

ISSN 1996-0948
ISSN 2949-561X (Online)

**ПРИКЛАДНАЯ
ФИЗИКА**

1` 25

**APPLIED
PHYSICS**



Учредитель журнала

Акционерное общество «НПО «Орион» –
Государственный научный центр Российской Федерации (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»)

Журнал зарегистрирован в Роскомнадзоре ПИ № ФС 77-73641
Международный стандартный серийный номер – ISSN 1996-0948

Выходит 6 раз в год

Главный редактор – И. Д. Бурлаков, д.т.н., профессор (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»)

Редакционная коллегия

Александров Андрей Фёдорович, д.ф.-м.н., профессор (МГУ им. М.В. Ломоносова);
Андреев Степан Николаевич, д.ф.-м.н. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук);
Болтарь Константин Олегович, д.ф.-м.н., профессор (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»);
Васильяк Леонид Михайлович, д.ф.-м.н., профессор (зам. гл. ред.) (Объединенный институт высоких температур РАН);
Гусейн-заде Намик Гусейнович, д.ф.-м.н., профессор (Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук);
Иванов Вячеслав Алексеевич, к.ф.-м.н., доцент (Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук);
Иванов Виктор Владимирович, д.ф.-м.н., профессор, член-корреспондент РАН (Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет));
Конов Виталий Иванович, д.ф.-м.н., академик РАН (Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук);
Климанов Евгений Алексеевич, д.т.н., профессор (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»);

Лебедев Юрий Анатольевич, д.ф.-м.н. (Институт нефтехимического синтеза РАН);
Лямшев Михаил Леонидович, к.ф.-м.н. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук);
Майоров Сергей Алексеевич, д.ф.-м.н. (Объединенный институт высоких температур РАН);
Никитов Сергей Аполлонович, д.ф.-м.н., академик РАН, профессор (Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН);
Пономаренко Владимир Павлович, д.ф.-м.н., профессор (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»);
Попов Сергей Викторович, д.т.н. (Холдинг «Швабе»);
Холоднов Вячеслав Александрович, д.ф.-м.н., профессор (Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН);
Хомич Владислав Юрьевич, д.ф.-м.н., академик РАН (Институт электрофизики и электроэнергетики РАН);
Яковлева Наталья Ивановна, д.т.н. (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»);
Ямщиков Владимир Александрович, д.т.н., член-корреспондент РАН (Институт электрофизики и электроэнергетики РАН)

Издатель журнала — ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», 111538, Москва, ул. Косинская, 9

Адрес редакции журнала «Прикладная физика»: 111538, Москва, ул. Косинская, 9, АО «НПО «Орион».
Телефон: 8(499) 374-82-40. E-mail: advance@orion-ir.ru Internet: applphys.orion-ir.ru

Прикладная физика®

© Редакция журнала «Прикладная физика», составление, 2025

© Редакция журнала «Прикладная физика», оформление, 2025

Журнал представлен в Перечне ВАК и включен в базы данных Научной Электронной Библиотеки (РИНЦ), SCOPUS, Chemical Abstracts (CA), а также в проект Russian Science Citation Index (600 лучших российских журналов на платформе Web of Science)

A Founder of the Journal

Orion Research and Production Association, a Joint Stock Company – a Russian Federation State Research Center
(Orion R&P Association, JSC)

ISSN 1996-0948

Editor-in-Chief – I. D. Burlakov, D.Sc., Professor

Editorial Board

Aleksandrov A.F., D.Sc., Professor; **Andreev S.N.**, D.Sc.; **Boltar K.O.**, D.Sc., Professor;
Vasilyak L.M., D.Sc., Professor (*Deputy Editor-in-Chief*); **Gusein-zade N. G.**, D.Sc., Professor; **Ivanov V.A.**, Ph.D., Associate Professor; **Ivanov V.V.**, D.Sc., Professor, Corresponding Member of the RAS; **Konov V.I.**, D.Sc., Academician of the RAS;
Klimanov E.A., D.Sc., Professor; **Lebedev Yu.A.**, D.Sc.; **Lyamshev M.L.**, Ph.D.; **Maierov S.A.**, D.Sc.; **Nikitov S.A.**, D.Sc.;
Ponomarenko V.P., D.Sc., Professor; **Popov S.V.**, D.Sc.; **Kholodnov V.A.**, D.Sc., Professor; **Khomich V.Yu.**, D.Sc., Academician of the RAS;
Iakovleva N.I., D.Sc.; **Yamshchikov V.A.**, D.Sc., Corresponding Member of the RAS

Address of the Editorial Staff:
Applied Physics
Orion R&P Association, JSC
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia
Phone: +7 (499) 374-82-40
E-mail: advance@orion-ir.ru. Internet: applphys.orion-ir.ru

Publisher – NPO Orion
(Orion R&P Association, JSC)
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia

ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА®

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

2025, № 1

Основан в 1994 г.

Москва

СОДЕРЖАНИЕ

ОБЩАЯ ФИЗИКА

Телегин А. М., Калаев М. П., Воронов К. Е.

Исследование модели расчёта наведенного импульса тока в измерительных сетках датчика микрометеороидов и частиц космического мусора

5

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ

Баринов Ю. А., Забелло К. К., Логачев А. А., Полуянова И. Н., Школьник С. М.

Излучение короткой сильноточной вакуумной дуги с медными электродами

11

Золотухин Д. Б., Шандриков М. В., Юшков Г. Ю.

Ионный состав плазмы планарного магнетрона в газовом и вакуумном режимах функционирования

16

Тюньков А. В., Андронов А. А., Золотухин Д. Б., Климкин Т. О., Нестеренко А. К., Сальников С. А., Юшков Ю. Г.

Влияние состава рабочего газа на масс-зарядовый состав ионов пучковой плазмы при испарении YSZ мишени электронным пучком

24

Панов В. А., Савельев А. С., Куликов Ю. М.

Эффект глубины погружения электрода на развитие предпробойных течений в дистиллированной воде

31

ФОТОЭЛЕКТРОНИКА

Болтарь К. О., Бурлаков И. Д., Яковлева Н. И., Седнев М. В., Трухачев А. В., Иродов Н. А., Лопухин А. А., Пермикина Е. В., Войцеховский А. В., Горн Д. И., Михайлов Н. Н.

Матричное фотоприемное устройство средневолнового ИК диапазона спектра с *n*Vn-архитектурой из CdHgTe с барьерным слоем на основе сверхрешетки

38

Пономаренко В. П., Попов В. С., Панков М. А., Хамидуллин К. А., Деомидов А. Д., Федоров А. А., Деев Г. Ю., Драгунов Д. Э., Епифанов О. В., Лазарев П. С., Мирофьянченко Е. В., Ильинов Д. В., Петрушина В. А., Бурлаков И. Д., Полесский А. В., Старцев В. В., Бричкин С. Б., Спирин М. Г., Товстун С. А., Гапанович М. В., Гак В. Ю., Гадомская А. В., Певцов Д. Н., Кацаба А. В., Кириченко А. С., Дёмкин Д. В., Иванова В. А., Иванов В. В., Разумов В. Ф.

Неохлаждаемый матричный фотосенсор 640×512 для области спектра 0,4–2,0 мкм из коллоидных квантовых точек ККТ PbS с транспортным слоем для дырок на основе ККТ *p*-PbS-EDT

45

<i>Зотов А. В., Панин Г. Н., Тулина Н. А., Борисенко Д. Н., Колесников Н. Н.</i> Фотомемристивные переключения в кристаллах селенида висмута	55
<i>Лопухин А. А., Пермикина Е. В., Барышева К. В., Гришина А. Н.</i> Характеристики малоформатных матричных фотоприемников	60
<i>Шуклов И. А., Дёмкин Д. В., Вершинина О. В.</i> Синтез коллоидных квантовых точек сульфида свинца в децене-1 в качестве растворителя	64
<i>Грузевич Ю. К., Альков П. С., Балясный Л. М., Волков Д. В.</i> Гибридный фотоприемный модуль для оптико-телевизионных систем подводного видения	70

ФИЗИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

<i>Лихоманова С. В., Каманина Н. В.</i> Механизмы взаимодействия молекул поливинилового спирта и углеродных наночастиц в водных растворах	78
<i>Рабаданова А. Э., Гаджимагомедов С. Х., Палчаев Д. К., Рабаданов М. Х., Фараджев Ш. П., Мурлиева Ж. Х., Майоров С. А., Рагимханов Г. Б., Эмиров Р. М.</i> Сверхпроводящая микрокристаллическая керамика YBCO: корреляции структуры и свойств	84

ИНФОРМАЦИЯ

Правила для авторов	92
---------------------	----

APPLIED PHYSICS [in Russian]

THE SCIENTIFIC AND TECHNICAL JOURNAL

2025, № 1

Founded in 1994

Moscow

CONTENTS

GENERAL PHYSICS

Telegin A. M., Kalaev M. P. and Voronov K. E.

Study of a model for calculating an induced current pulse in the measuring grids of a sensor for micrometeoroids and space debris particles

5

PLASMA PHYSICS AND PLASMA METHODS

Barinov Yu. A., Zabello K. K., Logachev A. A., Poluyanova I. N. and Shkol'nik S. M.

Radiation of a short high-current vacuum arc with copper electrodes

11

Zolotukhin D. B., Shandrikov M. V. and Yushkov G. Yu.

Ion composition of the plasma of a planar magnetron in gaseous and vacuum modes of operation

16

Tyunkov A. V., Andronov A. A., Zolotukhin D. B., Klimkin T. O., Nesterenko A. K., Salnikov S. A. and Yushkov Yu. G.

Investigation of the effect of the type of working gas on the mass-charge composition of beam plasma ions during evaporation of the YSZ target by an electron beam

24

Panov V. A., Saveliev A. S. and Kulikov Yu. M.

Effect of electrode immersion depth on the development of pre-breakdown flows in distilled water

31

PHOTOELECTRONICS

Boltar K. O., Burlakov I. D., Iakovleva N. I., Sednev M. V., Trukhachev A. V., Irodov N. A., Lopukhin A. A., Permikina E. V., Voitsekhovskii A. V., Gorn D. I. and Mikhailov N. N.

Performance studies of MWIR photodetectors based on CdHgTe *n*Bn-heterostructures

38

Ponomarenko V. P., Popov V. S., Pankov M. A., Khamidullin K. A., Deomidov A. D., Fedorov A. A., Deev G. Yu., Dragunov D. E., Epifanov O. V., Lazarev P. S., Mirofyanchenko E. V., Ilyinov D. V., Petrushina V. A., Burlakov I. D., Polessky A. V., Startsev V. V., Brichkin S. B., Spirin M. G., Tovstun S. A., Gapanovich M. V., Gak V. U., Gadomska A. V., Pevtsov D. N., Katsaba A. V., Kirichenko A. S., Demkin D. V., Ivanova V. A., Ivanov V. V. and Razumov V. F.

Uncooled colloidal quantum dot PbS photodetector for large format 640×512 with hole transport layer based on CQDs *p*-PbS-EDT and spectral response from 0.4 μm to 2.0 μm

45

<i>Zotov A. V., Panin G. N., Tulina N. A., Borisenko D. N. and Kolesnikov N. N.</i> Photomermistic switchings in bismuth selenide crystals	55
<i>Lopukhin A. A., Permikina E. V., Barysheva K. V. and Grishina A. N.</i> Small-format InSb FPA characterization	60
<i>Shuklov I. A., Dyomkin D. V. and Vershinina O. V.</i> Synthesis of lead sulfide colloidal quantum dots in Decene-1 as a solvent	64
<i>Gruzevich Yu. K., Alkov P. S., Balyasny L. M. and Volkov D. V.</i> Hybrid photodetector module for optical television underwater vision systems	70

PHYSICAL SCIENCE OF MATERIALS

<i>Likhomanova S. V. and Kamanina N. V.</i> Interaction mechanisms of polyvinyl alcohol molecules with carbon nanoparticles in aqueous solutions	78
<i>Rabadanova A. E., Gadzhimagomedov S. Kh., Palchaev D. K., Rabadanov M. Kh., Faradzhev Sh. P., Murlieva Zh. Kh., Mayorov S. A., Ragimkhanov G. B. and Emirov R. M.</i> Superconducting microcrystalline ceramic YBCO: correlations of structure and properties	84

INFORMATION

Rules for authors	92
-------------------	----

УДК 621.3
EDN: ZGZNQM

PACS: 07.05.Dz, 07.55. Jg, 94.80.+g

**Исследование модели расчёта наведенного импульса тока
в измерительных сетках датчика микрометеороидов
и частиц космического мусора***А. М. Телегин, М. П. Калаев, К. Е. Воронов*

Выведено аналитическое выражение для наведенного импульса тока, который возбуждается на сеточном электроде при полете заряженной микрочастицы. Полученные данные могут быть использованы для анализа скорости и угла влета микрочастиц в сеточный датчик высокоскоростных микрочастиц.

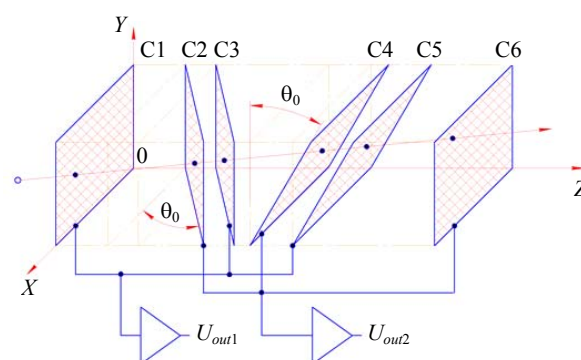
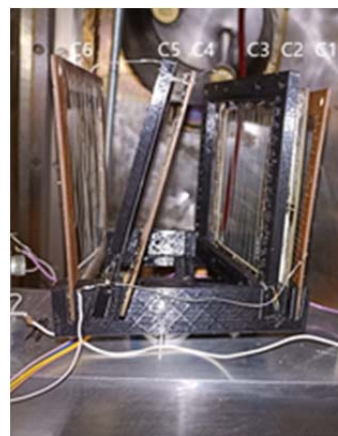
Ключевые слова: микрометеороиды; космический мусор; теорема Шокли-Рамо; наведенный ток; электрод.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-5-10

Введение

Одной из важных задач исследования космического пространства является контроль местоположения и проведение оценки параметров высокоскоростных микрочастиц (микрометеороидов и частиц космического мусора) [1–4]. Для контроля таких частиц микронных размеров используют датчики «In-situ», то есть непосредственно установленные на поверхность космических аппаратов. Примером подобного типа датчиков могут служить измерители вектора скорости высокоскоростных микрочастиц сеточной конструкции [5, 6], принцип действия которых основан на измерении заряда, индуцированного на сеточных

электродах пропорционально скорости и заряду пролетающей рядом заряженной микрочастицы (рис. 1, 2).

**Рис. 1. Структурная схема сеточного датчика****Рис. 2. Фотография датчика сеточной конструкции: C1, C2, C3, C4, C5, C6 – шесть сеток расположенных, согласно рис. 1**

Телегин Алексей Михайлович^{1,2}, с.н.с., доцент, к.ф.-м.н.
E-mail: talex85@mail.ru

Калаев Михаил Павлович^{1,2}, с.н.с., доцент, к.т.н.

Воронов Константин Евгеньевич^{1,2}, директор, доцент, к.т.н.

¹ Самарский университет, институт космического приборостроения (ИКП–214).

Россия, 443086, г. Самара, Московское шоссе, 34а.

² Самарский университет.

Россия, 443086, г. Самара, Московское шоссе, 34.

Статья поступила в редакцию 30.07.2024

После доработки 6.11.2024

Принята к публикации 1.02.2025

Шифр научной специальности: 1.3.2

© Телегин А. М., Калаев М. П., Воронов К. Е., 2025

Авторами был разработан и исследован прототип датчика сеточной конструкции (рис. 1, 2), который состоит из шести сеточных измерительных электродов, попарно наклоненных под разными углами, для оценки трех проекций вектора скорости ($\vec{V} = \vec{1}_x \cdot Vx + \vec{1}_y \cdot Vy + \vec{1}_z \cdot Vz$, где $\vec{1}_x$ – орт по направлению оси OX , $\vec{1}_y$ – орт по направлению оси OY , $\vec{1}_z$ – орт по направлению оси OZ) микрочастицы (рис. 1). При проектировании устройств, основанных на измерение наведенного заряда важно знать форму сигнала с измерительного электрода для построение методики обработки полученных экспериментальных данных [7–9]. В работах [10–12] разработана методика оценки импульса наведенного тока для плоскопараллельного конденсатора, но в разработанном нами прототипе некоторые сетки располагаются непараллельно. В работе рассматривается движение микрочастицы в плоской геометрии при условии, что данная микрочастица не пролетает вблизи краев сеток.

В данной работе стоит задача определить форму наведенного импульса тока измерительных сеток, расположенных непараллельно.

Модель наведенного тока без учета влияния входной измерительной цепи

На рисунке 3 показаны проекции двух плоскостей, расположенных под углом θ_0 друг относительно друга и которые представляют собой первые две сетки датчика, показанного на рисунке 1, 2. Заряженная микрочастица (микрометеороид или частица космического мусора) пролетает первую измерительную сетку в точке $M0(x0,0)$ и вылетает из второй сетки в точке $M1(x1, z1)$. Точка $M(x, z)$ является промежуточным положением микрочастицы в момент времени t .

Наведенный импульс тока на электроде при пролете микрочастицей данного электрода рассчитывается согласно теоремы Рамо-Шокли в стационарном приближении, так как скорость исследуемой микрочастицы во много раз меньше скорости электромагнитной волны [10–13]:

$$i(t) = Q \cdot (\vec{V} \cdot \vec{E}_k), \quad (1)$$

где $\vec{E}_k$ – эффективная (взвешенная) напряженность поля в точке, где находится заряд Q в момент времени t , рассчитанная по схеме: заряд удалён, потенциал электрода, с которого снимается ток, равен 1, потенциал оставшихся электродов равен 0. $(\vec{V} \cdot \vec{E}_k)$ – скалярное произведение вектора скорости и эффективной напряженности.

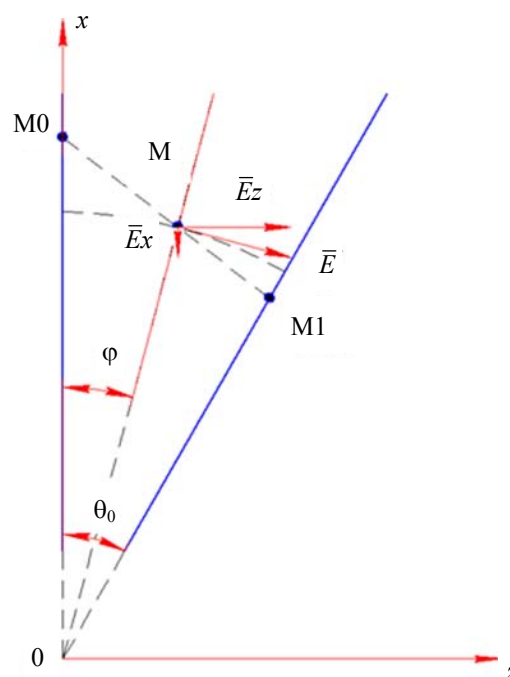


Рис. 3. Взаимное расположение наклонных измерительных сеточных электродов

Напряженность поля непараллельных плоских электродов можно вычислить в полярной системе координат согласно выражению [14]:

$$E = \frac{U}{r \cdot \theta_0}, \quad (2)$$

где U – напряжение на измерительном электроде (в расчетах принимается, что оно равно 1В), r – расстояние от точки 0 до точки M , θ_0 – угол между двумя плоскостями сеточных электродов. Примем, что первая сетка $C1$ находится по 0 потенциалом, а сигнал измеряется со второй сетки $C2$.

Координаты микрочастицы в декартовой системе координат определяются согласно выражениям:

$$z = r \cdot \sin(\varphi), \quad x = r \cdot \cos(\varphi), \quad (3)$$

$$x1 = x0 - Vz \cdot t, \quad z1 = Vz \cdot t. \quad (4)$$

$$\text{Примем, что } \operatorname{tg}(\alpha) = \frac{Vx}{Vz}.$$

Проекция вектора напряженности E_x, E_z в прямоугольной системе координат вычисляются согласно выражениям:

$$E_x = E \cdot \sin(\varphi), \quad E_z = E \cdot \cos(\varphi),$$

$$\operatorname{tg}(\varphi) = \frac{z}{x} = \frac{Vz \cdot t}{x0 - Vz \cdot t} = \frac{t}{x0 / Vz - \operatorname{tg}(\alpha) \cdot t}. \quad (5)$$

Наведенный ток же согласно теоремы Шокли-Рамо рассчитывается согласно выражению:

$$\begin{aligned} i &= Q \cdot (\vec{V} \cdot \vec{E}) = Q \cdot (\vec{V}_x \cdot \vec{E}_x + \vec{V}_z \cdot \vec{E}_z) = \\ &= \frac{U \cdot Q}{z \cdot \theta_0} (Vx \cdot \sin^2(\varphi) + Vz \cdot \cos(\varphi) \cdot \sin(\varphi)) = \\ &= \frac{U \cdot Q}{\theta_0} \left(\frac{x0 / Vz}{(x0 / Vz - \operatorname{tg}(\alpha) \cdot t)^2 + t^2} \right) = \\ &= i(t=0) \cdot \left(\frac{x0^2}{(x0 - \operatorname{tg}(\alpha) \cdot t \cdot Vz)^2 + (t \cdot Vz)^2} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где $i(t=0) = \frac{U \cdot Q}{\theta_0} \left(\frac{Vz}{x0} \right) = \frac{1 \cdot Q}{\theta_0} \left(\frac{Vz}{x0} \right)$ – ток в момент времени пролета микрочастицей точки М0.

Время пролета второй сетки С2 (в точке М1) определяется путем решения системы уравнения:

$$\begin{cases} x1 = x0 - Vz \cdot t_1, \\ z1 = Vz \cdot t_1, \\ \operatorname{tg}(\theta_0) = \frac{z1}{x1}. \end{cases} \quad (7)$$

Решение системы уравнений представленной выше будет имеет вид:

$$t_1 = \frac{x0}{Vz \cdot \left(\frac{1}{\operatorname{tg}(\theta_0)} + \operatorname{tg}(\alpha) \right)} \quad (8)$$

где t_1 – время пролета микрочастицей второй сетки С2.

