/OE.18.017448

19. Тимофеев, А.М. Достоверность принятой информации при ее регистрации в однофотонном канале связи при помощи счетчика фотонов / А.М. Тимофеев // *Информатика*. – 2019. – Т. 16. – № 2. – С. 90–98.

20. Nuriyev, S. Performance of a new generation of micropixel avalanche photodiodes with high pixel density and high photon detection efficiency / S. Nuriyev [et al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. – 2018. – Vol. 912. – P. 320–322. DOI: 10.1016/j.nima.2017.12.006

21. Stucki, D. Photon counting for quantum key distribution with Peltier cooled InGaAs/InP APDs / D. Stucki [et al.] // *Journal of Modern Optics*. – 2001. – Vol. 48, no. 13. – P. 1967–1981.

DOI: 10.1080/09500340108240900

22. Castelletto, S.A. Reduced deadtime and higher rate photon-counting detection using a multiplexed detector array / S.A. Castelletto [et al.] // *Journal of Modern Optics*. – 2007. – Vol. 54, iss. 2–3. – P. 337–352.

DOI: 10.1080/09500340600779579

23. Биккенин, Р.Р. Теория электрической связи / Р.Р. Биккенин, М.Н. Чесноков. – Москва: Издательский центр «Академия», 2010. – 336 с.

24. Тимофеев, А.М. Оценка влияния продлевающегося мёртвого времени счётчика фотонов на вероятность ошибочной регистрации данных квантово-криптографических каналов связи / А.М. Тимофеев // *Вестник связи*. – 2018. – № 1. – С. 56–62.

25. Гулаков, И.Р. Метод счета фотонов в оптико-физических измерениях / И.Р. Гулаков, С.В. Холондырев. – Минск: Университетское, 1989. – 256 с.

References

1. Vacca J.R. Managing Information Security. – 2nd Edition. Elsevier Inc., Waltham, 2014, 372 p.

DOI: 10.1016/C2011-0-08782-3

2. Dmitriev S.A., Slepov N.N. *Volokonno-opticheskaya tehnika: sovremennoe sostoyanie i novyye perspektivy* [Fiber optic technology: current state and new perspectives]. Moscow, Technosphere Publ., 2010, 608 p.

3. Timofeev A.M. [The influence of the time of single photon transmission of information on the reliability of its reception in a quantum cryptographic communication channel]. *Sistemnyy analiz i prikladnaya informatika* [System analysis and applied information science], 2019, no. 1, pp. 67–72 (in Russian).

DOI: 10.21122/2309-4923-2019-1-67-72

4. Timofeev A.M. [Estimation of the effect of dead time of the photon counter on the information transfer rate in a single-photon communication channel]. *Vestnik svyazi* [Communication bulletin], 2019, no. 6, pp. 55–61 (in Russian).

5. Yiannopoulos K., Sagias N.C., Boucouvalas A.C. On the photon counting error probability and its application in optical wireless communications. *Physical*

Communication, 2019, vol. 36, pp. 100756–100764.

DOI: 10.1016/j.phycom.2019.100756

6. Kilin S.Ya. *Kvantovaya kriptografiya: idei i praktika* [Quantum cryptography: ideas and practices]. – Minsk, Belarus. Sci. Publ., 2007, 391 p.

7. Hu S., Mi L., Zhou T., Chen W. 35.88 attenuation lengths and 3.32 bits/photon underwater optical wireless communication based on photon-counting receiver with 256-PPM. *Optics Express*, 2019, vol. 26, no. 17, pp. 21685–21699. **DOI:** 10.1364/OE.26.021685

8. Bourennane M., Karlsson A., Pena J.C., Mathés M. Single-photon counters in the telecom wavelength region of 1550 nm for quantum information processing. *Journal of Modern Optics*, 2001, vol. 48, no. 13, pp. 1983–1995. **DOI:** 10.1080/09500340110075131

9. Hong Z., Yan Q., Li Z., Zhan T., Wang Y. Photon-counting underwater optical wireless communication for reliable video transmission using joint source-channel coding based on distributed compressive sensing. *Sensors*, 2019, vol. 19, no. 5, pp. 1042–1054.