Компоненту вектора скорости Vz можно определить путем измерения времени пролета микрочастицей С1 и С6 сеток (рис. 1) [5], а компоненту вектора скорости Vx можно определить согласно выражению:

$$Vx = \frac{x0}{t_1} - \frac{Vz}{\operatorname{tg}(\theta_0)}. \quad (9)$$

Тогда наведенный ток в момент времени пролета микрочастицей второй сетки С2 можно рассчитать согласно выражению:

$$\begin{aligned} i(t=t_1) &= \frac{U \cdot Q}{\theta_0} \left(\frac{x0 / Vz}{\left(\frac{x0 / Vz - \operatorname{tg}(\alpha) \cdot \frac{x0 / Vz}{\left(\frac{1}{\operatorname{tg}(\theta_0)} + \operatorname{tg}(\alpha) \right)}} \right)^2 + \left(\frac{x0 / Vz}{\left(\frac{1}{\operatorname{tg}(\theta_0)} + \operatorname{tg}(\alpha) \right)} \right)^2} \right) = \\ &= i(t=0) \cdot \left(\frac{(ctg(\theta_0) + \operatorname{tg}(\alpha))^2}{ctg^2(\theta_0) + 1} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Угол влета микрочастицы в первую сетку С1 можно определить согласно выражению:

$$\operatorname{tg}(\alpha) = \sqrt{i(t=t_1) \cdot (\operatorname{ctg}^2(\theta_0) + 1) / i(t=0)} - \operatorname{ctg}(\theta_0). \quad (11)$$

При $\alpha = 0$ ($\operatorname{tg}(\alpha) = 0$) получаем выражение для наведенного тока в момент пролета микрочастицей сетки С2:

$$i(t=t_1) = i(t=0) \cdot \left(\frac{1}{1 + \operatorname{tg}^2(\theta_0)} \right) = i(t=0) \cdot \cos^2(\theta_0). \quad (12)$$

Зная заряд Q и скорость V_z микрочастицы можно определить координату x_0 пролета микрочастицей сетки С1:

$$x_0 = \frac{U \cdot Q}{\theta_0} \left(\frac{V_z}{i(t=0)} \right). \quad (13)$$

Модель наведенного тока с учетом влияния входной измерительной цепи

В реальных датчиках высокоскоростных микрочастиц необходимо учитывать параметры входной измерительной цепи, например, входную емкость и сопротивление усилителя и паразитную индуктивность проводов [12]. Для этого необходимо решить дифференциальное уравнение, составленное согласно радиотехнической модели (рис.4) [10, 15]:

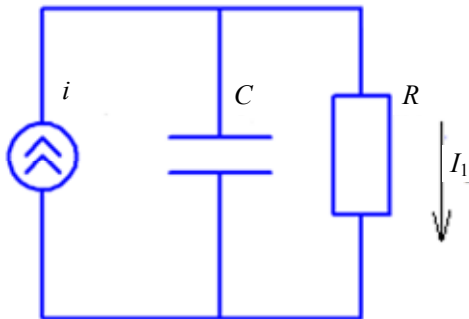


Рис. 4. Радиотехническая модель входной цепи: C – входная емкость; R – входное сопротивление

Выражение, описывающее ток I_1 , протекающий через входной сопротивление, опре-

деляется путем решения дифференциального уравнения [10, 12]:

$$C \cdot R \cdot \frac{dI_1}{dt} + I_1 = i. \quad (14)$$

Для того, чтобы упростить аналитическое решение данного дифференциального уравнения разложим выражения для наведенного тока в ряд Тейлора, при этом ограничимся тремя первыми членами ряда (погрешность такой аппроксимации не превысит 0,5 %):

$$i = i(t=0) \times \left(1 + \frac{2 \cdot V_x}{x_0} \cdot t + \left(3 \cdot \left(\frac{V_x}{x_0} \right)^2 - \left(\frac{V_z}{x_0} \right)^2 \right) \cdot t^2 \right) = i(t=0) \cdot (1 + A_1 \cdot t + A_2 \cdot t^2), \quad (15)$$

$$\text{где } A_1 = \frac{2 \cdot V_x}{x_0}, \quad A_2 = \left(3 \cdot \left(\frac{V_x}{x_0} \right)^2 - \left(\frac{V_z}{x_0} \right)^2 \right).$$

При решении дифференциального уравнения учтем, что в начальный момент времени, когда микрочастица пролетает первую сетку С1, $I_1(t=0) = 0$. Тогда получим следующее выражение для тока, протекающего через резистор:

$$I_1 = i(t=0) \times \left[\left(1 - A_1 \cdot \tau + 2 \cdot A_2 \cdot \tau^2 \right) \cdot \left(1 - e^{-t/\tau} \right) + \left(A_1 - 2 \cdot \tau \cdot A_2 \right) \cdot t + A_2 \cdot t^2 \right], \quad (16)$$

где $\tau = R \cdot C$ – постоянная времени входной цепи.

При $\tau \rightarrow 0$ выражение переходит в выражение без учета влияния входных цепей. Представленное выражение тоже может быть разложено в ряд Тейлора, но только при $t/\tau \ll 1$ иначе количество членов ряда будет достаточно велико.

На рис. 5, 6 показаны графики зависимости изменения тока во времени. Для удобства анализа график удобно строить в координатах нормированной функций тока и времени:

$$I_{NORM1} = I_1 / i(t=0) = \left[\left(1 - A_1 \cdot \tau + 2 \cdot A_2 \cdot \tau^2 \right) \cdot \left(1 - e^{-t/\tau} \right) + \left(A_1 - 2 \cdot \tau \cdot A_2 \right) \cdot t + A_2 \cdot t^2 \right], \quad (17)$$

$$t_{norm} = t / t_1. \quad (18)$$

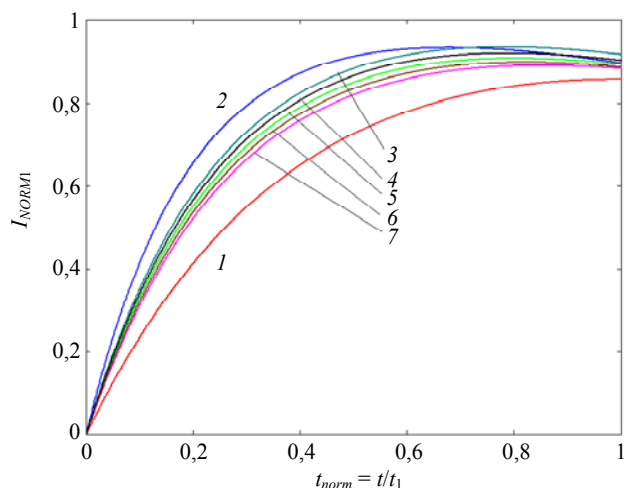


Рис. 5. График нормированного импульса тока в промежутке между первой и второй сеткой при $V_z = 1000$ м/с, $\tau = 10^{-5}$ с: 1 – $x_0 = 0,1$ м, $\alpha = 0$; 2 – $x_0 = 0,2$ м, $\alpha = 0$; 3 – $x_0 = 0,15$ м, $\alpha = -10^\circ$; 4 – $x_0 = 0,15$ м, $\alpha = -5^\circ$; 5 – $x_0 = 0,15$ м, $\alpha = 0^\circ$; 6 – $x_0 = 0,15$ м, $\alpha = 5^\circ$; 7 – $x_0 = 0,15$ м, $\alpha = 10^\circ$

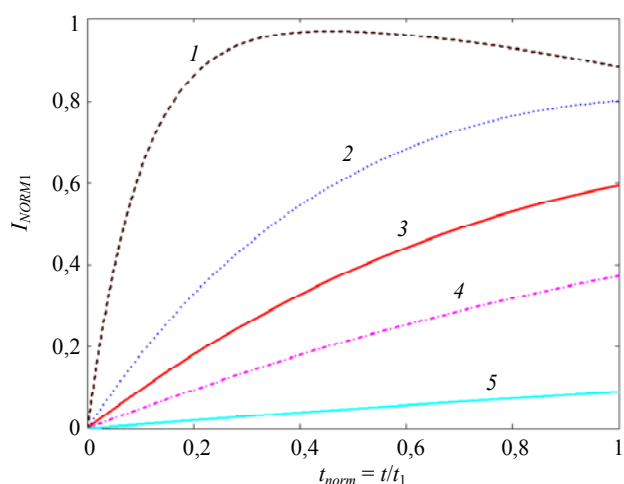


Рис. 6. График нормированного импульса тока в промежутке между первой и второй сеткой при $x_0 = 0,15$ м, $\alpha = 0^\circ$, $V_z = 1000$ м/с: 1 – $t_1/\tau = 10$; 2 – $t_1/\tau = 2$; 3 – $t_1/\tau = 1$; 4 – $t_1/\tau = 0,5$; 5 – $t_1/\tau = 0,1$

Закключение

Предложена аналитическая модель, описывающая наведенный ток при непараллельном расположении измерительных сеток для датчика измерения вектора скорости микрометеороидов и частиц космического мусора. При достаточно большой постоянной времени входной цепи наблюдается уменьшение ам-

плитуда тока в входной цепи, что может привести к снижению чувствительности датчика при измерении быстрых микрочастиц. При измерении же медленных микрочастиц наблюдается снижение амплитуда тока за счет токов разряда входной емкости. При этом было отмечено угол влета микрочастицы в первую сетку влияет на форму измеряемого сигнала. Полученные данные могут быть использованы при выборе геометрических размеров реального датчика высокоскоростных микрочастиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wang W., Xue W., Wu S., Mu Z., Yi J., Tang A. J. / Materials. 2022. Vol. 15. № 3871.
2. Батанов А. Ф., Хаханов Ю. А. / Идеи К.Э. Циолковского в теориях освоения космоса: Материалы 58-х Научных чтений, посвященных разработке научного наследия и развитию идей К. Э. Циолковского, Калуга, 19–21 сентября 2023 года. – Калуга: ИП Стрельцов И. А., 2023. С. 109–112.
3. Вениаминов С. С., Червонов А. М. Космический мусор – угроза человечеству. – М.: ИКИ РАН, 2012.
4. Усовик И. В., Морозов А. А. / Вестник Московского авиационного института. 2023. Т. 30. № 4. С. 202–209.
5. Телегин А. М., Воронов К. Е., Шестаков Д. А. / Инженерная физика. 2024. № 1. С. 49–57.
6. Auer S. / Rev. Sci. Instrum. 1975. Vol. 46. № 2. P. 127–135.
7. Thomas E., Auer S., Drake K., Horányi M., Mun-sat T., Shu A. / Planetary and Space Science. 2013. Vol. 89. P. 71–76.
8. Сухачев К. И., Телегин А. М., Григорьев Д. П., Шестаков Д. А., Дорофеев А. С. / Приборы и техника эксперимента. 2023. № 2. С. 46–51.
9. Телегин А. М. / Успехи прикладной физики. 2023. Т. 11. № 6. С. 540–552.
10. Герштейн Г. М. Моделирование полей методом электростатической индукции: (Наведенного тока). – Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1970.
11. Иновенков А. Н., Константинов О. В., Пирогов В. И. / ЖТФ. 1993. Т. 63. № 9. С. 1–5.
12. Поклонский Н. А., Вырко С. А., Кочерженко А. А. / ЖТФ. 2004. Т. 74. № 11. С. 75–78.
13. Shockley W. / Journal of Applied Physics. 1938. Vol. 9. № 10. P. 635–636.
14. Jones T. B., Bliss G. W. / Journal of Applied Physics. 1977. Vol. 48. № 4. P. 1412–1417.
15. Сёмкин Н. Д., Телегин А. М. / Измерительная техника. 2016. № 12. С. 45–48.

PACS: 07.05.Dz, 07.55. Jg , 94.80.+g

Study of a model for calculating an induced current pulse in the measuring grids of a sensor for micrometeoroids and space debris particles

A. M. Telegin^{1,2}, M. P. Kalaev^{1,2} and K. E. Voronov^{1,2}

¹ Institute of Space Instrumentation (IKP–214)
34a Moskovskoe shosse, Samara, 443086, Russia
E-mail: talex85@mail.ru

² Samara University
34 Moskovskoe shosse, Samara, 443086, Russia

Received 30.07.2024; revised 6.11.2024; accepted 1.02.2025

The article discusses the derivation of the analytical expression for the induced current pulse, which is excited on the grid electrode during the flight of a charged microparticle. The data obtained can be used to analyze the speed and angle of entry of microparticles into the grid sensor of high-speed microparticles.

Keywords: micrometeoroids; space debris; Shockley-Ramo theorem; induced current; electrode.

REFERENCES

1. Wang W., Xue W., Wu S., Mu Z., Yi J. and Tang A. J., *Materials* **15** (3871), (2022).
2. Batanov A. F. and Khakhanov Yu. A. Ideas K.E. Tsiolkovsky in theories of space exploration: Materials of the 58th Scientific Readings dedicated to the development of the scientific heritage and the development of ideas of K. E. Tsiolkovsky, Kaluga, September 19–21, 2023. Kaluga: IP Streltsov I.A., 2023, pp. 109–112 [in Russian].
3. Veniaminov S. S. and Chervonov A. M., *Space debris is a threat to humanity*, Moscow, IKI RAS, 2012 [in Russian].
4. Usovik I. V. and Morozov A. A., *Bulletin of the Moscow Aviation Institute* **30** (4), 202–209 (2023) [in Russian].
5. Telegin A. M., Voronov K. E. and Shestakov D. A., *Engineering physics*, № 1, 49–57 (2024) [in Russian].
6. Auer S., *Rev. Sci. Instrum.* **46** (2), 127–135 (1975).
7. Thomas E., Auer S., Drake K., Horányi M., Munsat T. and Shu A., *Planetary and Space Science* **89**, 71–76 (2013).
8. Sukhachev K. I., Telegin A. M., Grigoriev D. P., Shestakov D. A. and Dorofeev A. S., *Instruments and Experimental Techniques* **66** (2), 228–233 (2023).
9. Telegin A. M., *Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics)* **11** (6), 540–552 (2023) [in Russian].
10. Gershtein G. M. *Modeling of fields by the method of electrostatic induction: (Induced current). The science. Ch. ed. physics and mathematics lit.*, 1970.
11. Inovenkov A. N., Konstantinov O. V. and Pirogov V. I., *ZhTF* **63** (9), 1–5 (1993).
12. Poklonsky N. A., Vyrko S. A. and Kocherzhenko A. A., *ZhTF* **74** (11), 75–78 (2004).
13. Shockley W., *Journal of Applied Physics* **9** (10), 635–636 (1938).
14. Jones T. B. and Bliss G. W., *Journal of Applied Physics* **48** (4), 1412–1417 (1977).
15. Semkin N. D. and Telegin A. M., *Measurement Techniques* **59** (12), 1304–1309 (2017).

УДК 533.9.082, 537.52
EDN: ZTNBKN

PACS: 52.70.Kz

Излучение короткой сильноточной вакуумной дуги с медными электродами*Ю. А. Баринов, К. К. Забелло, А. А. Логачев, И. Н. Полуянова, С. М. Школьник*

В работе измерялась мощность излучения сильноточной вакуумной дуги, горящей на электродах из меди. Диапазон измерения излучения составил $100 \text{ нм} \leq \lambda \leq 1100 \text{ нм}$. Разработанная методика измерения позволила проанализировать изменение мощности излучения в зависимости от тока дуги в видимой и ультрафиолетовых частях спектра, а также, в области вакуумного ультрафиолета. Анализ полученных результатов показал, что в вакуумной дуге с сильной анодной активностью происходит перераспределение по спектру мощности излучения. Полученные результаты дали возможность оценить долю излучения в энергобалансе дуги.

Ключевые слова: вакуумная дуга; мощность излучения; низкотемпературная плазма; электромагнитное излучение; электрическая дуга.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-11-15

Введение

Исследования сильноточных вакуумных дуг в первую очередь связаны с разработкой вакуумной дугогасительной аппаратуры. При этом, электромагнитное излучение играет значительную роль в энергетическом балансе вакуумной дуги. С увеличением тока дуги и соответственно плотности плазмы роль излучения увеличивается [1]. Определить энерго-

баланс дуги с учётом излучения достаточно сложная задача. При математическом моделировании вакуумной дуги обычно не учитывают электромагнитное излучение. Однако, было сделано несколько приближённых расчётов, в которых излучение дуги учитывалось [2–4]. При исследовании излучения плазмы экспериментальным методом в основном используются спектроскопические методы [5]. В наших работах [6–8] мы измеряли поток излучения, создаваемый всем объёмом плазмы. В этих работах приведены результаты измерений излучения сильноточной вакуумной дуги с электродами из медь-хромовой композиции (CuCr30), используемой в современных дугогасительных камерах. В предыдущих работах авторы исследовали спектральную область $200 \text{ нм} \leq \lambda \leq 1100 \text{ нм}$. Оказалось, что большая часть излучения сосредоточена в диапазоне $\lambda < 400 \text{ нм}$ и доля мощности излучения в дуге с анодной активностью составляет почти 25 % от полной мощности дуги. Эти измерения, вместе с измерениями тока разряда и напряжения на дуге, могут быть использованы для определения основных параметров плазмы [9].

В развитой сильноточной вакуумной дуге при достижении некоторого уровня плотности тока проявляется анодная активность и

Баринов Юрий Алексеевич¹, с.н.с., к.ф.-м.н.
E-mail: yury@mail.ioffe.ru

Забелло Константин Константинович¹, н.с., к.ф.-м.н.
E-mail: zabellok@mail.ioffe.ru

Логачев Александр Александрович¹, н.с.
E-mail: logatchev@mail.ioffe.ru

Полуянова Ирина Николаевна², нач. отдела.
E-mail: pin@tavrida.com

Школьник Сергей Маркович¹, к.ф.-м.н.
E-mail: shkolnik@mail.ioffe.ru

¹ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе.
Россия, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26.

² Конструкторское бюро коммутационной аппаратуры.
Россия, 299003, г. Севастополь, ул. Революции 1905 г., 12.

Статья поступила в редакцию 12.09.2024

После доработки 11.10.2024

Принята к публикации 1.02.2025

Шифр научной специальности: 1.3.9

© Баринов Ю. А., Забелло К. К., Логачев А. А.,
Полуянова И. Н., Школьник С. М., 2025

на обоих электродах имеется достаточно большие области расплава материала. Температура этого расплава достигает 2000 К [10]. При этом температура плавления меди составляет 1356,55 К, а хрома 2130 К. При таких температурах испарение с поверхности электродов меди будет существенно, а значит основной материал в межэлектродном промежутке это будут пары меди. В области вакуумного ультрафиолета (100–200 нм) находится достаточно много интенсивных линий атомов и ионов меди. Поэтому, можно предположить, что мощность, выделяемая излучением из дуги в этом диапазоне, будет существенной. Для оценки вклада каждого компонента электрода (Cu, Cr) в излучение, на этом этапе исследований мы измерили мощность излучения вакуумной дуги, горящей на медных электродах.

Техника эксперимента

Измерение излучения сильноточной вакуумной дуги проводилось в диапазоне $100 \text{ нм} \leq \lambda \leq 1100 \text{ нм}$, в эту область попадает и диапазон вакуумного ультрафиолета (ВУФ). Поджиг дуги осуществлялся в центре катода вспомогательным разрядом, между электродом и отрываемой от него иглой с током. Питание дуги осуществлялось импульсом тока прямоугольной формы длительностью 9 мс. Межэлектродный промежуток составлял 4 мм. Ток менялся в диапазоне 10–25 кА, что даёт изменение средней плотности тока в полностью развившейся дуге $1,5 \text{ кА/см}^2 \leq j \leq 3,5 \text{ кА/см}^2$. Диаметр торцевых электродов был 30 мм. Материал электродов – бескислородная медь (OFC Cu).

Схема экспериментальной установки была описана ранее в [6]. Оценки мощности излучения сильноточной вакуумной дуги исходя из интенсивности потока излучения, зарегистрированного фотоприёмником, основывалась на [11]. Здесь отметим основные параметры установки и важные дополнительные изменения. Электроды располагались в вакуумной камере под непрерывной откачкой ($\sim 10^{-4}$ Па). Для стабилизации разряда к нему прилагалось однородное аксиальное магнитное поле (АМП), величина индукции АМП составляла $\sim 10 \text{ мТ/кА}$. Таким образом обес-

печивалось горение дуги в диффузной моде. Для регистрации излучения применялись три фотодиода ФДУК8-УВС с размером активной области 3,5 мм. Типовая чувствительность $S(\lambda)$ фотодиода в диапазоне $100 \text{ нм} \leq \lambda \leq 1100 \text{ нм}$ изображена на рисунке 1.

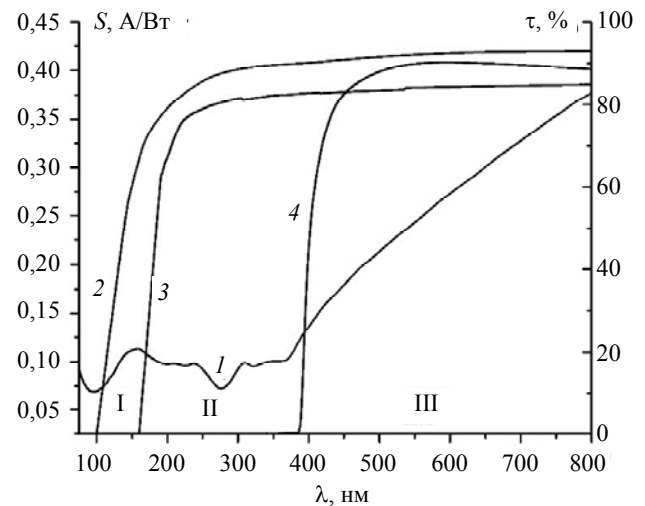


Рис. 1. Зависимость спектральной чувствительности фотодиода – 1 и коэффициенты пропускания фильтров: 2 – MgF_2 ; 3 – КУ-1; 4 – ЖС-10

Все три фотодиода располагались внутри вакуумной камеры, что позволяло нам регистрировать излучение в вакуумном ультрафиолете. Для разделения регистрируемого фотодиодами диапазона на области (на рис. 1 они отмечены как I, II и III) использовались светофильтры. Стекло из MgF_2 , пропускает излучение с $\lambda \geq 100 \text{ нм}$, кварцевое стекло КУ1 пропускает свет с $\lambda \geq 175 \text{ нм}$ и цветное стекло ЖС-10 (ГОСТ 9411-91) пропускает с $\lambda \geq 400 \text{ нм}$. На рисунке 1 вместе с чувствительностью фотодиода изображены коэффициенты пропускания $\tau(\lambda)$ светофильтров. В диапазоне 100–400 нм, у фотодиода характеристика спектральной чувствительности меняется незначительно, поэтому мощность излучения в этой области можно оценить достаточно просто в узких спектральных областях 100–175 нм, (область I) 175–400 нм (область II). Характеристика чувствительности в области $\lambda > 400 \text{ нм}$ (область III) у фотодиода растёт с увеличением длины волны, однако излучение дуги в длинноволновой области имеет низкую интенсивность. Поэтому авторы считали чувствительность в области III средней по диапазону, что не даст высокой

погрешности в оценке мощности излучения. Для ограничения максимальных регистрируемых фотодиодами сигналов, применялись диафрагмы разных диаметров (до 1 мм для фильтра ЖС-10 и 0,5 мм для остальных).