DOI: 10.3390/s19051042

10. Kalachev A.A. [Components of long-distance quantum communication. Part 1]. *Fotonika* [Photonics], 2017, no. 1, pp. 88–98 (in Russian).

DOI: 10.22184/1993-7296.2017.61.1.88.98

11. Kalachev A.A. [Components of long-distance quantum communication. Part 1]. *Fotonika* [Photonics], 2017, no. 2, pp. 80–88 (in Russian).

DOI: 10.22184/1993-7296.2017.62.2.80.88

12. Zadeha I.E., Los J.W.N., Gourgues R.B.M., Steinmetz V., Bulgarini G., Dobrovolskiy S.M., Zwillerb V., Dorenbos S.N. Single-photon detectors combining high efficiency, high detection rates, and ultra-high timing resolution. *APL Photonics*, 2017, vol. 2, iss. 11, pp. 111301-1–111301-7. **DOI:** 10.1063/1.5000001

13. Zhang J., Itzler M.A., Zbinden H., Pan J.-W. Advances in InGaAs/InP single-photon detector systems for quantum communication. *Light: Science & Applications*, 2015, vol. 4, iss. 15, pp. 1–13.

DOI: 10.1038/lsa.2015.59

14. Gulakov I.R., Zenevich A.O. *Fotopriemniki kvantovykh sistem: monografiya* [Photodetectors of quantum systems: monograph]. Minsk, EI HSCC, 2012, 276 p.

15. Cova S.D., Ghioni M. Single-photon counting detectors. *IEEE Photonics Journal*, 2011, vol. 3, no. 2, pp. 274–277. **DOI:** 10.1109/JPHOT.2011.2130518

16. Privitera S., Tudisco S., Lanzano L., Musumeci F., Pluchino A., Scordino A., Campisi A., Cosentino L., Finocchiaro P., Condorelli G., Mazzillo M.,

Lombardo S., Sciacca E. Single photon avalanche diodes: towards the large bidimensional arrays. *Sensors*, 2008, vol. 8, iss. 8, pp. 4636–4655. **DOI:** 10.3390/s8084636

17. Campajola M., Capua F.D., Fiore D., Sarnelli E., Aloisio A. Proton induced dark count rate degradation in 150-nm CMOS single-photon avalanche diodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2019, vol. 947, pp. 162722–162728.

DOI: 10.1016/j.nima.2019.162722

18. Stipčević M., Skenderović H., Gracin D. Characterization of a novel avalanche photodiode for single photon detection in VIS-NIR range. *Optics Express*, 2010, vol. 18, iss. 16, pp. 17448–17459.

DOI: 10.1364/OE.18.017448

19. Timofeev A.M. [The reliability of the received information if it is registered in the single photon communication channel using the photon counter]. *Informatika* [Informatics], 2019, vol. 16, no. 2, pp. 90–95 (in Russian).

20. Nuriyev S., Ahmadov F., Sadygov Z., Akberov R., Ahmadov G., Abbasov I. Performance of a new generation of micropixel avalanche photodiodes with high pixel density and high photon detection efficiency. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2018, vol. 912, pp. 320–322.

DOI: 10.1016/j.nima.2017.12.006

21. Stucki D., Ribordy G., Stefanov A., Zbinden H., Rarity J.G., Wall T. Photon counting for quantum key distribution with Peltier cooled InGaAs/InP APDs. *Journal of Modern Optics*, 2001, vol. 48, no. 13, pp. 1967–1981. **DOI:** 10.1080/09500340108240900

22. Castelletto S.A., Degiovanni I.P., Schettini V., Migdall A.L. Reduced deadtime and higher rate photon-counting detection using a multiplexed detector array. *Journal of Modern Optics*, 2007, vol. 54, iss. 2–3, pp. 337–352. **DOI:** 10.1080/09500340600779579

23. Bikkenin R.R., Chesnokov M.N. *Teoriya elektricheskoy svyazi* [The theory of electrical communication]. Moscow, Publ. Cent "Academy", 2010, 336 p.