Результаты эксперимента и обсуждение

При относительно небольшом токе $I_a \approx 10$ кА, когда дуга горит в диффузной моде

без анодной активности, форма регистрируемых сигналов с фотодиодов примерно повторяют форму тока разряда. Сигнал регистрируется слабый, особенно через фильтр ЖС-10. Примеры результатов электрических измерений при двух больших токах приведены на рисунках 2 и 3. Видно, что с увеличением амплитуды импульса тока величина и форма импульса от фотодиода (а, следовательно, и мощность излучения плазмы) сильно меняются.

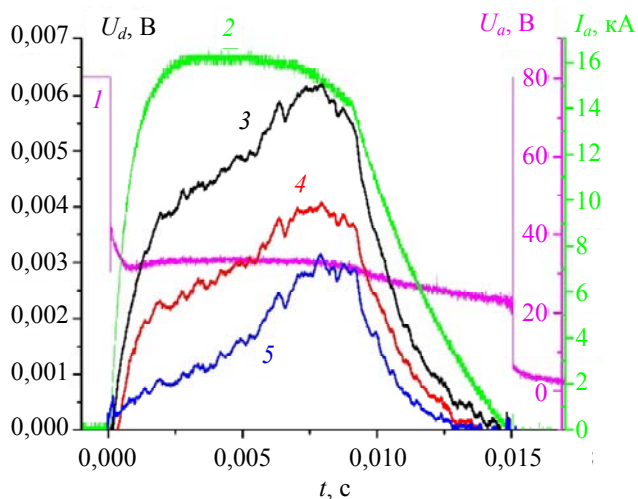


Рис. 2. Результаты измерений. $I_a \approx 16$ кА. 1 – Напряжение на дуге; 2 – ток дуги; Сигналы с фотодиодов с фильтрами: 3 – MgF_2 ; 4 – $KY1$; 5 – ЖС-10

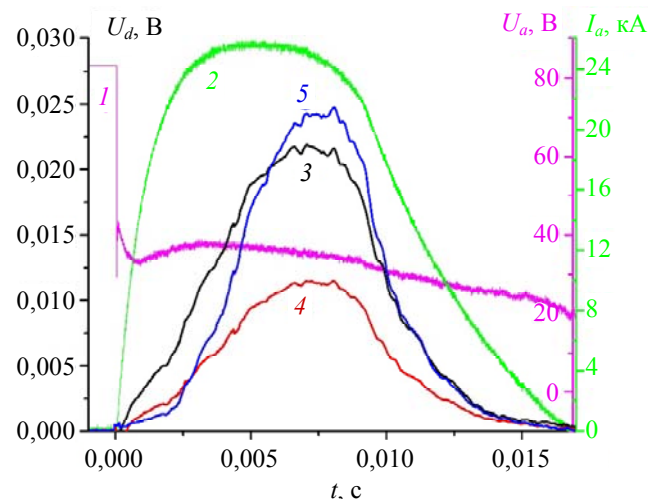


Рис. 3. Результаты измерений. $I_a \approx 25$ кА. 1 – Напряжение на дуге; 2 – ток дуги; Сигналы с фотодиодов с фильтрами: 3 – MgF_2 ; 4 – $KY1$; 5 – ЖС-10

Когда ток достигает $I_a \approx 16$ кА (рис. 2), и на электродах появляются первые признаки анодной активности, сигналы от диодов также увеличиваются. Несмотря на то, что импульс тока имеет продолжительное плато, сигналы от диодов линейно возрастают и к концу импульса увеличиваются минимум вдвое, а для фильтра ЖС-10 увеличение наблюдается до трёх раз. Дальнейшее увеличение тока приводит к значительному изменению формы сигналов от диодов. В конце импульса сигналы начинают быстро нарастать и при токах $I_a \approx 18$ кА (при таких токах на обоих электродах наблюдаются значительные оплавы поверхностей) к концу импульса они увеличивается минимум в четыре раза. Причём сигнал, полученный через фильтр MgF_2 начинает расти раньше других, но рост сигнала на фотодиоде, полученный через фильтр ЖС-10 существенно больше чем увеличение сигналов

на других фотодиодах. Дальнейшее увеличение тока до $I_a \approx 25$ кА (рис. 3) не приводит к изменению формы сигнала от диодов, но вызывает их значительное увеличение. При максимальном токе поверхности обоих электродов полностью оплавлены.

Значительное изменение формы сигнала от диода при токах, превышающих 15 кА, коррелирует с появлением анодной активности. Анодная активность приводит к увеличению плотности плазмы и, как следствие, к увеличению роли излучения.

Благодаря одновременной фиксации излучения тремя фотодиодами через разные фильтры мы можем видеть, как зависит мощность излучения P от тока разряда в спектральной области I (~ 100 – 175 нм), области II (~ 175 – 400 нм) и области III ($\lambda \geq 400$ нм) в различное время после поджига дуги. Такие зависимости приведены на рисунке 4.

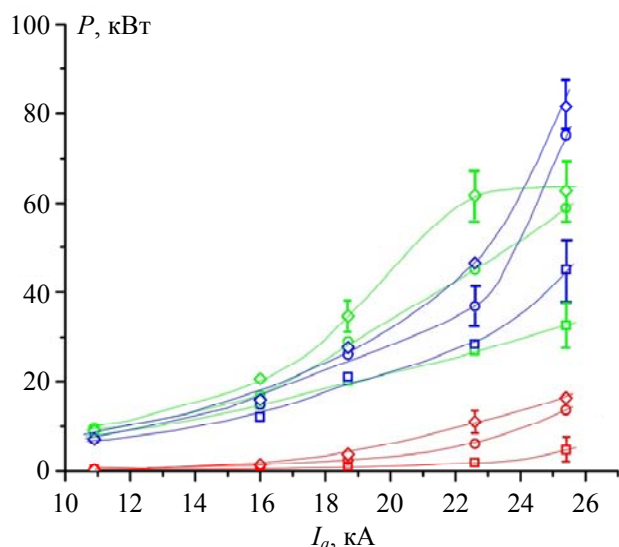


Рис. 4. Зависимость мощности излучения от тока в разных областях спектра: Синий - область I; Зелёный - область II; Красный - область III. Моменты времени: квадрат - 3,5 мс; круг - 5,5 мс; ромб - 7,5 мс

Из приведённых зависимостей видно, что мощность излучения во всех наблюдаемых участках спектра достигает максимума к концу импульса (7,5 мс). Однако изменение мощности излучения с увеличением тока при достижении предельных токов, когда активность на аноде уже достаточно сильна ($I_a > 20$ кА), не одинаково для разных участков спектра.

В области III в дуге с развитой анодной активностью мощность излучения возрастает на порядок по сравнению с дугой в диффузной моде без анодной активности. Также с ростом тока существенно растёт мощность излучения в области вакуумного ультрафиолета (область I). Причём на предельных токах рост ускоряется и достижение максимума излучения наблюдается быстрее.

В средней области спектра (область II) немного другая картина. До появления анодной активности мощность излучения растёт синхронно с областью вакуумного ультрафиолета, но при токе $\sim 22,5$ кА мощность резко увеличивается и хоть и в конце импульса тока (7,5 мс), но достигает величины большей, чем мощность в области вакуумного ультрафиолета. А при большем токе (~ 25 кА) величина мощности излучения в области II в отличие от излучения в области I практически не увеличивается. Причём уже в середине импульса тока излучение в область II достигает своего насыщения.

В области I излучение в основном определяется ионными линиями меди, в том числе резонансными. В области II существенную часть излучения будут определять уже атомные линии (там же находятся две резонансные линии атома меди). При токах $I_a > 20$ кА авторы наблюдают полностью оплавленные оба электрода, а значит, происходит интенсивное испарение меди с поверхности. При дальнейшем росте тока испаряющиеся с поверхности атомы будут активно ионизоваться и, следовательно, будет возрастать излучение.

Заключение

В развитой вакуумной дуге с анодной активностью излучение играет существенную роль. При токе дуги 25 кА в разряде будет выделяться примерно 900 кВт мощности. По нашей оценке, с излучением в диапазоне $\sim 100\text{--}1100$ нм из дуги уйдёт примерно 150 кВт, то есть при больших плотностях тока до конца горения дуги с излучением выделится до 15 % от всей мощности в разряде. Поэтому при расчёте энергобаланса в сильноточных вакуумных дугах необходимо учитывать излучение. При этом с ростом тока, мощность излучения растёт быстрее в области вакуумного ультрафиолета. При токе 25 кА (плотность тока $j \leq 3,5$ кА/см²) излучение в вакуумном ультрафиолете к концу импульса достигает 80 кВт. В спектральной области 175–400 нм максимум достигается при меньшем токе ($I_a = 22$ кА) и составляет 60 кВт. Анализ показывает, что в развитой вакуумной дуге с анодной активностью с ростом тока есть перераспределение мощности излучения в сторону вакуумного ультрафиолета. Это говорит о том, что необходимо провести измерения и в более коротковолновой области ($\lambda \leq 100$ нм).

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2009.
2. Schade E., Shmelev D. L. / IEEE Trans. Plas. Sci. 2003. Vol. 31. № 5. P. 890–901.
3. Wang L., Jia S., Liu Y., Chen B., Yang D., Shi Z. / J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107. № 11. Art. № 113306.
4. Wenzel N., Kosse S., Lawall A., Renz R., Hartmann W. / Proc. 25th Int. Symp. Discharges Electr. Insul. Vac. (ISDEIV). 2012. P. 321–324.
5. Ochkin V. N. Spectroscopy of Low Temperature Plasma. – Weinheim, John Wiley & Sons, 2009.

6. Barinov Yu. A., Zabello K. K., Logachev A. A., Poluyanov I. N., Sherstnev E. V., Shkol'nik S. M. / Tech. Phys. Lett. 2021. Vol. 47. № 2. P. 118–121.

7. Barinov Y. A., Zabello K. K., Logachev A. A., Poluyanov I. N., Sherstnev E. V., Bogdanov A. A., Shkol'nik S. M. / IEEE Trans. Plasma Sci. 2022. Vol. 50. № 9. P. 2729–2735.

8. Barinov Yu. A., Zabello K. K., Logachev A. A., Poluyanov I. N., Shkol'nik S. M. / Proc. 30th Int. Symp.

on Discharges and Electr. Insul. in Vac.(ISDEIV). 2023. P. 235–237.

9. Лапшин В. Ф. / Прикладная физика. 2023. № 3. С. 10–17.

10. Zabello K. K., Poluyanov I. N., Logachev A. A., Begal D. I., Shkol'nik S. M. / IEEE Trans. Plas. Sci. 2019. Vol. 47. № 8. P. 3563–3571.

11. Лапшин В. Ф. / Прикладная физика. 2022. № 5. С. 25–31.

PACS: 52.70.Kz

Radiation of a short high-current vacuum arc with copper electrodes

Yu. A. Barinov¹, K. K. Zabello¹, A. A. Logachev¹, I. N. Poluyanov² and S. M. Shkol'nik¹

¹ Ioffe Institute

26 Polytekhnicheskaya st., St. Petersburg, 194021, Russia

² Switchgear design bureau LTD

12 Revolution st. 1905, Sevastopol, 299003, Russia

Received 12.09.2024; revised 11.10.2024; accepted 1.02.2025

The work measured the radiation power of a high-current vacuum arc burning on copper electrodes. The radiation measurement range was $100\text{ nm} \leq \lambda \leq 1100\text{ nm}$. The developed measurement technique allowed us to analyze the change in radiation power depending on the arc current in the visible and ultraviolet parts of the spectrum, as well as in the vacuum ultraviolet region. From the analysis of the obtained results it is evident that in a vacuum arc with strong anodic activity there is a redistribution of the radiation power spectrum. The obtained results made it possible to estimate the share of radiation in the arc energy balance.

Keywords: vacuum arc; radiation power; low-temperature plasma; electromagnetic radiation; electric arc.

REFERENCES

1. Raizer Yu. P., Gas Discharge Physics, Berlin Heidelberg, Springer, 1991.
2. Schade E. and Shmelev D. L., IEEE Trans. Plas. Sci. **31** (5), 890–901 (2003).
3. Wang L., Jia S., Liu Y., Chen B., Yang D. and Shi Z., J. Appl. Phys. **107** (11), 113306 (2010).
4. Wenzel N., Kosse S., Lawall A., Renz R. and Hartmann W., Proc. 25th Int. Symp. Discharges Electr. Insul. Vac.(ISDEIV), 2012, pp. 321–324.
5. Ochkin V. N., Spectroscopy of Low Temperature Plasma, Weinheim, John Wiley & Sons, 2009.
6. Barinov Yu. A., Zabello K. K., Logachev A. A., Poluyanov I. N., Sherstnev E. V. and Shkol'nik S. M., Tech. Phys. Lett. **47** (2), 118–121 (2021).
7. Barinov Y. A., Zabello K. K., Logachev A. A., Poluyanov I. N., Sherstnev E. V., Bogdanov A. A. and Shkol'nik S. M., IEEE Trans. Plasma Sci. **50** (9), 2729–2735 (2022).
8. Barinov Yu. A., Zabello K. K., Logachev A. A., Poluyanov I. N. and Shkol'nik S. M., Proc. 30th Int. Symp. on Discharges and Electr. Insul. in Vac. (ISDEIV), 2023, pp. 235–237.
9. Lapshin V. F., Applied Physics, № 3, 10–17 (2023) [in Russian].
10. Zabello K. K., Poluyanov I. N., Logachev A. A., Begal D. I. and Shkol'nik S. M., IEEE Trans. Plas. Sci. **47** (8), 3563–3571 (2019).
11. Lapshin V. F., Applied Physics, № 5, 25–31 (2022) [in Russian].

УДК 537.525
EDN: CDTYKW

PACS: 52.50.Dg

Ионный состав плазмы планарного магнетрона в газовом и вакуумном режимах функционирования

Д. Б. Золотухин, М. В. Шандриков, Г. Ю. Юшков

Приводятся результаты экспериментального исследования и численного моделирования долевого содержания ионов аргона и меди в плазме, генерируемой в планарном магнетроне постоянного тока с медной мишенью в газовом режиме (при давлении аргона уровня 0,1 Па), и в вакуумном режиме (при давлении остаточного газа 0,004 Па). Показано, что доли ионов меди в газовом и вакуумном режимах при токе разряда, достаточном для поддержания режима самораспыления (10 А), достаточно близки и составляют 97 % и 100 %, соответственно. Результаты экспериментов и численных оценок свидетельствуют о возможности осуществления стабильного функционирования непрерывного разряда и получения потока металлических ионов в высоком вакууме в планарном магнетроне без эффектов термического испарения или сублимации медной мишени.

Ключевые слова: планарный магнетрон; режим самораспыления; вакуумный режим функционирования.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-16-23

Введение

Магнетронное распыление является на сегодняшний день самым распространенным методом физического осаждения защитных и функциональных покрытий. Вместе с тем, при стандартных значениях рабочего давления в процессе магнетронного осаждения (0,5–10 Па), длина свободного пробега распыленных атомов сопоставима, либо даже меньше характерных расстояний от распыляемой мишени магнетрона до подложки [1, 2]. Столк-

новения с частицами рабочего газа в пространстве между мишенью и подложкой приводит к рассеянию и снижению энергии осаждаемых атомов, что сказывается на качестве и свойствах формируемого покрытия [3–5]. С увеличением давления рабочего газа формируемое покрытие становится пористым с преобладанием колончатой структуры [6, 7].

Устранение указанных недостатков возможно в так называемом режиме самораспыления, в котором поддержание разряда осуществляется за счет ионизации распыляемого материала мишени, а не рабочего газа [8, 9]. При достаточном уровне мощности разряда и, соответственно, количестве распыленных атомов металла в зоне ионизации, такой разряд может перейти в непрерывную форму и функционировать без напуска рабочего газа при рабочем давлении, определяемом только вакуумной откачной системой [10–12].

Несмотря на то, что такой тип разряда уже был ранее реализован в эксперименте, на сегодняшний день отсутствуют работы, связанные с моделированием происходящих в

Золотухин Денис Борисович, с.н.с., д.ф.-м.н.

E-mail: zolotukhinden@gmail.com

Шандриков Максим Валентинович, с.н.с., к.т.н.

Юшков Георгий Юрьевич, гл.н.с., д.т.н.

Институт сильноточной электроники СО РАН.

Россия, 634055, г. Томск, проспект Академический, 2/3.

Статья поступила в редакцию 21.10.2024

После доработки 10.12.2024

Принята к публикации 1.02.2025

Шифр научной специальности: 1.3.5

© Золотухин Д. Б., Шандриков М. В., Юшков Г. Ю., 2025

нем процессов, в том числе масс-зарядового состава плазмы.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования и численного моделирования долевого содержания ионов аргона и меди в плазме, генерируемой в планарном магнетроне постоянного тока с медной мишенью в газовом режиме (при давлении аргона уровня 0,1 Па), и в вакуумном режиме (при давлении остаточного газа 0,004 Па).

Техника и методика эксперимента

В экспериментах использовался планарный магнетрон с медной мишенью прямого охлаждения диаметром 100 мм. Начальная толщина мишени составляла 4 мм. Система интенсивного водяного охлаждения (не менее 20 л/мин) обеспечивала возможность функционирования магнетронного разряда в непрерывном режиме с мощностью до 8 кВт. Магнитное поле уровня 100 мТл на поверхности мишени в зоне интенсивного распыления обеспечивалось помещенными в водяную рубашку NdFeB магнитами марки N35 с максимальной рабочей температурой + 80 °С. Анодом магнетрона служил кольцевой (для формирования округлого поперечного сечения потока частиц) электрод диаметром 100 мм, имеющий потенциал стенок заземленной вакуумной камеры и удаленный от края катода-мишени на расстояние 8 см. В вакуумном режиме, при токе магнетронного разряда 8–12 А напряжение разряда составляло 590–610 В. В газовом режиме при том же токе разряда, напряжение было ниже приблизительно на 50–60 В (возможно, вследствие более эффективного распыления медной мишени ионами аргона, чем ионами меди [8]).

Благодаря значительному внутреннему объему вакуумной камеры (около 65 литров) и водяному охлаждению мишени, в эксперименте температура внешней поверхности мишени (со стороны разряда) при функционировании магнетрона с мощностью 8 кВт не превышала 200 °С. Вблизи поверхности нагретой мишени температура газа может быть выше, а концентрация ниже, но это справедливо в целом для всех сортов частиц (нейтралов и ионов и аргона и меди), а потому

слабо влияет на характер кривых. Таким образом, считалось, что мишень не служила источником нагрева рабочего газа и его температура в оценках принималась комнатной. Давление в камере поддерживалось постоянным, при равенстве процессов напуска аргона вблизи мишени, и его откачки насосом через отверстие, размещенное в более удаленной области вакуумной камеры.

Для исследования масс-зарядового состава ионов плазмы использовался модифицированный квадрупольный масс-спектрометр RGA-200 (Stanford Research Systems), входная апертура которого располагалась на расстоянии 25 см от мишени магнетрона. Коллектор спектрометра находился под потенциалом «земли», как и заземленные стенки вакуумной камеры. Плазма магнетронного разряда диффундировала в цилиндрический экспандер, торец которого был перекрыт мелкоструктурной сеткой из нержавеющей немагнитной стали. Потенциальный градиент для ускорения ионов в область спектрометра обеспечивался отдельным источником питания между анодом магнетрона и заземленными стенками вакуумной камеры. Оптимальная величина потенциала смещения составляла 30–50 В. Более подробные описания разрядной ячейки используемого в эксперименте планарного магнетрона и оборудования для измерения масс-зарядового состава ионов представлены в [12]. Для более точного определения долевого соотношения ионных компонентов в плазме проводилось интегрирование экспериментальных пиков ионного масс-спектра.

Численная модель

Моделирование разрядных процессов в описанном магнетроне выполнялось исходя из следующих положений. Считалось, что плоская медная мишень-катод магнетрона имела форму диска диаметром D , разрядная плазма занимала внутренний объем между мишенью и кольцевым анодом высотой h . В отличие от модели, изложенной в [13], в описываемой модели не учитывалась инжекция электронного пучка в разрядную область, отсутствовал дополнительный отражательный электрод, а разряд инициировался и поддерживался напряжением U_d между катодом и анодом.

Рабочим газом в модели служил аргон давления p_{Ar} и неизменной температуры $T_{\text{Ar}} = 300 \text{ K}$, в расчет принимались масса его атома, потенциал ионизации и зависящее от энергии налетающего электрона сечение ионизации в диапазоне энергий от 0 до 3000 эВ (достигающее максимума $\sim 4 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ при энергии $\sim 31 \text{ эВ}$) [14, 15]. Под воздействием ионной бомбардировки поверхности медной мишени происходило ее распыление, определяемое зависящим от энергии иона коэффициентом распыления γ_{sp} [8, 16], и в аргонную плазму поступали атомы меди, которые затем ионизовались в ней энергичными электронами, с учетом потенциала и сечения ионизации для меди [14], без учета (для упрощения) какого-либо легирования мишени налетающими ионами любого сорта. Коэффициент распыления аппроксимировался следующей формулой:

$$\gamma_{sp}(\varepsilon_{i\text{Ar}}) = \frac{0,06}{\varepsilon_i} \sqrt{Z_x} (\sqrt{\varepsilon_{i\text{Ar}}} - \sqrt{\varepsilon_{th}})$$

где 0,06 константа с размерностью $(\text{эВ})^{-1/2}$ [17], $\varepsilon_{i\text{Ar}}$ энергия ионов аргона, ускоренных в катодном падении потенциала, ε_i энергия связи материала мишени, и ε_{th} пороговая энергия иона, с которой начинается распыление, $Z_x = 2Z_{\text{Cu}} / \left((Z_{\text{Ar}}/Z_{\text{Cu}})^{2/3} + (Z_{\text{Cu}}/Z_{\text{Ar}})^{2/3} \right)$ приведенный атомный номер, определяемый атомными номерами рабочего газа Z_{Ar} (аргона) и мишени Z_{Cu} (меди).

Доля ионов меди $n_{i\text{Cu}}$ и аргона $n_{i\text{Ar}}$ в плазме определялась из отношения их концентраций к общей концентрации ионов в плазме $n_i = n_{i\text{Ar}} + n_{i\text{Cu}}$. Упомянутые величины определялись в результате решения уравнений:

$$n_{i\text{Ar}} = I_d (n_{\text{Ar}} \sigma_{i\text{Ar}}(U_d) \times (U_d/W_{i\text{Ar}}) h) / \left[0,4(1 + \gamma_{ie}) e \sqrt{2kT_e/M_{\text{Ar}}} S_c \right], \quad (1)$$

$$n_{i\text{Cu}} = I_d [n_{\text{Cu}} (\gamma_{sp}) \sigma_{i\text{Cu}}(U_d) \times (U_d/W_{i\text{Cu}}) h] / \left[0,4(1 + \gamma_{ie}) e \sqrt{2kT_e/M_{\text{Cu}}} S_c \right] \quad (2)$$

где I_d – ток разряда; $n_{\text{Ar}} = p_{\text{Ar}}/kT_{\text{Ar}}$ – концентрация нейтральных атомов аргона; $n_{\text{Cu}}(\gamma_{sp})$ –

концентрация нейтральных, выбитых из мишени атомов меди, зависящая от γ_{sp} при установившихся U_d и I_d ; $\sigma_{i\text{Ar}}(U_d)$, $\sigma_{i\text{Cu}}(U_d)$ – сечение ионизации атомов аргона и меди разрядными электронами; $W_{i\text{Ar}} \approx 2\phi_{i\text{Ar}} \approx 30 \text{ эВ}$, $W_{i\text{Cu}} \approx 2\phi_{i\text{Cu}} \approx 15 \text{ эВ}$ – потенциал образования ион-электронной пары для аргона и меди ($\phi_{i\text{Ar}}$, $\phi_{i\text{Cu}}$ их потенциалы ионизации) [18]; $\gamma_{ie} = 0,1$ – коэффициент ион-электронной эмиссии (для энергий менее 1 кэВ [19]), M_{Ar} , M_{Cu} – масса атома аргона и меди, $S_c = \pi D^2/4$ – площадь катода-мишени. Для упрощения расчетов считалась, что температура электронов в плазме T_e принимала типичное значение 5 эВ. Остальные уравнения модели более подробно изложены в работе [20]. Множители $(U_d/W_{i\text{Ar}})h$ выражений (1) и (2) имеют смысл числа ионизаций на длине разрядного промежутка, без учета лавинного характера размножения электронов в плазменном объеме (вследствие редкости таких событий, а также в необходимости дополнительных более чувствительных экспериментов для подтверждения значимости роли упомянутого процесса в рассматриваемых экспериментальных условиях).

Уравнения (1) и (2) записаны в приближении отсутствия размножения электронов в слое, поскольку, как хорошо известно, в катодном слое магнетронного разряда низкого давления (тем более его сильнооточной формы), экспоненциального размножения электронов не происходит по той причине, что слой является бесстолкновительным [21–23].

Концентрация ионов меди и аргона рассчитывалась исходя из баланса, что генерация ионов в разряде, определяемая числителями выражений (1) и (2), компенсировалась боровским уходом ионов из плазмы, описываемым знаменателями этих выражений. Применимость формулы Бома, которая описывает, что плотность ионного тока с границы плазмы пропорциональна концентрации ионов и не зависит от их температуры и приложенного напряжения, обусловлена тем фактом, что в плазме магнетронного разряда, направленная скорость ионов меньше боровской скорости (зависящей от температуры электронов в плазме).

Степень ионизации плазмы рассчитывалась исходя из двух приближений: (1) с уче-

том всех компонентов плазмы – и нейтралов, и ионов меди и аргона (α_{tot}), и (2) с учетом только ионов и нейтралов металла – меди (α_m), согласно следующим выражениям:

$$\alpha_{tot} = 100 \% \times [(n_{iAr} + n_{iCu}) / (n_{Ar} + n_{Cu})], \quad (3)$$

$$\alpha_m = 100 \% \times [(n_{iCu}) / (n_{Cu})] \quad (4)$$

Степень ионизация, определяемая по выражению (3), учитывает все компоненты плазмы (остаточную атмосферу, рабочий газ, и распыленные атомы мишени), а потому позволяет охарактеризовать плазму наиболее полно, однако, непосредственное экспериментальное определение ее может быть затруднено наличием в плазме множества компонентов, способных конденсироваться на элемен-

тах измерительного оборудования и влиять на точность измерений. Степень ионизации (4), учитывающая только металлический компонент плазмы, как правило, может быть непосредственно измерена с использованием электрических [24] или магнитных [25] конденсационных зондов, а потому, сравнение обоих методик оценки степени ионизации имеет большое значение для анализа корректности экспериментальных измерений.

Результаты расчетов, их сравнение с экспериментом и анализ приведены ниже.

Результаты и их обсуждение

Сравнение экспериментальных и расчетных долей ионов аргона и меди в плазме показано на рис. 1а.

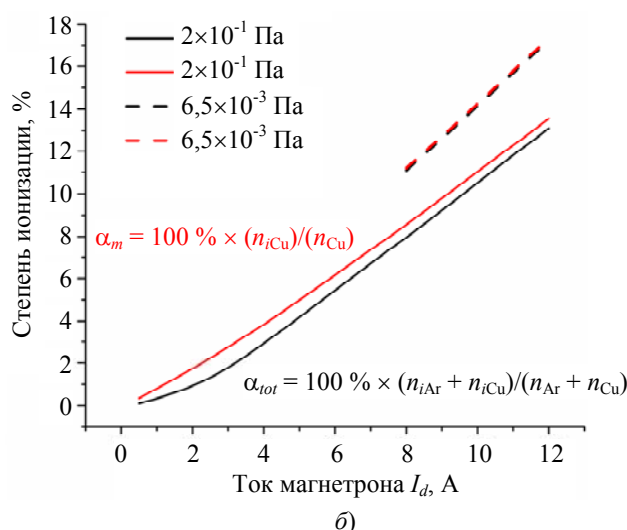
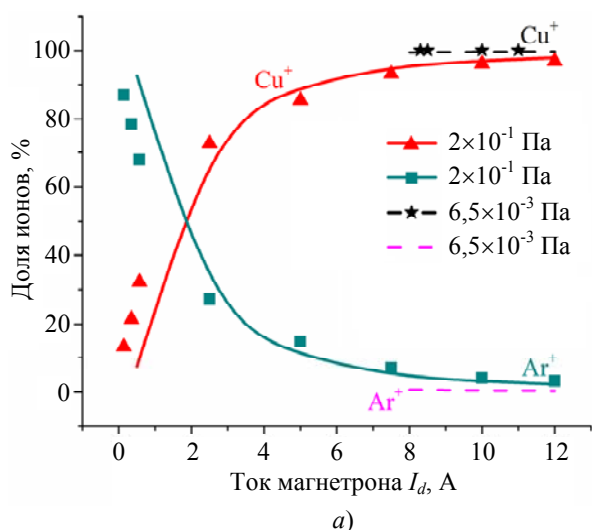


Рис. 1. а) – Расчетные и экспериментальные доли ионов меди и аргона в плазме от тока магнетрона, и б) – расчетные степени ионизации α_{tot} и α_m плазмы, в газовом (при давлении аргона 0,2 Па) и вакуумном (при давлении аргона 0,0065 Па) режимах

Расчетные кривые долей ионов демонстрируют удовлетворительное согласие с экспериментом, что может косвенно свидетельствовать о корректности расчетных абсолютных значений концентраций ионных компонентов плазмы и степени ее ионизации. Согласно результатам численного моделирования, увеличение доли ионов меди (до 97 % в газовом и 100 % в вакуумном режимах) с ростом тока разряда связано с интенсификацией распыления, обусловленного как увеличением числа ионов в потоке, так и ростом коэффициента распыления γ_{sp} медной мишени

ионами, ускоренными прикатодным падением напряжения U_d .

На рисунке 1б приведены расчетные значения степени ионизации α_{tot} , α_m плазмы в газовом и вакуумном режимах. Видно, что степень ионизации растет с током разряда (от ~ 2 % при токе 3 А в газовом режиме, до ~ 15 % при токе 12 А в вакуумном режиме), что согласуется с экспериментом [26]. Заметно некоторое расхождение между α_{tot} и α_m примерно в 1 % только в газовом режиме, когда существенна доля ионов и нейтралов аргона. В вакуумном режиме, когда доля этих частиц

становится пренебрежимо малой, величины степени ионизации α_{tot} , α_m практически совпадают, и могут равнозначно быть использованы для оценки степени ионизации плазмы.

На рисунке 2 приведены расчетные концентрации нейтралов и ионов меди и аргона в газовом и вакуумном режимах.

Из всех рассчитанных концентраций, в обоих режимах и при максимальных значениях тока магнетрона, наибольших значений достигает концентрация атомов меди, в связи с интенсивным распылением меди. В этих же

условиях, минимальные значения принимает концентрация ионов аргона, в связи с его меньшим сечением ионизации, и более высоким, чем у меди, потенциалом ионизации. Относительно быстрый рост концентрации обоих типов ионов с ростом тока разряда заметен в газовом режиме и при малых токах разряда (до 3–4 А). С дальнейшим ростом тока разряда, как в газовом, так и в вакуумном режимах (рис. 2б), зависимость концентрации как ионных, так и нейтральных компонентов плазмы переходит в насыщение.

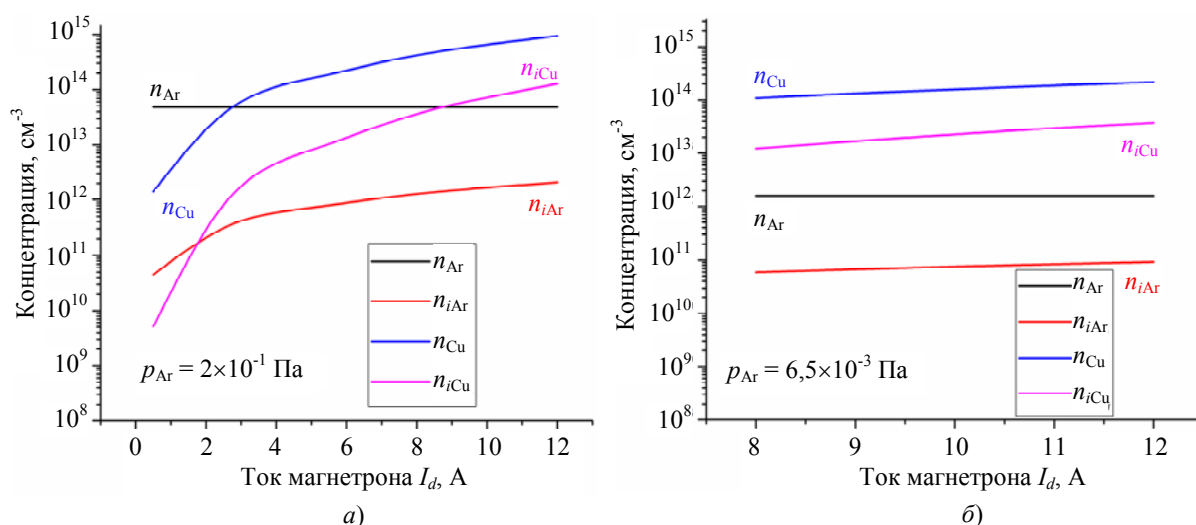


Рис. 2. Расчетные концентрации нейтрального и ионного компонентов аргона и меди в газовом (а) и вакуумном (б) режимах

Принимая во внимание, что прикатодный слой в разряде низкого давления (в данном случае вплоть до уровня 0,004 Па) является бесстолкновительным и его ширина в зоне интенсивного распыления на поверхности мишени не превышает единицы миллиметров при токе разряда 10 А, а также то, что ионный состав плазмы при таком значении тока в газовом и вакуумном режимах практически идентичен (97 и 100 %, соответственно), то можно предположить, что отличия распределения потенциала (за счет разного напряжения горения в газовом и вакуумном режимах) не будут оказывать существенное влияние на механизм роста концентрации.

Заключение

Результаты экспериментального исследования и численного моделирования ионизационных процессов в плазме, генерируемой в

планарном магнетроне постоянного тока с медной мишенью в газовом и в вакуумном режимах, позволяют объяснить эволюцию масс-зарядового состава ионов плазмы в различных режимах функционирования магнетронного разряда. Полученные оценки степени ионизации материала распыляемой мишени имеют незначительные отличия для газового и вакуумного режимов, что объясняется преобладанием металлического ионного компонента в плазме при относительно больших значениях тока разряда независимо от режима его функционирования.

Численное моделирование позволяет рассчитать количественные значения концентраций нейтралов и ионов рабочего газа, материала мишени, а также степень ионизации разрядной газо-металлической плазмы. Как следует из результатов моделирования, для функционирования магнетронного разряда в вакуумном режиме самораспыления доста-

точным является процесс ионного распыления, без привлечения дополнительных эффектов термического испарения и сублимации мишени магнетрона.

Одним из основных выводов, полученных в данной работе, является то, что предложенная модель позволяет в хорошем согласии с экспериментом оценить степень ионизации распыляемого материала (параметр, который является одним из ключевых при осаждении покрытий, поскольку он обуславливает степень ионного воздействия на поверхность при росте покрытий при наличии электрического смещения). Полученный результат представляет научный и практический интерес с точки зрения сопоставления вакуумного режима с другими режимами магнетронного распыления (DC, HIPIMS).

*Исследования поддержаны Российским
Научным Фондом (проект № 24-19-00031).*

ЛИТЕРАТУРА

1. Митин Д. М., Сердобинцев А. А. / Письма в Журнал технической физики. 2017. Т. 43. № 17. С. 78–85. <http://dx.doi.org/10.21883/PJTF.2017.17.44950.16804>.
2. Cuomo J., Kaufman H. R., Rossnagel S. M. Hollow cathode enhanced magnetron sputter device. US Patent 4,588,490. 1985.
3. Helmer J. C., Wickersham C. E. / Journal of Vacuum Science & Technology A. 1986. Vol. 4. № 3. P. 408–412. <https://doi.org/10.1116/1.573892>.
4. Wu S., Chen H., Du X., Liu Z. / Spectroscopy Letters. 2016. Vol. 49. № 8. P. 514–519. <https://doi.org/10.1080/00387010.2016.1212244>.
5. Thomas III J. H. / Journal of Vacuum Science & Technology A. 2003. Vol. 21. № 3. P. 572–576. <https://doi.org/10.1116/1.1564027>.
6. Thornton J. A. / Journal of Vacuum Science & Technology. 1974. Vol. 11. № 4. P. 666–670. <https://doi.org/10.1116/1.1312732>.
7. Thornton J. A., Penfold A. S. Thin Film Processes. – New York: Academic, 1977.
8. Anders A., Andersson J., Ehasarian A. / Journal of Applied Physics. 2007. Vol. 102. № 11. P. 113303. <https://doi.org/10.1063/1.2817812>.
9. Huo C., Lundin D., Raadu M. A., Anders A., Gudmundsson J. T., Brenning N. / Plasma Sources Science and Technology. 2014. Vol. 23. № 2. P. 025017. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/2/025017>.
10. Kukla R., Krug T., Ludwig R., Wilmes K. / Vacuum. 1990. Vol. 41. № 7–9. P. 1968–1970. [https://doi.org/10.1016/0042-207X\(90\)94147-I](https://doi.org/10.1016/0042-207X(90)94147-I).
11. Posadowski W. / Surface and Coatings Technology. 1991. Vol. 49. № 1–3. P. 290–292. [https://doi.org/10.1016/0257-8972\(91\)90071-4](https://doi.org/10.1016/0257-8972(91)90071-4).
12. Шандриков М. В., Окс Е. М., Оскирко В. О., Черкасов А. А. / Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49. № 22. С. 19–22. <https://doi.org/10.61011/PJTF.2023.22.56594.19716>.
13. Zolotukhin D. B. / Plasma Physics Reports. 2023. Vol. 49. № 2. P. 296–299. <https://doi.org/10.1134/S1063780X2260195X>.
14. Bartlett P. L., Stelbovics A. T. / Physical Review A. 2002. Vol. 66. P. 012707. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.66.012707>.
15. Golyatina R. I., Maiorov S. A. / Atoms. 2021. Vol. 9. P. 90. <https://doi.org/10.3390/atoms9040090>.
16. Lieberman A., Lichtenberg A. J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. – New York: Wiley, 2005.
17. Zalm P. C. / J. Vac. Sci. Technol. B 2(2). 1984. Vol. 2. № 2. P. 151–152. <https://doi.org/10.1116/1.582936>.
18. Беймс Д. Р. Атомные и молекулярные процессы. – Нью Йорк: Академик, 1962.
19. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. – М.: Мир, 1967.
20. Zolotukhin D. B. / Journal of Physics: Conference Series. 2022. Vol. 2291. P. 012024. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2291/1/012024>.
21. Buyle G., Depla D., Eufinger K., Haemers J., De Bosscher W., De Gryse R. / Vacuum. 2004. Vol. 74. № 3–4. P. 353–358.
22. Gudmundsson J. T. / Plasma Sources Science and Technology. 2020. Vol. 29. № 11. P. 113001.
23. Costin C., Minea T. M. / Scientific Reports. 2023. Vol. 13. № 1. P. 15883.
24. Gavrilov N. V., Emlin D. R., Kamenetskikh A. S. / Vacuum. 2025. Vol. 233. P. 114040. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2025.114040>.
25. Tyunkov A. V., Andronov A. A., Oks E. M., Yushkov Yu. G., Zolotukhin D. B. / Vacuum. 2023. Vol. 208. P. 111722 (1–4). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111722>.
26. Semenov V. A., Oks E. M., Solovyev A. A., Shandrikov M. V. / Vacuum. 2024. Vol. 230. P. 113649. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2024.113649>.

Ion composition of the plasma of a planar magnetron in gaseous and vacuum modes of operation

D. B. Zolotukhin, M. V. Shandrikov and G. Yu. Yushkov

Institute of High Current Electronics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences
2/3 Akademicheskoy Ave., Tomsk, 634055, Russia

Received 21.10.2024; revised 10.12.2024; accepted 1.02.2025

The results of experimental study and numerical modeling of the fractional content of argon and copper ions in plasma generated in a planar DC magnetron with a copper target in the gaseous mode (at an argon pressure of 0.1 Pa) and in the vacuum mode (at a residual gas pressure of 0.004 Pa) are presented. We show that the fractions of copper ions in the gaseous and vacuum modes at a discharge current, sufficiently-high to maintain the self-sputtering mode (10 A), are quite close and equal to 97 % and 100 %, respectively. The results of experiments and numerical estimates indicate the possibility of implementing stable operation of a continuous discharge and obtaining a flow of metal ions in a high vacuum in a planar magnetron without the effects of thermal evaporation or sublimation of the copper target.

Keywords: planar magnetron; self-sputtering mode; vacuum mode of operation.

REFERENCES

1. Mitin D. M. and Serdobintsev A. A., Technical Physics Letters **43** (17), 78–85 (2017). <http://dx.doi.org/10.21883/PJTF.2017.17.44950.16804> [in Russian].
2. Cuomo J., Kaufman H. R. and Rossmagel S. M. Hollow cathode enhanced magnetron sputter device, US Patent 4,588,490. 1985.
3. Helmer J. C. and Wickersham C. E., Journal of Vacuum Science & Technology A **4** (3), 408–412 (1986). <https://doi.org/10.1116/1.573892>.
4. Wu S., Chen H., Du X. and Liu Z., Spectroscopy Letters **49** (8), 514–519 (2016). <https://doi.org/10.1080/00387010.2016.1212244>.
5. Thomas III J. H., Journal of Vacuum Science & Technology A **21** (3), 572–576 (2003). <https://doi.org/10.1116/1.1564027>.
6. Thornton J. A., Journal of Vacuum Science & Technology **11** (4), 666–670 (1974). <https://doi.org/10.1116/1.1312732>.
7. Thornton J. A. and Penfold A. S. Thin Film Processes. New York, Academic, 1977.
8. Anders A., Andersson J. and Ehasarian A., Journal of Applied Physics **102** (11), 113303 (2007). <https://doi.org/10.1063/1.2817812>.
9. Huo C., Lundin D., Raadu M. A., Anders A., Gudmundsson J. T. and Brenning N., Plasma Sources Science and Technology **23** (2), 025017 (2014). <https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/2/025017>.
10. Kukla R., Krug T., Ludwig R. and Wilmes K., Vacuum **41** (7–9), 1968–1970 (1990). [https://doi.org/10.1016/0042-207X\(90\)94147-I](https://doi.org/10.1016/0042-207X(90)94147-I).
11. Posadowski W., Surface and Coatings Technology **49** (1–3), 290–292 (1991). [https://doi.org/10.1016/0257-8972\(91\)90071-4](https://doi.org/10.1016/0257-8972(91)90071-4).
12. Shandrikov M. V., Oks E. M., Oskirko V. O. and Cherkasov A. A., Technical Physics Letters **49** (22), 19–22 (2023). <https://doi.org/10.6101/PJTF.2023.22.56594.19716> [in Russian].
13. Zolotukhin D. B., Plasma Physics Reports **49** (2), 296–299 (2023). <https://doi.org/10.1134/S1063780X2260195X>.
14. Bartlett P. L. and Stelbovics A. T., Physical Review A **66**, 012707 (2002). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.66.012707>.

15. Golyatina R. I. and Maiorov S. A., *Atoms* **9**, 90 (2021). <https://doi.org/10.3390/atoms9040090>
16. Lieberman A. and Lichtenberg A. J. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, New York, Wiley, 2005.
17. Zalm P. C., *J. Vac. Sci. Technol. B* 2(2) **2** (2), 151–152 (1984). <https://doi.org/10.1116/1.582936>.
18. Bates D. R. *Atomic and Molecular Processes*. New York, Academic, 1962.
19. Kaminsky M. *Atomic and ionic collisions on a metal surface*. Moscow, Mir, 1967 [in Russian].
20. Zolotukhin D. B., *Journal of Physics: Conference Series* **2291**, 012024 (2022). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2291/1/012024>.
21. Buyle G., Depla D., Eufinger K., Haemers J., De Bosscher W. and De Gryse R., *Vacuum* **74** (3–4), 353–358 (2004).
22. Gudmundsson J. T., *Plasma Sources Science and Technology* **29** (11), 113001 (2020).
23. Costin C. and Minea T. M., *Scientific Reports* **13** (1), 15883 (2023).
24. Gavrilov N. V., Emlin D. R. and Kamenetskikh A. S., *Vacuum* **233**, 114040 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2025.114040>
25. Tyunkov A. V., Andronov A. A., Oks E. M., Yushkov Yu. G. and Zolotukhin D. B., *Vacuum* **208**, 111722 (1–4) (2023). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111722>.
26. Semenov V. A., Oks E. M., Solovyev A. A. and Shandrikov M. V., *Vacuum* **230**, 113649 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2024.113649>.