24. Timofeev A.M. [Estimation of the photons counter lasting dead time influence on the probability of erroneous data registration of quantum-cryptographic communication channels]. *Vestnik svyazi* [Communication bulletin], 2018, no. 1, pp. 56–62 (in Russian).

25. Gulakov I.R., Kholondyrev S.V. *Metod scheta fotonov v optiko-fizicheskikh izmereniyakh* [Photon counting method in the optical and physical measurements]. Minsk, University Publ., 1989, 256 p.

ПРАВИЛА ОФОРМЛЕНИЯ СТАТЕЙ

Статьи, направленные в редакцию журнала, должны удовлетворять требованиям «Инструкции о порядке оформления квалификационной научной работы (диссертации)...», утвержденной Постановлением ВАК РФ от 28.02.2014 г. № 3

1. Материал статьи должен соответствовать профилю журнала и излагаться предельно ясно.

2. Статья представляется на русском или английском языке и публикуется на языке представления.

3. Поступившие в редакцию статьи проходят двойное полуслепое рецензирование. Основные критерии целесообразности опубликования – актуальность тематики, информативность, научная новизна.

4. Статья представляется в распечатанном и в электронном виде в формате текстового редактора Word for Windows. Объем статьи не должен превышать 14 страниц, включая текст (шрифт Times New Roman, размер 12 п., интервал 1,5), таблицы, графический материал, всю необходимую информацию на английском языке.

5. На первой странице статьи указываются: индекс УДК, название статьи, фамилии авторов (фамилия автора, с которым следует вести переписку, отмечается звездочкой и указывается его адрес электронной почты), названия и почтовые адреса организаций (улица, номер дома, индекс, город, страна), в которых работают авторы, на русском и английском языках. Статья включает: аннотацию (в пределах 200–250 слов); ключевые слова (не более 5); введение, в котором делается краткий обзор сделанного в мире и конкретно формулируется цель работы; основную часть; заключение, в котором в сжатом виде сформулированы основные полученные результаты с указанием их новизны, преимуществ и возможностей применения; список использованных источников. Аннотация, ключевые слова, список использованных источников представляются на русском и английском языках.

6. Аннотация должна быть информативной (содержать «выжимку» из всех разделов статьи – введения с указанием цели работы, методики, основной части и заключения).

7. Графический материал должен быть контрастным и четким. Фотографии представляются в электронном виде (**формат tif, jpg, разрешение не менее 300 dpi**). Все рисунки нумеруются и сопровождаются подписными подписями. Фрагменты рисунка обозначаются строчными курсивными латинскими буквами – «a», «b» и т. д. Надписи на рисунках и подписи к рисункам даются на русском и английском языках. Все сокращения и обозначения на рисунках должны быть расшифрованы в подписной подписи. Рисунки желательно предоставлять в цвете.

8. Таблицы не должны дублировать графики. Каждая таблица имеет заголовок. На все таблицы и рисунки следует давать ссылки в тексте. Название и содержание таблиц представляется на русском и английском языках.

9. Обозначения и сокращения, принятые в статье, расшифровываются непосредственно в тексте.

10. Размерность всех величин, принятых в статье, должна соответствовать Международной системе единиц измерений (СИ).

11. Многострочные формулы должны быть набраны в редакторе MathType, номера формул – по правому краю. Нумеруются лишь формулы, на которые есть ссылки в тексте. Отдельные строчные буквы и специальные символы набираются в тексте гарнитурой Symbol **без использования редактора формул**. При наборе формул и буквенных обозначений необходимо учитывать следующие правила: **русский алфавит не используется**; греческие буквы, математические символы (grad, div, ln, min, max и др.), символы химических элементов (в т.ч. в индексе) набираются **прямо**; латинские буквы – переменные и символы физических величин (в т.ч. в индексе) набираются **курсивом**; векторы – жирным шрифтом (стрелки вверх не ставятся).

12. Список использованных источников составляется в порядке упоминания ссылок по тексту, должен содержать полные библиографические данные и приводится в конце статьи. Не рекомендуется давать ссылки на материалы конференций, статьи из электронных журналов без идентификатора DOI, учебные пособия, интернет-ресурсы. Ссылки на неопубликованные работы не допускаются. Желательно, чтобы количество ссылок было не менее 10; самоцитирование – не более 20 %.