УДК 533.9.08
EDN: ESIXGW

PACS: 52.70.-m

Влияние состава рабочего газа на масс-зарядовый состав ионов пучковой плазмы при испарении YSZ мишени электронным пучком

А. В. Тюньков, А. А. Андронов, Д. Б. Золотухин, Т. О. Климкин, А. К. Нестеренко,
С. А. Сальников, Ю. Г. Юшков

Представлены результаты по исследованию масс-зарядового состава ионов пучковой плазмы, генерируемой при испарении твердотельной керамической мишени диоксида циркония частично стабилизированного оксидом иттрия в среде инертных и химически активного газов электронным пучком в форвакуумном диапазоне давлений. Мониторинг масс-зарядового состава ионов пучковой плазмы осуществлялся с использованием модернизированного масс-анализатора остаточной атмосферы RGA-300. Показано влияние состава рабочего газа на масс-спектры ионов материала испаряемой мишени.

Ключевые слова: род рабочего газа; масс-зарядовый состав; пучковая плазма; YSZ.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-24-30

Введение

Отличительной чертой форвакуумных плазменных источников электронов при транспортировке пучка сквозь объем вакуумной камеры является генерация пучковой плазмы концентрацией до 10^{11} см⁻³ [1]. Формируемый при форвакуумных давлениях электронный пучок выступает в качестве действенного инструмента для модификации поверхности электрически непроводящих мате-

риалов [2, 3], а генерируемая им плазма используется, например, для инициирования плазмохимических реакций [4]. Кроме ассистирования и инициирования каких-либо процессов в плазме, генерируемые ионы используются непосредственно и для модификации поверхности [5]. При подаче отрицательного потенциала на подложку, ионы пучковой плазмы ускоряются и бомбардируют её. Изменяя величину отрицательного потенциала, можно управлять величиной энергии ионов, а, следовательно, регулировать процессы активации, очистки или распыления обрабатываемой поверхности. Соответственно, при формировании покрытий или осуществлении других видов модификации поверхности изданий немаловажным является знание об ионном составе пучковой плазмы.

На сегодняшний день, масс-спектрометрические исследования пучковой плазмы форвакуумного диапазона сложны, поскольку длины пробегов ионов не превышают единиц сантиметров. Авторами [6] для решения данной проблемы усовершенствована модель квадрупольного анализатора остаточной атмосферы RGA-100, а также проведены исследования по анализу ионного состава пучковой плазмы на основе разнообразных газов.

Тюньков Андрей Владимирович, с.н.с., к.т.н.
Андронов Артем Андреевич, м.н.с.
E-mail: artem.andronov.98@bk.ru
Золотухин Денис Борисович, в.н.с., д.ф.-м.н.
Климкин Тимур Олегович, м.н.с.,
Нестеренко Алексей Константинович, м.н.с.
Сальников Сергей Алексеевич, м.н.с.
Юшков Юрий Георгиевич, зав. лаб., д.т.н.
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники.
Россия, 634050, г. Томск, ул. Ленина, 40.

Статья поступила в редакцию 17.09.2024
После доработки 16.10.2024
Принята к публикации 8.12.2024
Шифр научной специальности: 1.3.5

© Тюньков А. В., Андронов А. А., Золотухин Д. Б.,
Климкин Т. О., Нестеренко А. К., Сальников С. А.,
Юшков Ю. Г., 2025

Исследование влияния рода рабочего газа на масс-зарядовый состав ионов в процессе испарения мишени частично стабилизированного оксидом иттрия диоксид циркония (YSZ) играет ключевую роль в улучшении характеристик получаемого покрытия. Выбор рабочего газа непосредственно влияет на температуру электронов пучковой плазмы, генерацию, транспортировку и фокусировку электронного луча, другие параметры пучка и плазмы [7], что, в свою очередь, определяет эффективность испарения и равномерность распределения материала по поверхности изделия. Разные газы могут привести к образованию керамики с различными физическими и потребительскими свойствами.

Таким образом, изучение влияния рода рабочего газа на параметры пучковой плазмы в контексте электронно-лучевого испарения с последующей ионизацией паров YSZ керамики является важным шагом к созданию высококачественных материалов с необходимыми свойствами и улучшением технологий их производства. В настоящей работе представлены результаты исследования масс-зарядового состава ионов, генерируемых в результате испарения твердотельной YSZ мишени в атмосфере различных газов.

Техника и методика эксперимента

Схема экспериментов по исследованию масс-зарядового состава в процессе испарения твердотельной мишени представлена на рисунке 1. На тигель, выполненный из углерода, помещался фрагмент циркониевой керамики, частично стабилизированной оксидом иттрия YSZ (мишень). Электронный пучок формировался форвакуумным источником с плазменным катодом, после чего проходил сквозь атмосферу рабочего газа (гелий, смесь гелия с аргоном, смесь гелия с кислородом) до мишени. При транспортировке, электроны пучка ионизовали рабочий и остаточный газы. С использованием системы фокусировки и отклонения, пучок электронов малой мощности ($U_{\text{вск.}}=3$ кВ, $I_{\text{эм.}}=23$ мА) позиционировался на керамической мишени и предварительно нагревал её для предотвращения взрывного растрескивания. Система электродов и принцип работы источника электронов подробно изложены в [8].

Одновременно производился мониторинг газовой атмосферы с использованием модернизированного анализатора (спектрометра) остаточной атмосферы RGA-300 [9] по методике [6]. Внешний вид модернизированного анализатора представлен на рисунке 2.

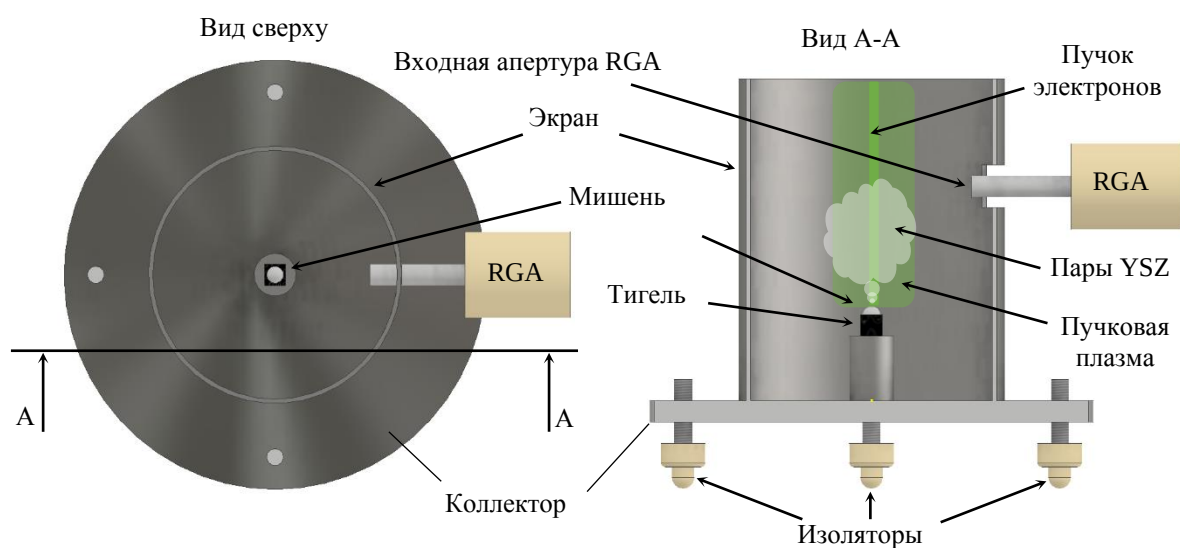


Рис. 1. Схема эксперимента



Рис. 2. Модернизированный квадрупольный масс-анализатор RGA-300

Для управления ионным потоком в область сепарации ионов, тигель и мишень были размещены на коллекторе электронного пучка. Коллектор выполнен в виде массивного диска из нержавеющей стали, толщиной 10 мм и диаметром 200 мм. Диск электрически соединялся с тонкостенным цилиндром диаметром 130 мм. В цилиндре выполнено технологическое отверстие для ввода входной апертуры спектрометра. Коллектор был электрически изолирован от заземленных стенок вакуумной камеры и других электрических частей установки, и на него подавался положительный потенциал относительно земли величиной 50 В. Испаряемая мишень располагалась в 4 см от входной апертуры масс-анализатора, как в вертикальном, так и в горизонтальном направлении.

После мониторинга газовой атмосферы, производился плавный нагрев мишени до температуры, достаточной для ее испарения. При этом, на всем протяжении осуществлялся

мониторинг масс-зарядового состава ионов плазмы. Максимальные параметры электронного пучка при этом были следующими: ускоряющее напряжение $U_{\text{уск}} = 13$ кВ, ток эмиссии $I_{\text{эм}} = 70$ мА. Остаточное давление в вакуумной камере составляло 1 Па и обеспечивалось двухступенчатым вакуумным агрегатом на основе пластинчато-роторного насоса и насоса Рутса. Рабочее давление поддерживалось на уровне 5,7 Па. Подача гелия осуществлялась через полый катод источника электронов до давления в камере 3,92 Па. Затем непосредственно в камеру производилась подача дополнительного газа (гелий, аргон, кислород) до требуемого значения (5,7 Па).

Результаты экспериментов и их обсуждение

На рисунке 3 представлены спектры ионов при использовании плазмообразующего газа гелия до испарения материала мишени YSZ (а) и во время интенсивного испарения YSZ мишени (б).

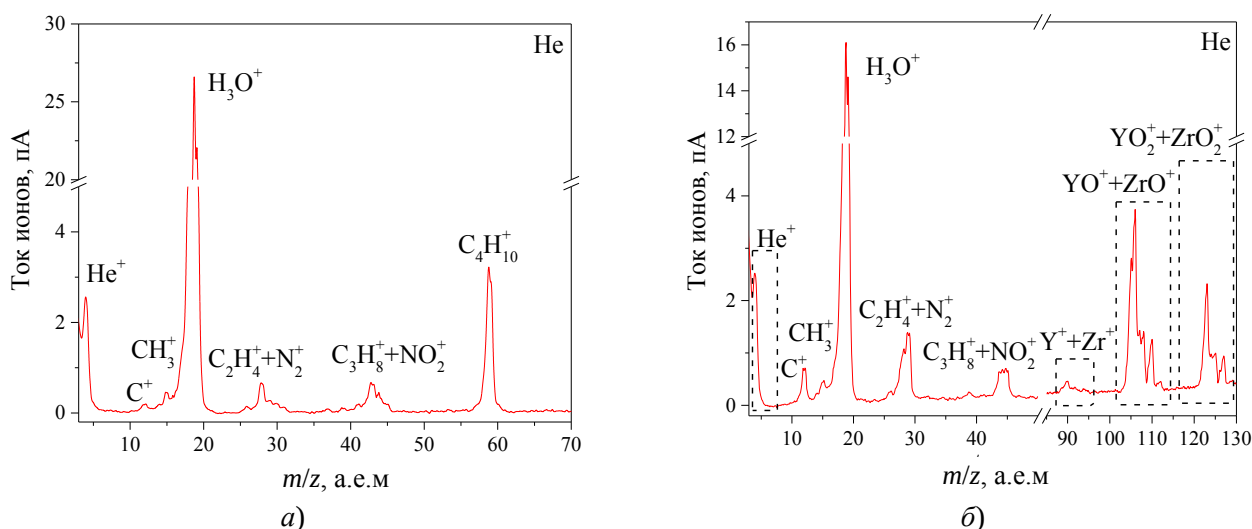


Рис. 3. Спектр ионов пучковой плазмы до испарения YSZ мишени (а) и в процессе испарения YSZ мишени (б): рабочий газ – гелий

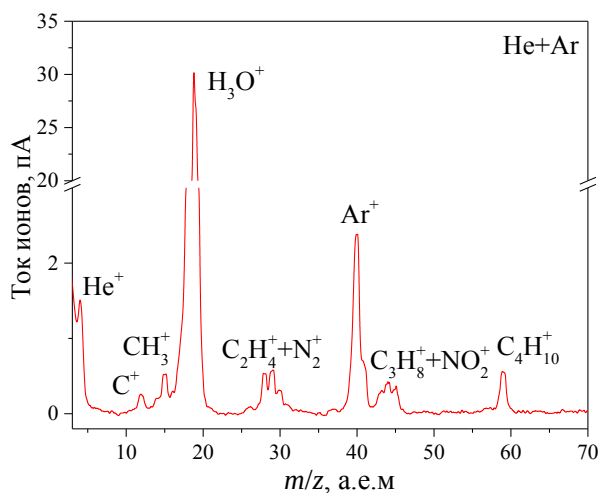
Во время разогрева керамической мишени вплоть до температуры испарения, в спектрах регистрируются (рис. 3а) ионы остаточной атмосферы преимущественно ионы паров воды и углеводороды, а также ионы рабочего газа (гелий).

При повышении плотности мощности электронного пучка до уровня, необходимого для интенсивного испарения мишени, в спектрах можно обнаружить ионы всех стабильных изотопов материала мишени (рис. 3б), их оксидов и диоксидов. Следует отметить, что амплитуда пика паров воды по мере возрастания скорости испарения мишени уменьшается, а амплитуда пиков ионов материала мишени возрастает. Доминирующими ионами материала мишени на начальном этапе испарения, когда только появляется ванна расплава в зоне воздействия пучка, являются их диоксиды. Однако при дальнейшем увеличении плотности мощности пучка, вплоть до максимальных значений, доминируют уже пики оксидов материала мишени, при этом амплитуда пиков диоксидов уменьшается.

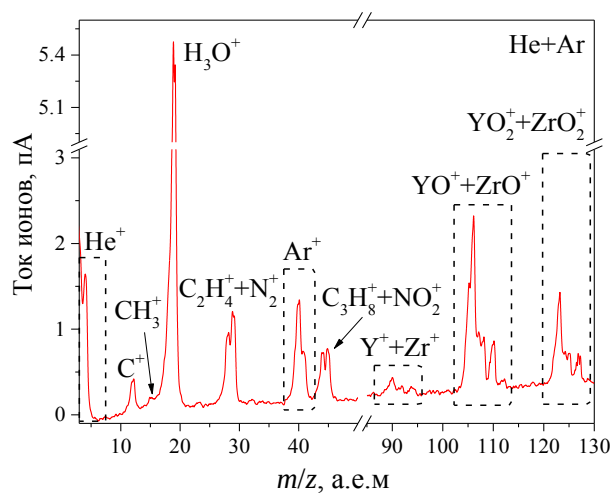
На рисунке 4 представлены спектры ионов пучковой плазмы при использовании смеси плазмообразующего газа гелия и аргона

до испарения материала мишени (а) и во время интенсивного испарения (б).

Аналогично спектрам, где в качестве рабочего газа использовался только гелий, амплитуда пиков ионов аргона не превышает амплитуду пика паров воды. Возможной причиной доминирования пиков ионов паров воды является превышение их количества в нейтральном состоянии над количеством атомов аргона. Адсорбции большого количества молекул воды на стенках вакуумной камеры способствует низкая скорость откачки форвакуумного насоса и отсутствие предварительного прогрева камеры. Поскольку аргон инертен и обладает существенной атомной массой, то при столкновении со стенками вакуумной камеры он десорбирует молекулы воды, которые впоследствии ионизируются электронным пучком. Таким образом, частичная замена гелия на аргон не приводит к значительным изменениям в ионных спектрах, за исключением появления дополнительных ионов аргона в спектрах. При этом, увеличение мощности электронного пучка и, следовательно, интенсивности испарения керамической мишени обеспечивает дальнейший рост пиков оксидов материалов мишени в спектрах.



а)



б)

Рис. 4. Спектр ионов пучковой плазмы до испарения YSZ мишени (а) и в процессе испарения YSZ мишени (б): рабочий газ – смесь гелия и аргона

На рисунке 5 представлены спектры ионов при использовании смеси плазмообразующего газа гелия и кислорода до испарения материала мишени и во время интенсивного

испарения. Из рисунка 5 видно, что добавка кислорода существенным образом трансформирует ионный спектр. При низкой мощности электронного пучка, в спектре доминирует

пик ионов молекулярного кислорода, что объясняется большим количеством нейтральных молекул кислорода в вакуумной камере и близкими потенциалами и сечением ионизации молекул кислорода и воды. Также фиксируются ионы атомарного кислорода, что указывает на частичную диссоциацию молекул кислорода и ионизацию продуктов распада. Однако при интенсивном испарении материала мишени, количество ионов кислорода существенно снижается, при этом пик ионов паров воды становится доминирующим. Пики изотопов материала мишени в спектрах не за-

фиксированы. Зафиксированы только их оксиды и диоксиды. При этом пики изотопов диоксидов материала мишени являются преобладающими в отличие от спектров при напуске инертных газов. Увеличение мощности электронного пучка не приводит к доминированию ионов оксидов в спектрах, как при использовании инертных газов. Снижение пика ионов молекулярного кислорода свидетельствует о взаимодействии ионов материала мишени с ионами кислорода, что обеспечивает преобладание ионов диоксидов при любой мощности электронного пучка.

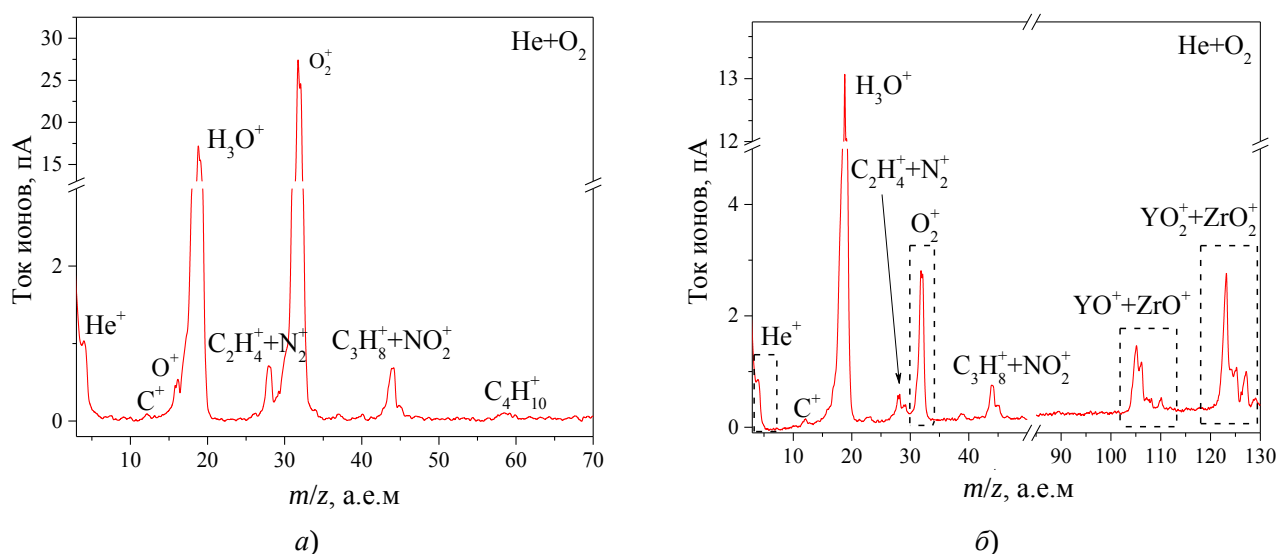


Рис. 5. Спектр ионов пучковой плазмы до испарения YSZ мишени (а) и в процессе испарения YSZ мишени (б): рабочий газ – смесь гелия и кислорода

Качественное объяснение данным экспериментальным фактам может быть следующим. При добавлении инертных газов в вакуумную камеру, доминирование процессов диссоциации или окисления определяется парциальным давлением кислорода и давлением паров материала мишени [10]. На начальном этапе испарения, при низкой мощности пучка, давление паров материала мишени ниже парциального давления кислорода, что приводит к доминированию процессов окисления и, следовательно, ионов диоксидов материала мишени. С увеличением скорости испарения, давление паров возрастает, что приводит к доминированию процессов диссоциации и ионов оксидов. Однако при добавлении химически активного кислорода в камеру, суммарное парциальное давление кислорода

увеличивается, что препятствует преобладанию диссоциации и обеспечивает доминирование ионов диоксидов в спектрах, независимо от мощности электронного пучка.

Известно [11], что после осаждения YSZ покрытий электронно-лучевым методом из паровой фазы в высоком вакууме, производят дальнейший отжиг образцов в течение нескольких часов при температуре 700 °С в печи в воздушной атмосфере. Данную технологическую операцию производят для восстановления потерянного во время осаждения кислорода цвета поверхности керамического покрытия. Поэтому, с точки зрения осаждения покрытий, использование смеси гелия и кислорода в качестве плазмообразующего газа выглядит весьма перспективно, поскольку поверхность покрытий подвержена дополни-

тельному окислению непосредственно во время осаждения. В результате, не требуется дополнительная операция по отжигу образцов.