13. Авторы на отдельной странице предоставляют о себе следующие сведения: фамилия, имя, отчество, ученая степень и звание, место работы и занимаемая должность, адрес электронной связи.

14. Статьи, излагающие результаты исследований, выполненных в учреждениях, должны иметь соответствующее разрешение на опубликование в открытой печати.

15. При необходимости в конце основного текста указываются наименование фонда, оказавшего финансовую поддержку, или уровень и наименование программы, в рамках которой выполнена работа, на русском и английском языках.

16. Авторы несут ответственность за направление в редакцию статей, ранее уже опубликованных или принятых к печати другими изданиями.

17. Статьи, не соответствующие перечисленным требованиям, к рассмотрению не принимаются и возвращаются авторам. Датой поступления считается день получения редакцией первоначального варианта текста.

18. Редакция предоставляет возможность первоочередного опубликования статей лицам, осуществляющим послевузовское обучение (аспирантура, докторантура, соискательство), в год завершения обучения; не взимает плату с авторов за опубликование научных статей; оставляет за собой право производить редакторские правки, не искажающие основное содержание статьи.

AUTHOR GUIDELINES

1. Article materials should correspond to the journal profile and be clearly written.

2. An article should be submitted in Russian or English and will be published in its original language.

3. Articles received by the Editorial Board will be reviewed by 2 specialists. The main criteria of acceptance are theme actuality, information value, and scientific novelty.

4. All materials should be submitted in two hard copies together with electronic file in the Word for Windows format (97/2000/2003). The paper should not exceed 14 pages of the typewritten text (Times New Roman, 12 points, 1.5-space).

5. The article should contain UDC number, Title (printed in capitals), Authors' names (the corresponding author name should be marked with asterisk), full Address of organization(s) in which the author(s) work, Abstract (200–250 words), Keywords (not more than 5 words), Introduction, the Text of the paper with tables, diagrams and figures (if there are any), Conclusion with clearly stated inferences, List of References, List of Symbols and Abbreviations (if it is necessary). Title, Authors' names and affiliation(s), Abstract, Keywords should be presented both in English and Russian languages.

6. The abstract should be informative (contain «squeeze» from all sections of the article – the introduction stating the purpose of the work, methods, main part and conclusion).

7. Figures should be black-and-white, represented in graphical formats tif, attached with Excel or MS Graph and added with captions. All symbols in figures should be described.

8. Tables should be placed directly in the article body. Diagrams and tables should not contain the same information. Each table should have the title. All tables, diagrams and figures should be referenced in the text.

9. Symbols and abbreviations which are used in articles should be deciphered directly in the text and also (if necessary) taken out on a separate page.

10. Dimensions of all quantities used in the article should correspond to International System of Units.

11. Formulas should be typed in MathType.

12. List of References is to be placed at the end of the article with full bibliographic information. Order of references should correspond to the order of their occurrence in the text. It is not recommended to refer to conference proceedings, papers from electronic journals without *DOI* number, textbooks, internet resources. References on unpublished works are prohibited. It is recommended to refer to not less than 10 references, self-citations – not more than 20 %/

13. The following information about every co-author should be presented: family name, first name, patronymic (or second) name (if there are any), scientific degree and title, organization and position, full address with the postal code for correspondence, office or mobile phone numbers, fax, e-mail.

14. Articles containing investigation results obtained in organizations should have a corresponding permission for publication.

15. Names of Foundations or Programs financially granted the research may be acknowledged in the end of the text.

16. Authors are responsible for submitting articles previously published or accepted by other publisher.

17. Articles not meeting the requirements of the Editorial Board would not be accepted and may be returned to the authors. The date of receipt is considered to be the day when the Editorial Board receives the author's original paper.

18. Authors conducting postgraduate (graduate studies, doctoral studies) have a priority in publishing their articles out of queue in the year of completion. Authors do not pay for publishing scientific articles. The Editorial Board can shorten and/or change the text if it does not strain the meaning of the article.

Индексы:
74835; 748352