Заключение

Таким образом, в результате выполненных экспериментальных исследований установлено, что использование различных газов при испарении YSZ мишени в форвакуумной области давлений в масс-спектрах ионов материала мишени меняет соотношение амплитуд пиков его оксидов и диоксидов. При использовании в качестве рабочего газа гелия либо смеси гелия с аргоном, в спектрах ионов материала мишени доминируют пики оксидов материала мишени. При этом, с увеличением мощности электронного пучка их количество увеличивается. Использование в качестве рабочей смеси гелия и кислорода обеспечивает доминирование ионов диоксидов материала мишени при любой мощности электронного пучка.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Российского научного фонда, грант
№ 24-79-10026 (<https://rscf.ru/project/24-79-10026/>).*

ЛИТЕРАТУРА

1. Yushkov Yu. G., Oks E. M., Corbella C., Tyunkov A. V., Zolotukhin D. B. / *Ceramics International*. 2020. Vol. 46 (4). P. 4519–4525.
2. Yushkov Y. G., Oks E. M., Tyunkov A. V., Zolotukhin D. B., Yushenko A. Y., Yushkov A. Y. / *Ceramics International*. 2020. Vol. 46 (13). P. 21190–21195.
3. Golosov D. A., Zolotukhin D. B., Nikonenko A. V., Oks E. M., Tyunkov A. V., Yushkov Y. G., Yakovlev E. V. / *Surface and Coatings Technology*. 2020. Vol. 383. P. 125241-1–125241-8.
4. Zolotukhin D. B., Lomaev M. I., Oks E. M., Tyunkov A. V., Yushkov Y. G. / *Plasma Sources Science and Technology*. 2019. Vol. 28. Is. 3. P. 035018-1–035018-11.
5. Tyunkov A. V., Zolotukhin D. B., Yushkov Yu. G., Yakovlev E. V. / *Vacuum*. 2020. Vol. 180. P. 109573-1–109573-5.
6. Zolotukhin D. B., Tyunkov A. V., Yushkov Yu. G., Oks E. M. / *Rev. Sci. Instrum.* 2015. Vol. 86. P. 123301.
7. Тюньков А. В., Юшков Ю. Г., Климов А. С. / *Прикладная физика*. 2016. № 1. С. 96–99.
8. Burdovitsin V. A., Oks E. M. / *Laser and Particle Beams*. 2008. Vol. 26. Is. 4. P. 619–635.
9. Tyunkov A. V., Burdovitsin V. A., Oks E. M., Yushkov Yu. G., Zolotukhin D. B. / *Vacuum*. 2019. Vol. 163. P. 31–36.
10. Куликов И. С. Термическая диссоциация соединений. Изд. 2. – М.: Металлургия, 1969.
11. Качанов Е. Б., Тamarin Ю. А. / *Технология легких сплавов*. 2010. № 2. С. 16–28.

PACS: 52.50.Dg

Investigation of the effect of the type of working gas on the mass-charge composition of beam plasma ions during evaporation of the YSZ target by an electron beam

A. V. Tyunkov, A. A. Andronov, D. B. Zolotukhin, T. O. Klimkin, A. K. Nesterenko,
S. A. Salnikov and Yu. G. Yushkov

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics
40 Lenina Ave., Tomsk, 634050, Russia
E-mail: artem.andronov.98@bk.ru

Received 17.09.2024; revised 16.10.2024; accepted 8.12.2024

The results of the study of the mass-charge composition of ions of a beam plasma generated by evaporation of a solid-state ceramic target of zirconium dioxide partially stabilized by yttrium oxide in an environment of inert and chemically active gases by an electron beam in the pre-vacuum pressure range are presented. The mass-charge composition of the beam plasma ions

was monitored using the upgraded RGA-300 residual atmosphere mass analyzer. The effect of the gas type on the ion mass spectra of the evaporated target material is shown.

Keywords: type of working gas; mass-charge composition; beam plasma; YSZ.

REFERENCES

1. Yushkov Yu. G., Oks E. M., Corbella C., Tyunkov A. V. and Zolotukhin D. B., *Ceramics International* **46** (4), 4519–4525 (2020).
2. Yushkov Y. G., Oks E. M., Tyunkov A. V., Zolotukhin D. B., Yushenko A. Y. and Yushkov A. Y., *Ceramics International* **46** (13), 21190–21195 (2020).
3. Golosov D. A., Zolotukhin D. B., Nikonenko A. V., Oks E. M., Tyunkov A. V., Yushkov Y. G. and Yakovlev E. V., *Surface and Coatings Technology* **383**, 125241-1–125241-8 (2020).
4. Zolotukhin D. B., Lomaev M. I., Oks E. M., Tyunkov A. V. and Yushkov Y. G., *Plasma Sources Science and Technology* **28** (3), 035018-1–035018-11 (2019).
5. Tyunkov A. V., Zolotukhin D. B., Yushkov Yu. G. and Yakovlev E. V., *Vacuum* **180**, 109573-1–109573-5 (2020).
6. Zolotukhin D. B., Tyunkov A. V., Yushkov Yu. G. and Oks E. M., *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 123301 (2015).
7. Tyunkov A. V., Yushkov Yu. G. and Klimov A. S. *Applied Physics*, № 1, 96–99 (2016) [in Russian].
8. Burdovitsin V. A. and Oks E. M., *Laser and Particle Beams* **26** (4), 619–635 (2008).
9. Tyunkov A. V., Burdovitsin V. A., Oks E. M., Yushkov Yu. G. and Zolotukhin D. B., *Vacuum* **163**, 31–36 (2019).
10. Kulikov I. S., *Thermal dissociation of compounds*. Izd. 2, Moscow, Metallurgy, 1969.
11. Kachanov E. B. and Tamarin Yu. A., *Technology of light alloys*, № 2, 16–28 (2010).

УДК 532.5, 537.39
EDN: DUFCPP

PACS: 68.03.Hj

**Эффект глубины погружения электрода на развитие предпробойных течений
в дистиллированной воде***В. А. Панов, А. С. Савельев, Ю. М. Куликов*

Проведено экспериментальное и численное исследование поля скорости в дистиллированной воде, возникающего на допробойном этапе при подаче импульса напряжения на электрод-иглу при различной глубине её погружения. Полученные результаты анализируются в терминах экстремума (максимума) скорости течения, достигающегося в области наблюдения в непосредственной близости к высоковольтному электроду. Получено удовлетворительное согласие экспериментальной и численной зависимостей экстремума скорости от времени с расчетом. Показано, что максимальное значение скорости в возникающем течении достигается на более поздних временах с увеличением глубины погружения. Уменьшение глубины погружения приводит к возникновению электрического разряда при потере контакта высоковольтного электрода с водой из-за возникающего вблизи него течения. Выполненные исследования показывают дальнейшее направление развития построенной физико-математической модели.

Ключевые слова: жидкость; электрический пробой; ЭГД течения.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-31-37

Введение

Взаимодействие жидкости с плазмой, образующейся в результате электрического разряда, является перспективным направлением исследований как с фундаментальной точки зрения, так и для многочисленных практических применений, в частности, для нанесения функциональных покрытий [1, 2], обработки поверхности изделий [3, 4], получения наночастиц и мелкодисперсных порошков [5, 6], плазменных реакторов [7, 8], системах очистки [9].

Панов Владислав Александрович, с.н.с., к.ф.-м.н.
E-mail: panovvladislav@gmail.com

Савельев Андрей Сергеевич, с.н.с., к.ф.-м.н.

Куликов Юрий Матвеевич, с.н.с., к.ф.-м.н.

Объединенный институт высоких температур РАН,
Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2.

Статья поступила в редакцию 20.12.2024

После доработки 20.01.2025

Принята к публикации 27.01.2025

Шифр научной специальности: 1.3.13

© Панов В. А., Савельев А. С., Куликов Ю. М., 2025

Во многих работах основной плазмообразующей средой является однопроцентный раствор хлорида натрия в воде. В частности, в [10, 11] исследовались параметры плазмы ВЧ-разряда (частотой $f = 13,56$ МГц) между струйным электролитическим и металлическим электродами: химический состав (в том числе концентрация электронов), термодинамические свойства (вращательная и колебательная температура гидроксильных радикалов). Для подобного же электролита в [12] проведены экспериментальные исследования разряда с жидким электролитным катодом в диапазоне токов 50–100 мА при межэлектродном расстоянии в пределах 3–4 мм. Зафиксировано возникновение пульсаций тока, которые исследованы в предположении капельного переноса вещества и зарядов из водного раствора в плазму разряда. На основе анализа осциллограмм тока оценены размеры образующихся капель. Влияние пузырьковой структуры на характер пульсаций тока и напряжения разряда было изучено в [13]. Представлены результаты экспериментальных исследо-

ваний электрического разряда переменного тока промышленной частоты в газожидкостной среде электролита с пузырьками для межэлектродных расстояний 50–150 мм внутри диэлектрической трубки. На основе анализа экспериментальных данных авторами был предложен механизм развития электрического разряда переменного тока в среде с микропузырьками.

Экспериментальные исследования разряда переменного тока [14] промышленной частоты в газожидкостной среде позволили установить качественный механизм развития пробоя и разряда при пониженных давлениях. Выявлено, что с понижением давления образуется газожидкостная среда, насыщенная мелкими пузырьками газа размером от 1 до 3 мм в результате кипения и электролиза. Это, в свою очередь, приводит к пробоя и быстрому зажиганию разряда в пористой среде около твердого электрода. Установлен переход электрического разряда с микроразрядами в объемный разряд при пониженных давлениях.

В работе [15] предложен физический механизм возникновения кольцевых и полукольцевых плазменных структур вокруг струи электролита в высокочастотном разряде с жидкими струйными электродами. Показано, что напряженность электрического поля в области распада струйного течения может достигать значений 1–10 МВ/м, при которых возможна автоэлектронная эмиссия, ведущая к появлению в окрестности струи первичных электронов, что приводит к ионизации и возбуждению молекул окружающей газовой среды.

В [16] определено, что действие тлеющего разряда атмосферного давления на воду вызывает образование гидратированных электронов, скорость генерации которых возрастает с увеличением тока разряда, в то время как энергетический выход остается постоянным и составляет $0,13 \pm 0,01$ частиц/100 эВ. С использованием метода акцепторов найдены скорости генерации и энергетические выходы гидратированных электронов в воде под воздействием тлеющего разряда атмосферного давления.

В [17, 18] измерены электрические и спектральные характеристики разряда с жидким электролитным катодом при атмосферном давлении в воздухе в диапазоне токов 20–90 мА. Найдены зависимости напряженности

поля от величины разрядного тока для водных растворов с разным составом и с разными значениями pH, но с одной и той же удельной электропроводностью 300 мкСм/см. Установлено, что измеренная интенсивность свечения второй положительной системы азота вблизи поверхности раствора в разряде для растворов с разным составом, разным значением pH и электропроводностью уменьшается с ростом тока разряда в диапазоне токов от 20 до 100 мА. Вращательная и колебательная температуры, определённые по молекулярному азоту, оказываются для всех экспериментов одинаковыми, и составляют 2400 и 3800 К соответственно.

Анализ выполненных работ показывает, что основное внимание исследователей сосредоточено на электрофизических и спектральных характеристиках разрядов, в то время как допробойным электрогидродинамическим эффектам уделено гораздо меньше внимания. Развитие электрического пробоя возможно не только вследствие изменения физико-химических свойств неподвижной среды, в которой он развивается, но и в совокупности с явлениями её переноса и перераспределения в пространстве около электродов. Следствием такого явления могут оказаться аномально низкие значения пробойного напряжения [19, 20].

Целью настоящей работы является экспериментальное и численное исследование поля скорости в дистиллированной воде, возникающего при подаче импульса напряжения на электрод-иглу при различной глубине погружения. Полученные результаты анализируются в терминах экстремума (максимума) скорости течения, достигающегося в области наблюдения в непосредственной близости к высоковольтному электроду.

Экспериментальная установка

В настоящем исследовании использовалась экспериментальная установка, подробно описанная в [21, 22], поэтому здесь приведем только основные параметры. Металлический электрод цилиндрической формы диаметром $d = 0,85$ мм погружался на различную глубину в дистиллированную воду, находящуюся в оптически прозрачной емкости в форме куба с ребром 8 см. С помощью высоковольтной

схемы на электрод подавался импульс амплитудой 10 кВ, вызывающий протекание тока по воде, с фронтом нарастания порядка 100 нс и длительностью менее 1 мс. Это вызывало формирование нестационарного течения жидкости вблизи поверхности электрода. С помощью метода Particle Image Velocimetry (PIV) определялось распределение двух компонент вектора скорости этого течения в плоскости оси электрода. Измерения проведены для четырех величин глубины погружения h : $1d$, $2d$, $4d$, $8d$.

Численное моделирование

Численное моделирование данной задачи требует совместного решения уравнений, принадлежащие к разным разделам физики. Это обстоятельство предъявляет дополнительные требования к проведению расчетов, а именно: использование малого шага по времени, расщепление по физическим процессам, применение итерационных решателей (методов Ньютона с релаксацией). Для пространственной дискретизации использовался метод конечных элементов. Электростатические эффекты описывались с помощью уравнения для электрического потенциала:

$$\nabla \times \vec{D} = \rho_v, \quad \vec{E} = -\nabla V, \quad \vec{D} = \varepsilon E, \quad (1)$$

где ρ_v – объемная плотность электрических зарядов, $\vec{D}$ – вектор электрической индукции, V – электрический потенциал, $\vec{E}$ – напряженность электрического поля, ε – относительная диэлектрическая проницаемость. В рассматриваемой задаче помимо связанных зарядов присутствуют также и свободные (анионы и катионы воды, образовавшиеся в процессе равновесной электролитической диссоциации). Для расчета движения ионов решались уравнения для концентрации:

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + \nabla \times (\vec{j} + \vec{u}c_i) = 0, \quad (2)$$

$$\vec{j} = -D_i \nabla c_i - z_i u_{m,i} F c_i \nabla V, \quad (3)$$

c_i – концентрация определенного сорта частиц, $\vec{j}$ – поток частиц, связанный с концен-

трационной диффузией ионов и их дрейфом в электрическом поле, $\vec{u}$ – конвективный перенос в поток жидкости, D_i – коэффициент диффузии, z_i – заряд иона, F – число Фарадея. Распределение свободных и связанных зарядов определяют объемную силу $\vec{F}_{es}$, действующую на жидкость

$$\vec{F}_{es} = \nabla \times \mathbf{T} + \rho_v \vec{E}, \quad (4)$$

$$T_{ij} = -\frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} \delta_{ij} + \varepsilon \varepsilon_0 E_i E_j \quad (5)$$

где $\mathbf{T}$ – тензор напряжений Максвелла, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, δ_{ij} – символ тензора Кронекера.

Значение электростатической силы позволяет найти распределения скорости и давления на основе уравнений движения вязкой несжимаемой среды

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \times \nabla) \vec{u} = \nabla \times [-p \mathbf{I} + \mathbf{K}] + \vec{F}_{es} \quad (6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \times (\rho \vec{u}) = 0, \quad (7)$$

которые дополняются соотношениями для баротропной жидкости $\rho(p) = \frac{p}{c^2} + \rho_0$, тензора напряжений $\mathbf{K} = \mu (\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T) - \frac{2}{3} \mu (\nabla \times \vec{u}) \mathbf{I}$.

Расщепление по физическим процессам приводит к следующему алгоритму расчета неизвестных на новом слое по времени: (1) – по известному электрическому полю и распределению зарядов находятся скорость и давление, (2) – рассчитывается концентрация положительных ионов, (3) – находится концентрация отрицательных ионов. По новому полю скорости и распределению свободных зарядов определяется новое распределение электрического поля (4).

Для итерирования по времени используется неявный метод со вторым порядком аппроксимации и переменным шагом. Для нахождения решения линеаризованной системы уравнений используется метод Ньютона. Для каждой группы неизвестных параметры

метода Ньютона настраиваются индивидуально для обеспечения ускоренной сходимости.

Результаты и обсуждение

Эксперименты и расчеты проведены при одинаковых значениях глубины погружения электрода ($h = 1d, 2d, 4d, 8d$).

На рисунке 1 представлена зависимость максимальной средней скорости в наблюдаемой области, нормированная на значение на поздних временах течения. Видно, что скорость, фиксируемая в эксперименте (кривые 1 и 3) на начальном интервале развития течения до 30 мкс, существенно превосходит значения, полученные в результате численного моделирования (кривые 2 и 4). Одной из причин различий может быть влияние подвижной межфазной границы (вода-воздух), в то время как в расчете поверхность раздела сред является фиксированной. Существенное расхождение в начальный момент времени, вероятно, может являться и следствием того, что метод PIV испытывает трудности измерения скорости в малой окрестности электрода из-за относительно небольшого числа частиц в этой области. При погружении электрода на глубину $h = d$ на времени более 256 мкс после начала токового импульса наблюдалось опускание уровня воды ниже электрода, что приводило к возникновению воздушного зазора между ними и искрового разряда, что существенно меняло картину течения вблизи электрода. Подобный эффект наблюдался и при больших значениях времени при погружении на глубину $h = 2-4d$. В связи с этим измерения во времени ограничены значением в 1 мс.

При увеличении глубины погружения до $h = 2d$ (см. рис. 1, кривые 3 и 4) наблюдается удовлетворительное согласие кривых на поздних временах расчета. Отличительной особенностью кривой (2) являются осцилляции скорости, что вызвано существованием крупномасштабных вихрей, распространяющихся вниз по расчетной области. Данные вихри являются одной из особенностей осесимметричной модели, т. к. в эксперименте при движении от стержня наблюдается трехмерная эволюция этих структур (приводящая к распаду вихрей на более мелкие).

На рисунке 2 представлена мгновенная картина течения воды вблизи электрода в мо-

мент времени 256 мкс. Ось $x = 0$ совпадает с осью электрода, а прямая $y = 46,5$ мм совпадает с его краем. Цветом показан модуль вектора скорости, нормированный на максимальную скорость течения, которая достигается на более поздних временах, а стрелками – направление движения жидкости. Видно, что течение в приэлектродной области у торца стержня является вихревым, причем, из-за наличия некоторого произвольного поля завихренности в жидкости, а также неоднородности распределения электрического потенциала в окрестности торца стержня оно является трехмерным.

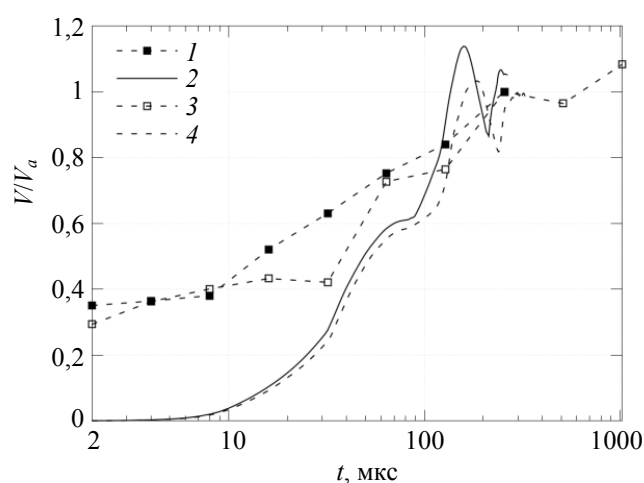


Рис. 1. Приведенная максимальная скорость течения при глубине погружения стержня $h = 1d$: эксперимент (1) и моделирование (2), и глубине $h = 2d$: эксперимент (3) и моделирование (4)

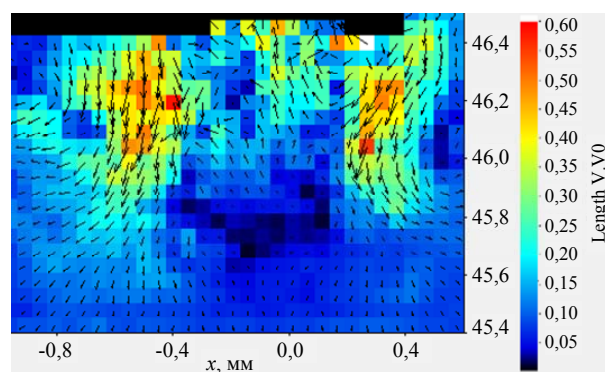


Рис. 2. Поле скорости вблизи поверхности иглы в момент времени 256 мкс после подачи токового импульса

Наилучшее совпадение результатов моделирования с экспериментом в окрестности $t = 100$ мкс наблюдается для случая $h = 4d$ (рис. 3), при этом аналогичным образом расчетная кривая приведенной скорости ис-

пытывает осцилляции. Для случая $h = 8d$ приведенная скорость, получаемая в расчете, превосходит экспериментальный результат.

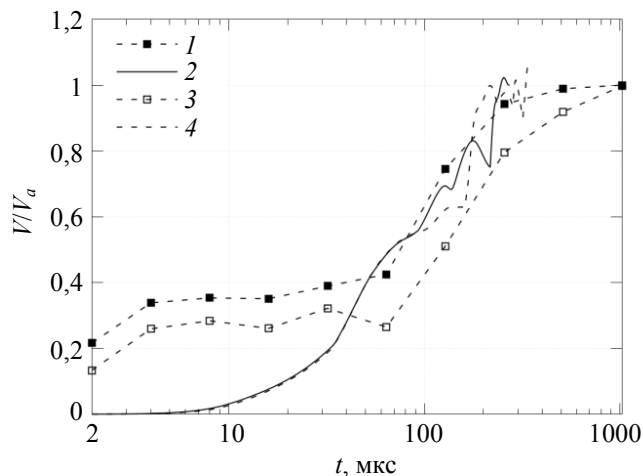


Рис. 3. Приведенная максимальная скорость течения при глубине погружения стержня $h = 4d$: эксперимент (1) и моделирование (2), и глубине $h = 8d$: эксперимент (3) и моделирование (4)

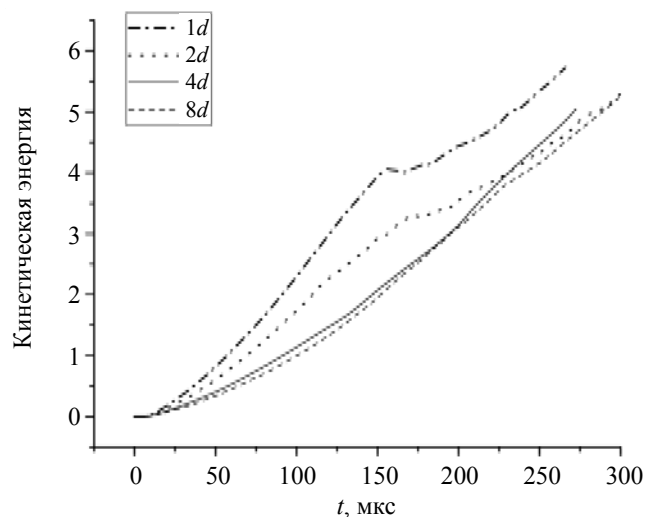


Рис. 4. Зависимость приведенной кинетической энергии течения от времени при различной глубине погружения стержня. Обработка результатов моделирования

Результаты эксперимента получены в окрестности электрода, что затрудняет введение интегральных величин, часто рассматриваемых в теории. Поэтому поведение кинетической энергии, одного из интегралов системы, рассматривается на основе результатов численного моделирования. На рисунке 4 представлены значения кинетической энергии, приведенные к значению для $h = 8d$ при $t = 100$ мкс (конец интервала регулярного поведения кривых). Видно, что увеличение глу-

бины погружения стержня приводит к уменьшению кинетической энергии системы. Объяснить это можно следующим образом. Малая глубина погружения приводит к большей концентрации электрического поля в окрестности кончика электрода, и, таким образом, к большей электростатической силе, действующей на элементарный объем жидкости, и, как следствие, к более быстрому набору скорости. При этом максимальное значение скорости в возникающем течении достигается на более поздних временах с увеличением глубины погружения.

Выводы

Важную роль в процессе движения горизонтальной межфазной границы в вертикальном электрическом играют возмущения в воде, распространяющиеся со звуковой скоростью при подаче напряжения. Данные возмущения деформируют поверхность раздела сред вода-воздух, что приводит к возникновению крупномасштабного течения, направленного снизу вверх вдоль стержня. Этот экспериментальный факт требует учета подвижности этой границы и эффектов поверхностного натяжения. Отдельного внимания требует двойной слой, формирующийся вокруг металлического электрода еще до подачи напряжения. Этот слой приводит к мелкомасштабной (порядка 100 нм) и весьма сильной (40–45 раз) неоднородности диэлектрической проницаемости воды, что налагает дополнительные требования к сеточному разрешению приэлектродной зоны. Подача напряжения на электрод приводит к разделению зарядов в приэлектродной области и её депротонизации, а также активизирует ряд нелинейных эффектов в областях особо сильного электрического поля на острых краях электрода, свойственных полярным жидкостям в целом и воде в частности, неравновесную электролитическую диссоциацию воды и нелинейный транспорт протонов. Кроме этого, большую сложность вызывает учет попадания атомов и микроскопических фрагментов электрода в приэлектродные слои жидкости.

Предложенная в работе модель является существенно нелинейной как в пространстве (в приэлектродном слое), так и во времени и

образует систему с положительной обратной связью: подача высоковольтного потенциала на электрод-иглу приводит к увеличению концентрации ионов (на несколько порядков за время расчета) и усилению экранировки. Экранировка, в свою очередь, приводит к росту электрического поля и его градиентов, и, в конечном итоге, к увеличению амплитуды объемной силы, действующей на жидкость. Однако, для того, чтобы разорвать эту связь, а также учесть распространение возмущений по границе, целесообразна дальнейшая разработка специальной «приэлектродной» модели сжимаемой сплошной среды, корректно учитывающей различные перечисленные нелинейности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Paulmier T., Bell J. M., Fredericks P. M. / Thin Solid Films. 2007. Vol. 515. P. 2926.
2. Quan C., He Y. / Surf. Coat. 2015. Vol. 269. P. 319.
3. Meletis E. I., Nie X., Wang F. L., Jiang J. C. / Surf. Coat. Technol. 2002. Vol. 150. P. 246.
4. Ishijima T., Nosaka K., Tanaka Y., Uesugi Y., Goto Y., Horibe H. / Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103. P. 142101.
5. Wüthrich R., Allagui A. / Electrochim. Acta. 2010. Vol. 55. P. 8189.
6. Abdul K. T., Kalliani A. / Ionics. 2012. Vol. 18. P. 315.
7. Becker K. H., Schoenbach K. H., Eden J. G. / J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. Vol. 39. P. R55.
8. Gao S. Z., Ma D., Lu Q., Li Y., Li X., Yang W. / Plasma Chem. Plasma Process. 2010. Vol. 30. P. 873.
9. Son E. E., Sadriev R. Sh., Gaisin A. F., Bagautdinova L. N., Gaisin F. M., Shakirova E. F., Akhatov M. F., Gaisin A. Z., Kayumov R. R. / High Temperature. 2014. Vol. 52. P. 939.
10. Гайсин А. Ф., Гайсин Ф. М., Желтухин В. С., Сон Э. Е. / Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 1. С. 71.
11. Kayumov R. R., Kuputdinova A. I., Mirkhanov D. N. et al. / Plasma Phys. Rep. 2024. Vol. 50. P. 115.
12. Тазмеев Г. Х., Тазмеев А. Х., Тазмеев Х. К. / Прикладная физика. 2023. № 3. С. 33.
13. Валиев Р. И., Хафизов А. А., Багаутдинова Л. Н., Гайсин Ф. М., Басыров Р. Ш., Гайсин А. З., Гайсин А. Ф. / Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59. № 4. С. 634.
14. Хафизов А. А., Валиев Р. И., Багаутдинова Л. Н., Гайсин А. З., Гайсин А. Ф., Гайсин Ф. М., Сон Э. Е., Фахрутдинова И. Т. / Теплофизика высоких температур. 2022. Т. 60. № 4. С. 625–628.
15. Желтухин В. С., Гайсин А. Ф., Петряков С. Ю. / Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48. № 17. С. 24.
16. Хлюстова А. В., Тутов В. А. / Прикладная физика. 2015. № 6. С. 48.
17. Чистилинов А. В., Тюфтяев А. С., Гаджиев М. Х. / Прикладная физика. 2021. № 5. С. 5.
18. Чистилинов А. В., Якушин Р. В., Перфильева А. В. / Прикладная физика. 2022. № 1. С. 12.
19. Панов В. А., Куликов Ю. М., Печеркин В. Я., Василяк Л. М., Савельев А. С. / Прикладная физика. 2023. № 6. С. 5.
20. Panov V. A., Kulikov Yu. M., Vetchinin S. P., Pecherkin V. Ya., Vasilyak L. M. / Plasma Sources Sci. Technol. 2023. Vol. 32. № 9. P. 095020.
21. Панов В. А., Савельев А. С., Печеркин В. Я., Василяк Л. М., Куликов Ю. М. / Прикладная физика. 2023. № 4. С. 87.
22. Панов В. А., Савельев А. С., Куликов Ю. М. / Прикладная физика. 2024. № 4. С. 89.

PACS: 68.03.Hj

Effect of electrode immersion depth on the development of pre-breakdown flows in distilled water

V. A. Panov, A. S. Saveliev and Yu. M. Kulikov

Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences
Bld. 2, 13 Izhorskaya st., Moscow, 125412, Russia
E-mail: panovvladislav@gmail.com

Received 20.12.2024; revised 20.01.2025; accepted 27.01.2025

An experimental and numerical study of the velocity field in distilled water occurring at the pre-breakdown stage when a voltage pulse is applied to the electrode-needle at different immersion depths is carried out. The results obtained are analyzed in terms of the extremum

(maximum) of the flow velocity achieved in the observation area in the immediate vicinity of the high-voltage electrode. Satisfactory agreement between the experimental and numerical dependences of the velocity extremum on time and the calculation is obtained. It is shown that the maximum value of the velocity in the emerging flow is achieved at later times with increasing immersion depth. A decrease in the immersion depth leads to the occurrence of an electric discharge when the high-voltage electrode loses contact with water due to the flow occurring near it. The studies performed show the further direction of development of the constructed physical and mathematical model.

Keywords: liquid; electrical breakdown; EHD flows.

REFERENCES

1. Paulmier T., Bell J. M. and Fredericks P. M., Thin Solid Films **515**, 2926 (2007).
2. Quan C. and He Y., Surf. Coat **269**, 319 (2015).
3. Meletis E. I., Nie X., Wang F. L. and Jiang J. C., Surf. Coat. Technol. **150**, 246 (2002).
4. Ishijima T., Nosaka K., Tanaka Y., Uesugi Y., Goto Y. and Horibe H., Appl. Phys. Lett. **103**, 142101 (2013). <https://doi.org/10.1063/1.4823530>
5. Wüthrich R. and Allagui A., Electrochim. Acta **55**, 8189 (2010).
6. Abdul K. T. and Kaliani A., Ionics **18**, 315 (2012).
7. Becker K. H., Schoenbach K. H. and Eden J. G., J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, R55 (2006).
8. Gao S. Z., Ma D., Lu Q., Li Y., Li X. and Yang W., Plasma Chem. Plasma Process. **30**, 873 (2010).
9. Son E. E., Sadriev R. Sh., Gaisin A. F., Bagautdinova L. N., Gaisin F. M., Shakirova E. F., Akhatov M. F., Gaisin Az. F. and Kayumov R. R., High Temperature **52**, 939 (2014).
10. Gaisin A. F., Gaisin F. M., Zheltukhin V. S. et al., Plasma Phys. Rep. **48**, 48 (2022).
11. Kayumov R. R., Kuputdinova A. I., Mirkhanov D. N. et al., Plasma Phys. Rep. **50**, 115 (2024).
12. Tazmeev G. K., Tazmeev A. K. and Tazmeev K. K., Applied Physics, № 3, 33 (2023) [in Russian].
13. Valiev R. I., Khafizov A. A., Bagautdinova L. N. et al., High. Temp. **60**, Suppl. 1, 127–130 (2022).
14. Khafizov A. A., Valieva R. I., Bagautdinova L. N., Gaisin Az. F., Gaisin A. F., Gaisin F. M., Sond E. E. and Fakhrutdinova I. T., High Temp. **60** (4), 570 (2022).
15. Zheltukhin V. S., Gaisin A. F. and Petryakov S. Y., Technical Physics Letters, № 9, 22 (2022).
16. Khlyustova A. V. and Titov V. A., Applied Physics, № 6, 48 (2015) [in Russian].
17. Chistolinov A. V., Tyufyaev A. S. and Gadzhiev M. Kh., Applied Physics, № 5, 5 (2021) [in Russian].
18. Chistolinov A. V., Yakushin R. V. and Perfilieva A. V., Applied Physics, № 1, 12 (2022).
19. Panov V. A., Kulikov Yu. M., Pecherkin V. Ya., Vasilyak L. M. and Saveliev A. S., Applied Physics, № 6, 5 (2023) [in Russian].
20. Panov V. A., Kulikov Yu. M., Vetchinin S. P., Pecherkin V. Ya. and Vasilyak L. M., Plasma Sources Sci. Technol. **32** (9), 095020 (2023).
21. Panov V. A., Saveliev A. S., Pecherkin V. Ya., Vasilyak L. M. and Kulikov Yu. M., Journal of Communications Technology and Electronics **68**, Suppl. 2, 170–175 (2023).
22. Panov V. A., Saveliev A. S. and Kulikov Yu. M., Applied Physics, № 4, 89 (2024) [in Russian].

УДК 621.383.4/5
EDN: GYMBFMPACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz,
07.57.Kp, 85.60.Dw**Матричное фотоприемное устройство средневолнового ИК диапазона спектра с *n*Vn-архитектурой из CdHgTe с барьерным слоем на основе сверхрешетки***К. О. Болтарь, И. Д. Бурлаков, Н. И. Яковлева, М. В. Седнев, А. В. Трухачев, Н. А. Иродов, А. А. Лопухин, Е. В. Пермикина, А. В. Войцеховский, Д. И. Горн, Н. Н. Михайлов*

*Исследовано матричное фотоприемное устройство (МФПУ) средневолнового ИК диапазона спектра с *n*Vn-архитектурой CdHgTe с барьерным слоем на основе сверхрешетки. МФПУ состоит из матрицы фоточувствительных элементов (МФЧЭ) формата 64×64 с шагом 40 мкм, гибридизированной с кремниевой БИС считывания. Фоточувствительная сборка из МФЧЭ и БИС считывания исследовалась в вакуумном технологическом криостате с заливкой жидким азотом. Исследованы спектральные и фотоэлектрические характеристики МФПУ на основе *n*Vn-гетероструктур из *n*-слоев CdHgTe со сверхрешетками при оптимальном напряжении смещения. Среднее значение обнаружительной способности составило $D^* \sim 7 \times 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2}$, среднее значение вольтовой чувствительности S_v составило $S_v \sim 6 \times 10^7 \text{ В/Вт}$.*

Ключевые слова: *n*Vn-гетероструктура; MWIR; HgCdTe; КРТ; матрица фоточувствительных элементов (МФЧЭ); спектральная характеристика.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-38-44

1. Введение

Развитие методов эпитаксиального выращивания материала $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, и, прежде всего, молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), дало возможность решения ряда технологических проблем по созданию матричных

высокотемпературных (High Operating Temperature) фотоприемных устройств (ФПУ, Focal Plane Array, FPA) [1, 2], и позволило разработать сложные многослойные барьерные гетероструктуры КРТ для изготовления фоточувствительных элементов (ФЧЭ) нового дизайна

Болтарь Константин Олегович^{1,2}, нач. НТК, д.ф.-м.н.
Бурлаков Игорь Дмитриевич^{1,3}, зам. ген. директора по инновациям и науке, д.т.н., профессор.
Яковлева Наталья Ивановна¹, гл.н.с., д.т.н.
E-mail: niiakovleva@mail.ru
Седнев Михаил Васильевич¹, нач. участка, к.т.н.
Трухачев Антон Владимирович¹, вед. инженер.
Иродов Никита Александрович¹, нач. участка.
Лопухин Алексей Алексеевич¹, нач. участка, к.т.н.
Пермикина Елена Вячеславовна¹, вед. инженер-технолог.
Войцеховский Александр Васильевич⁴, зав. кафедрой, д.ф.-м.н.

Горн Дмитрий Игоревич⁴, зав. лаб., к.ф.-м.н.
E-mail: gorn_dim@sibmail.com

Михайлов Николай Николаевич⁵, с.н.с., к.ф.-м.н.

¹ АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

² Московский физико-технический институт

(национальный исследовательский университет).

Россия, 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

³ МИРЭА – Российский технологический университет.
Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78.

⁴ Томский государственный университет.
Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36.

⁵ Институт физики полупроводников СО РАН
им. А. В. Ржанова.

Россия, 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13.

Статья поступила в редакцию 12.12.2024

После доработки 27.12.2024

Принята к публикации 7.02.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

© Болтарь К.О., Бурлаков И. Д., Яковлева Н. И., Седнев М. В., Трухачев А. В., Иродов Н. А., Лопухин А. А., Пермикина Е. В., Войцеховский А. В., Горн Д. И., Михайлов Н. Н., 2025

и топологии. Слои с униполярным типом проводимости образуют *nVn*-гетероструктуры, которые используются для формирования фоточувствительных элементов с минимальными темновыми токами [3–5]. Разделенная на отдельные фоточувствительные элементы методом меза-травления матрица на основе *nVn*-гетероструктуры не имеет в составе областей *p*-типа проводимости, при этом работа ФЧЭ обеспечивается подобно обычным фотодиодам подачей смещения на базовый и контактный слой.

Разработка новых барьерных архитектур ФЧЭ для матричных ФПУ MWIR- и LWIR-диапазонов на основе униполярных *nVn*-гетероструктур CdHgTe, в том числе со сверхрешетками в качестве барьера является актуальной задачей [6, 7], решение которой позволит перейти к изготовлению МФПУ нового типа с малым количеством дефектов, повышенной рабочей температурой охлаждения и высокими фотоэлектрическими параметрами.

В работе рассматривается концепция построения МФПУ MWIR-диапазона на основе *nVn*-гетероструктур из *n*-слоев CdHgTe со сверхрешетками в качестве барьера. На основе выращенных методом МЛЭ барьерных *nVn*-гетероструктур изготовлены МФЧЭ различной топологии с поглощающим слоем *n*-CdHgTe. Исследованы спектральные и фотоэлектрические характеристики фотоприемных устройств MWIR-диапазона на основе *nVn*-гетероструктур CdHgTe со сверхрешетками в качестве барьера.

2. Архитектура барьерных *nVn*-структур на основе CdHgTe

Многослойные *nVn*-гетероструктуры Cd_xHg_{1-x}Te выращены в ИФП СО РАН методом МЛЭ на оптически прозрачных подложках GaAs (013) [8, 9]. На подложке последовательно формировались буферный слой ZnTe (~ 30 нм), релаксирующий буферный слой CdTe (5,5 мкм), варизонный слой Cd_xHg_{1-x}Te (~ 1 мкм). Рабочая активная область *nVn*-структуры Cd_xHg_{1-x}Te состояла из поглощающего, барьерного и контактного слоев (рис. 1). Поглощающий слой Cd_xHg_{1-x}Te имел толщину порядка 3–4 мкм, содержание CdTe в барьерном слое и состав в контактном слое толщиной ~ 1 мкм выбирались в соответствии с рабочим спектральным диапазоном.

Контактный <i>n</i> +-слой CdHgTe, толщина 0,5 мкм
Барьерный слой на основе сверхрешетки
Поглощающий <i>n</i> -слой CdHgTe, толщина 3–4 мкм
Варизонный слой CdHgTe
Буферный слой CdTe, толщина 5,5 мкм
Буферный слой ZnTe, толщина 0,03 мкм
Оптически прозрачная подложка GaAs (013)

Рис. 1. Послойная конфигурация барьерных *nVn*-структур со сверхрешеткой на основе CdHgTe

Послойная конфигурация барьерных *nVn*-структур средневолнового ИК диапазона спектра на основе CdHgTe со сверхрешетками представлена в таблице 1.

Таблица 1

Параметры слоев *nVn*-гетероструктуры на основе CdHgTe

Наименование слоя в структуре	Концентрация, см ⁻³	Состав, мол. дол.	Толщина, мкм
Контактный слой <i>n</i> -Cd _x Hg _{1-x} Te	$n \sim (1-3) \times 10^{16}$	0,3	0,5
Барьерный слой <i>n</i> -Cd _x Hg _{1-x} Te	–	0,03 (яма) / 0,75 (барьер)	0,004(барьер) / 0,010 (яма); 10 периодов 0,140 (общая)
Поглощающий <i>n</i> -слой Cd _x Hg _{1-x} Te	$n \sim (3-5) \times 10^{15}$	0,3	3,0–4,0
Варизонный слой CdHgTe	–	1,0–0,3	1,0
Буферный слой CdTe	–	–	5,5
Буферный слой ZnTe	–	–	0,03
Подложка GaAs (013), Ø 50,8 мм			600

В процессе выращивания легирование рабочей области проводилось донорной примесью индия, концентрация примеси в поглощающем и барьерном выбиралась примерно одинаковой, а в контактном слое – в несколько раз выше.

Профиль распределения состава $n\text{Вп}$ -гетероструктуры КРТ в области барьера для 10-ти периодной сверхрешетки из показано на рис. 2.

Как показано на рисунке 2, в многослойной гетероструктуре $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ слева

направо от поглощающего слоя состава $x = 0,28$ мол. дол. имеется сверхрешетка, состоящая из 10 периодов из слоев $\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, при этом широкозонный слой представляет собой $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x = 0,72$ мол. дол., а слой ямы образован полуметаллическим соединением HgTe , толщина барьерного слоя примерно в 4 раза меньше слоя HgTe , поверх барьерного слоя выращен контактный слой состава $x = 0,3$ мол. дол.



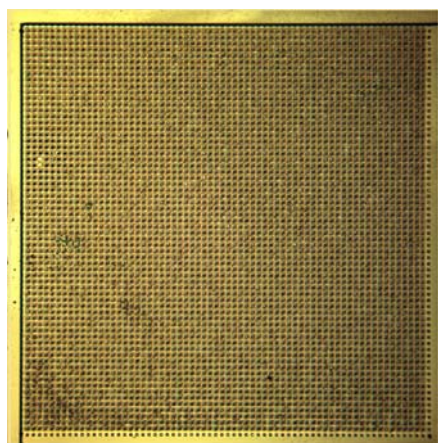
Рис. 2. Профиль распределения состава $n\text{Вп}$ -гетероструктуры КРТ в области барьера для 10-ти периодной сверхрешетки

3. Исследования и обсуждение результатов

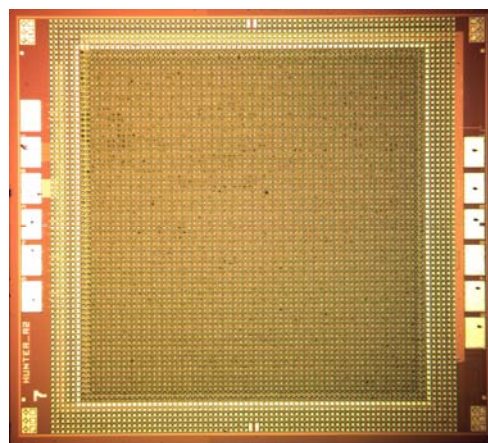
Матричные фотоприемные устройства MWIR диапазона изготовлены на основе $n\text{Вп}$ -гетероструктур CdHgTe со сверхрешетками в качестве барьера. Матрицы фоточувствительных элементов формата 64×64 с шагом 40 мкм получены методом меза-травления. Кристалл матрицы формата 64×64 элемента имел габаритные размеры $\sim 2,74 \times 2,74$ мм (рис. 3а). Локальный размер контактной n -области составил $0,02 \times 0,02$ мм, к каждому

элементу матрицы методом фотолитографии изготовлен омический In -микроконтакт.

Кремниевая большая интегральная схема (БИС) (рис. 3б) считывания, предварительной аналоговой обработки и вывода сигналов с матрицы формата 64×64 элементов обеспечивала накопление фототока на емкости накопления и мультиплексирование фотосигнала в 2 аналоговых выхода. Гибридная сборка МФЧЭ и БИС, полученная «flip-chip»-методом, располагалась в фокальной плоскости оптической системы с вакуумном криостате для детектирования фотосигнала при рабочей температуре $T = 77$ К.



а) кристалл МФЧЭ



б) кристалл БИС-считывания формата 64×64 элементов

Рис. 3. МФЧЭ и БИС-считывания формата 64×64 элемента с шагом 40 мкм

Измерены вольтамперные характеристики тестовых элементов МФПУ при $T = 300$ К (рис. 4) и относительные характеристики спектральной чувствительности при $T = 77$ К (рис. 5).

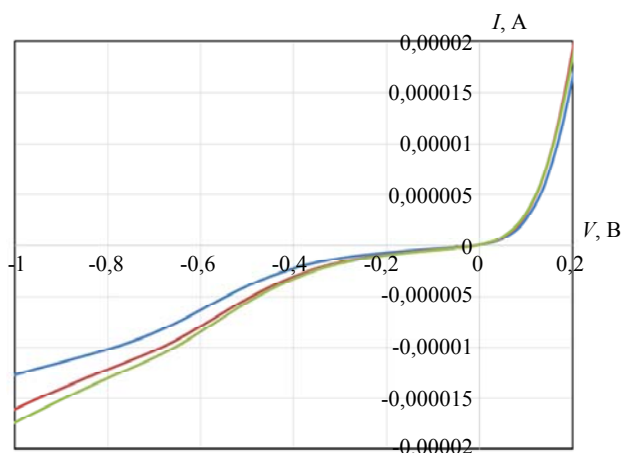


Рис. 4. ВАХ тестовых элементов ФПУ формата 64×64 элементов с шагом 40 мкм средневолнового ИК диапазона спектра (3–5 мкм) при $T = 300$ К

Вольт-амперная характеристика ФПУ MWIR диапазона (рис. 4) отличается от ВАХ n/p - фотодиода из-за однополярной природы. Представленная ВАХ при прямом напряжении смещения определяет темновой ток, который генерируется в объеме коллектора, а при обратном напряжении – в объеме базового слоя. В области поглощения уровень легирования составил $N_d \sim 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, время жизни $\sim 10^{-5} \text{ с}$, толщина области поглощения ~ 3 –4 мкм. Напряжение плоских зон (flat band) составило примерно $V_{fb} \approx -0,2$ В. Ток генерации-

рекомбинации в области обеднения проявлялся при напряжениях смещения $V > V_{fb}$, а туннельный ток – при напряжении смещения $V > V_{fb} + E_g \approx (0,2 + 0,25)$ В. Туннельный механизм обусловлен ловушками с концентрацией ловушек порядка $N_t \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Компоненты темнового тока для ФПУ на основе nBn -структуры с барьерным слоем идентичны токовым компонентам, определяющим поведение носителей заряда в фотодиоде, за исключением туннельного тока, который изменяется с учетом наличия барьера (при небольших смещениях он мал, а при повышении напряжения смещения туннельная составляющая тока возрастает).

Относительная спектральная характеристика чувствительности тестового ФЧЭ при $T = 77$ К представлена на рисунке 5.

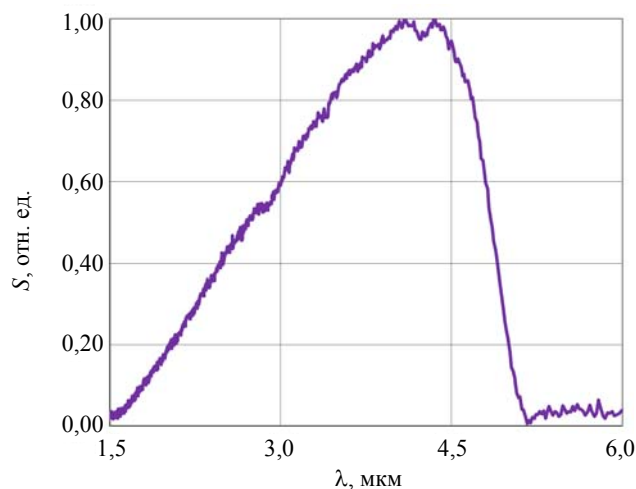


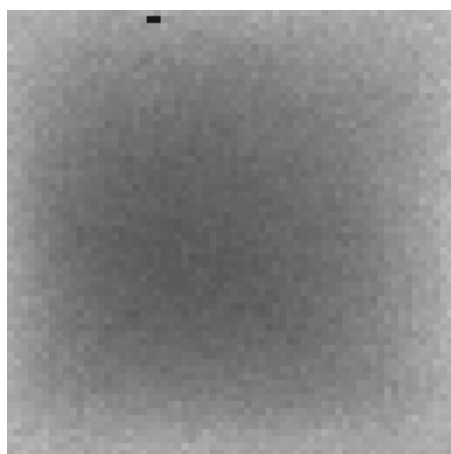
Рис. 5. Относительная спектральная характеристика чувствительности ФЧЭ при $T = 77$ К, $\lambda_{гр} = 4,88$ мкм

Длинноволновая граница спектральной характеристики фоточувствительности по уровню 0,5 для ФПУ MWIR-диапазона составила $\lambda_{гр} = 4,88$ мкм, она формировалась выбором состава x соединения $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ), а коротковолновая граница по уровню 0,5 $\lambda_k = 2,72$ мкм определялась поглощением излучения в варизонном слое nVn -гетероструктуры толщиной ~ 1 мкм.

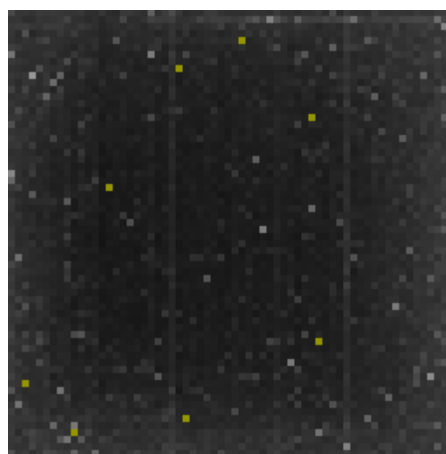
Для проведения измерений основных фотоэлектрических параметров МФПУ формата 64×64 элементов с шагом 40 мкм на основе nVn -гетероструктур использовалась автоматизированная система сбора и обработки информации, позволяющая в автоматическом режиме измерять напряжения шума

и фотосигнала каждого элемента и на их основе рассчитывать фотоэлектрические параметры. Проведены измерения фотосигнала и шума МФПУ ФПУ средневолнового ИК диапазона спектра, диаграммы распределения фотосигнала и шума представлены на рисунке 6 а, б.

Параметры МФПУ средневолнового ИК диапазона спектра формата 64×64 элементов с шагом 40 мкм на основе nVn -гетероструктур $CdHgTe$ сравнивались со значениями параметров МФПУ на основе объемного $InSb$ при относительном отверстии охлаждаемой диафрагмы 1:0,9 (таблица 2).



а) распределение фотосигнала при $T=77$ К



б) распределение шума при $T=77$ К

Рис. 6. Распределение сигнала и шума МФПУ1 формата 64×64 элементов с шагом 40 мкм на основе nVn -гетероструктуры $HgCdTe$ средневолнового ИК диапазона спектра

Таблица 2

Фотоэлектрические параметры МФПУ формата 64×64 элементов с шагом 40 мкм

№ ФПУ	Время накопления, мкс	Граничная длина волны, мкм	Вольтовая чувствительность, S_u , В/Вт	Обнаружительная способность D^* , $cm \cdot Hz^{1/2} \cdot Wt^{-1}$
МФПУ1	99	4,88	$5,2 \times 10^7$	$6,7 \times 10^{10}$
МФПУ2	99	4,92	$6,4 \times 10^7$	$7,4 \times 10^{10}$
ФПУ-InSb	120	5,48	$1,0 \times 10^8$	$8,8 \times 10^{10}$

Из таблицы и графиков видно, что диаграммы распределения сигнала и шума по матрицам 64×64 элементов, а также средние значения основных фотоэлектрических параметров подтверждают возможность создания МФЧЭ и МФПУ на основе nVn -гетероструктур $HgCdTe$ со сверхрешетками в качестве барьера. Полученные на первой стадии исследований невысокие значения обнаружительной способности свидетельствуют о

необходимости доработки технологии как в части пассивации МФЧЭ, так и в части выращивания nVn гетероструктур $HgCdTe$ с широконзонными барьерами.

4. Заключение

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии получены многослойные nVn -гетероструктуры с поглощающим n -слоем $CdHgTe$ и

со сверхрешетками в качестве барьера для изготовления матричных фоточувствительных элементов нового дизайна и топологии. На их основе изготовлены и исследованы матрицы фоточувствительных элементов и ФПУ формата 64×64 элемента с шагом 40 мкм.

Измерены вольтамперные характеристики тестовых элементов ФПУ средневолнового ИК диапазона спектра при НКУ. Результаты измерений ВАХ при $T = 300$ К показали, что компоненты темнового тока для ФПУ на основе $n\text{Вn}$ -структуры с барьерным слоем идентичны компонентам, определяющим поведение носителей заряда в p/n -фотодиоде, за исключением туннельного тока, который изменяется с учетом влияния барьерного слоя. Спектральная характеристика фоточувствительности ФПУ соответствовала средневолновому ИК диапазону спектра с длинноволновой границей порядка $\lambda_{0,5} \sim 4,9$ мкм, что совпадает с окном прозрачности атмосферы.

Среднее значение обнаружительной способности для МФПУ1 составило $D^*_1 = 6,7 \times 10^{10}$ см·Вт⁻¹·Гц^{1/2}. Среднее значение вольтовой чувствительности S_u по элементам МФПУ1 составило $S_{u1} = 5,2 \times 10^7$ В/Вт. Среднее значение обнаружительной способности для МФПУ2 составило $D^*_2 = 7,4 \times 10^{10}$ см·Вт⁻¹·Гц^{1/2}. Среднее значение вольтовой чувствительности S_u по элементам МФПУ2 составило $S_{u2} = 6,4 \times 10^7$ В/Вт. Различие в дефектности и значениях обнаружительной способности МФЧЭ для различных МФП-структур связано, по-видимому, с качеством пассивации поверхности МФЧЭ. Для улучшения основных параметров необходима дальнейшая проработка технологии изготовления МФЧЭ, в том числе пассивации боковых поверхностей меза-

элементов, а также совершенствование ростовых процессов при изготовлении $n\text{Вn}$ -гетероструктур HgCdTe со сверхрешеткой в качестве барьера.

Исследование выполнено за счет гранта
Российского научного фонда № 23-62-10021,
<https://rscf.ru/project/23-62-10021>.

ЛИТЕРАТУРА

1. Болтарь К. О., Булаков И. Д., Яковлева Н. И., Власов П. В., Лазарев П. С. / Успехи прикладной физики. 2022. Т. 10. № 2. С. 170–182.
2. Piotrowski J., Rogalski A. High-Operating-Temperature Infrared Photodetectors. – SPIE Press, Bellingham, 2007.
3. Izhnin I. I., Kurbanov K. R., Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y. / Appl. Nanosci. 2020. Vol. 10. P. 4571–4576.
4. Akhavan N. D., Umana-Membreno Gu. R., Antoszewski J., Faraone L. / IEEE Trans Electron. Dev. 65. P. 591–598.
5. Itsuno A. M., Phillips J. D., Velicu S. / Journal of Electronic Materials. 2011. Vol. 40. № 8. P. 1624–1629.
6. Войцеховский А. В., Несмелов С. Н., Дзядах С. М., Васильев В. В., Варавин В. С., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Якушев М. В., Сидоров Г. Ю. / Прикладная физика. 2016. № 4. С. 83–86.
7. Kopytko M. et al. / J. Electron. Mater. 2015. Vol. 44. № 1. P. 158–166.
8. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Yu., Yakushev M. V. / Infr. Phys. and Techn. 2019. Vol. 102. P. 103035 (1–4).
9. Varavin V. S., Sabinina I. V., Sidorov G. Yu., Marin D. V., Remesnik V. G., Predein A. V., Dvoretzky S. A., Vasilyev V. V., Sidorov Yu. G., Yakushev M. V., Latyshev A. V. / Infrared Phys. Technol. 2020. Vol. 105. P. 103182. doi: 10.1016/j.infrared.2019.103182.

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 07.57.Kp, 85.60.Dw

Medium wavelength IR spectral range CdHgTe FPA based on nBn architecture with superlattice barrier layer

K. O. Boltar^{1,2}, I. D. Burlakov^{1,3}, N. I. Iakovleva¹, M. V. Sednev¹, A. V. Trukhachev¹,
N. A. Irodov¹, A. A. Lopukhin¹, E. V. Permikina¹, A. V. Voitsekhovskii⁴, D. I. Gorn⁴
and N. N. Mikhailov⁵

¹ Orion R&P Association JSC

9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia

² Moscow Institute of Physics and Technology

9 Institutsky per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141701, Russia

³ MIREA – Russian Technological University (RTU MIREA)

78, Vernadsky Ave., Moscow, 119454, Russia

⁴ National Research Tomsk State University

36 Lenin Ave., 634050, Tomsk, Russia

⁵ Rzhzanov Institute of Semiconductor Physics of the Siberian Branch
of the Russian Academy of Sciences

13 Akademika Lavrent'eva Ave., 630090, Novosibirsk, Russia

Received 12.12.2024; revised 27.12.2024; accepted 7.02.2025

Medium wavelength IR spectral range CdHgTe FPA based on nBn architecture with superlattice barrier layer has been investigated. The FPA consists of a 64×64 format with a 40 μm step matrix of photosensitive elements, hybridized with a silicon Readout Integrated Circuit (ROIC). The photosensitive assembly of FPA and ROIC was located in a vacuum technological cryostat filling liquid nitrogen. The spectral and photoelectric parameters of FPAs based on nBn architecture with superlattice barrier layers have been measured at optimal bias voltage. The average detectivity value was of $D^* \sim 7 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{Hz}^{1/2}$, the average voltage sensitivity value was of $S_u \sim 6 \times 10^7 \text{ V/W}$.

Keywords: unipolar photodetector; nBn-heterostructure; MWIR; HgCdTe; MCT; Focal Plane Array (FPA); spectral response.

REFERENCES

1. Boltar K. O., Burlakov I. D., Iakovleva N. I., Vlasov P. V., and Lazarev P. S., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **10** (2), 170–182 (2022) [in Russian].
2. Piotrowski J. and Rogalski A. High-Operating-Temperature Infrared Photodetectors, SPIE Press, Bellingham, 2007.
3. Izhnin I. I., Kurbanov K. R., Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N. and Sidorov G. Y., Appl. Nanosci. **10**, 4571–4576 (2020).
4. Akhavan N. D., Umana-Membreno Gu. R., Antoszewski J. and Faraone L., IEEE Trans Electron. Dev. **65**, 591–598 (2018).
5. Itsuno A. M., Phillips J. D. and Velicu S., Journal of Electronic Materials **40** (8), 1624–1629 (2011).
6. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Vasil'ev V. V., Varavin V. S., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Yakushev M. V. and Sidorov G. Yu., Applied Physics, № 4, 83–86 (2016) [in Russian].
7. Kopytko M. et al., J. Electron. Mater. **44** (1), 158–166 (2015).
8. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Yu. and Yakushev M. V., Infr. Phys. and Techn. **102**, 103035 (1–4) (2019).
9. Varavin V. S., Sabinina I. V., Sidorov G. Yu., Marin D. V., Remesnik V. G., Predein A. V., Dvoretzky S. A., Vasil'yev V. V., Sidorov Yu. G., Yakushev M. V. and Latyshev A. V., Infrared Phys. Technol. **105**, 103182 (2020). doi: 10.1016/j.infrared.2019.103182.

УДК 621.
EDN: AYYVMCY

PACS: 85, 85.60.–q

Неохлаждаемый матричный фотосенсор 640×512 для области спектра 0,4–2,0 мкм из коллоидных квантовых точек ККТ PbS с транспортным слоем для дырок на основе ККТ p-PbS-EDT

В. П. Пономаренко, В. С. Попов, М. А. Панков, К. А. Хамидуллин, А. Д. Деомидов, А. А. Федоров, Г. Ю. Деев, Д. Э. Драгунов, О. В. Епифанов, П. С. Лазарев, Е. В. Мирофьянченко, Д. В. Ильинов, В. А. Петрушина, И. Д. Бурлаков, А. В. Полесский, В. В. Старцев, С. Б. Бричкин, М. Г. Спирын, С. А. Товстун, М. В. Гапанович, В. Ю. Гак, А. В. Гадомская, Д. Н. Певцов, А. В. Кацаба, А. С. Кириченко, Д. В. Дёмкин, В. А. Иванова, В. В. Иванов, В. Ф. Разумов

Приведены архитектура и основные характеристики матричного фотосенсора формата 640×512 (шаг 15 мкм) с чувствительностью в области спектра 0,4–2,0 мкм, разработанного на основе коллоидных квантовых точек ККТ PbS. Слой генерации основной доли фотоносителей изготовлен на основе ККТ n-PbS путем замены исходного лиганда (олеиновая кислота) на йод при обработке слоя ККТ йодидом тетра-н-бутиламмония (TBAI). Транспортные слои для электронов и дырок изготовлены на основе n-ZnO и ККТ p-PbS EDT, где транспортный слой для дырок ККТ p-PbS-EDT создавался путем замены исходного лиганда при обработке слоя ККТ этан-1,2-дитиолом (EDT).

Ключевые слова: коллоидная квантовая точка; фотосенсор; лиганд; фоточувствительность.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-45-54

1. Введение

Уникальные свойства полупроводниковых структур ограниченной размерности всё больше привлекают внимание исследователей в таких областях, как фотоника, биомедицина, микроэлектроника и др. Особенно заметен прогресс последних лет, достигнутый при использовании квазиульмерных квантовых точек при создании устройств солнечной энергетики [1], биомаркеров [2], матричных фотоприемных устройств (МФПУ) [3], лазеров [4] и др.

В настоящее время в области промышленного производства оптоэлектроники с использованием коллоидных квантовых точек лидируют две компании – SWIR Vision (США) и Quantum Solutions (Великобритания), серийно выпускающие широкоспектральные полноформатные матричные фотосенсоры и ноч-

ные видеокамеры на их основе с диапазоном фоточувствительности от 0,4 до 2,0 мкм, изготовленные по гибридно-монолитной технологии. В 2020 году фирма SWIR Vision продемонстрировала образцы неохлаждаемых МФПУ форматов 640×512, 1280×1024 и 1920×1080, разработанные на основе коллоидных квантовых точек из сульфида свинца с шагом фоточувствительных элементов (ФЧЭ), равным 15 мкм. Сейчас линейка выпускаемых фирмой изделий насчитывает 5 типов МФПУ, включая фотосенсоры с форматом 2040×2040 и 3064×2040, имеющие шаг ФЧЭ, равный 7 мкм. Компания Quantum Solutions в 2024 году представила МФПУ формата 640×512 из коллоидных квантовых точек сульфида свинца с наименьшим из достигнутых на сегодня в промышленных образцах МФПУ шагом, составившим 5 мкм. Обе фирмы производят малогабаритные камеры ночного видения с ис-

пользованием МФПУ из коллоидных квантовых точек собственной разработки.

Ранее в работе [5] был описан разработанный нами одноэлементный фотосенсор для области спектра 0,4–2,0 мкм, изготовленный из коллоидных наночастиц PbS на подложке Si/SiO₂ с архитектурой, показанной на рисунке 1а. Исследовались малоразмерные фоточувствительные элементы 12×12 мкм диодного типа с энергетическим барьером типа *p–n*-перехода на контакте слоёв коллоидных квантовых точек (ККТ) сульфида свинца (PbS) *n*- и *p*-типов проводимости. Энергетический барьер типа *p–n*-перехода был получен путем модификации поверхности ККТ соответствующими лигандами. Слой ККТ PbS электронного типа проводимости (*n*-тип) создавался при замене исходного лиганда, применяемого при синтезе ККТ (олеиновая кислота C₁₈H₃₄O₂), на йод (I) путем обработки слоя ККТ PbS йодидом тетра-*n*-бутиламмония [(C₄H₉)₄N]I (TBAI). Аналогично, слой ККТ PbS дырочного типа проводимости (*p*-тип) создавался путем замены исходного лиганда после обработки слоя ККТ PbS этан-1,2-дитиолом C₂H₆S₂ (EDT). Основную роль в поглощении излучения из спектрального интервала 0,4–2,0 мкм играл слой ККТ *n*-PbS-TBAI электронного типа проводимости ввиду его существенно большей толщины по сравнению со слоем ККТ *p*-PbS-EDT. Слой ККТ *p*-PbS-EDT выполнял роль слоя, блокирующего электроны в

зоне вблизи анода фоточувствительной структуры и, одновременно, служил каналом транспорта дырок. Размеры ККТ PbS для слоев *n*- и *p*-типов проводимости имели диаметр 7,6 нм и 3,1 нм, соответственно, что создавало на контакте этих слоев дополнительный энергетический гетеробарьер, способствующий эффективному разделению фотоносителей, образовавшихся после распада фотоэкситонов в слое ККТ *n*-PbS-TBAI. В качестве прекурсора свинца использовался хлорид свинца (PbCl₂) и *N,N'*-дифенилтиомочевина (SC(NHPh)₂) в качестве прекурсора серы. Слой наночастиц *n*-ZnO электронного типа проводимости выполнял роль слоя, блокирующего поток дырок в зоне вблизи катода и, одновременно, служил каналом транспорта электронов к катоду. Верхний прозрачный для излучения электрод создавался методом аэрозольной печати слоя на основе нанонитей из серебра (AgNW), имеющих оптическое пропускание в области длин волн 0,4–2,0 мкм порядка 65–70 % и высокую проводимость [6], что выгодно отличает их от проводящих покрытий из углеродных нанонитей или ITO (In₂O₃)_{0,9}-(SnO₂)_{0,1} (см. рис. 1б). Таким образом, архитектура разработанных в работе [5] фотосенсоров имела вид Cr/Ni/*n*-ZnO/ККТ *n*-PbS-TBAI/ККТ *p*-PbS-EDT/AgNW. Энергетическое строение отдельных слоев этой структуры показано на рисунке 2.

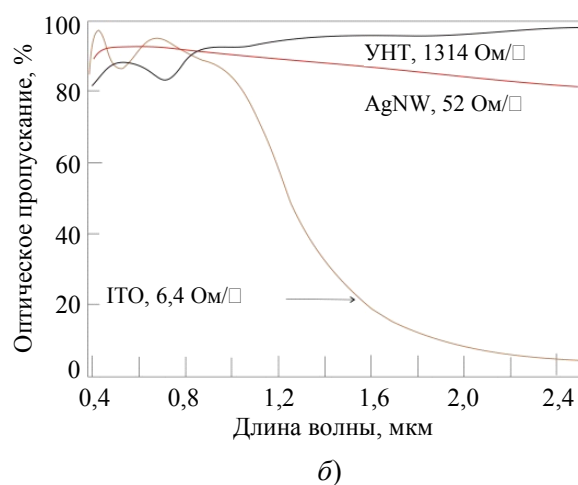
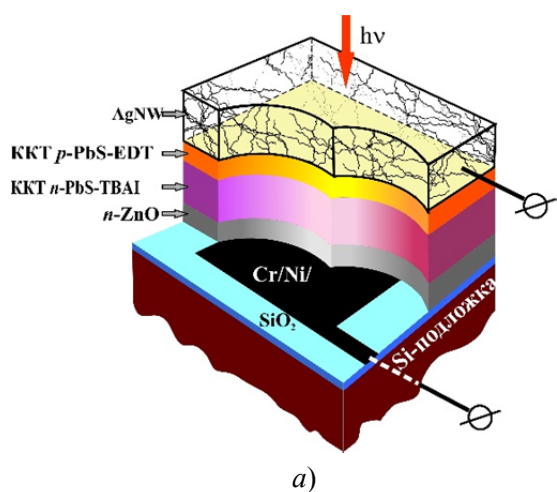


Рис. 1. Одноэлементный фотосенсор на основе коллоидных квантовых точек ККТ PbS с транспортными слоями для электронов и дырок из наночастиц *n*-ZnO и ККТ *p*-PbS-EDT, соответственно: а) – архитектура фотосенсора [5]; б) – оптическое пропускание и удельное сопротивление слоев углеродных нанотрубок (УНТ), серебряных нанонитей (AgNW) и покрытий из (In₂O₃)_{0,9}-(SnO₂)_{0,1} (ITO) [6]

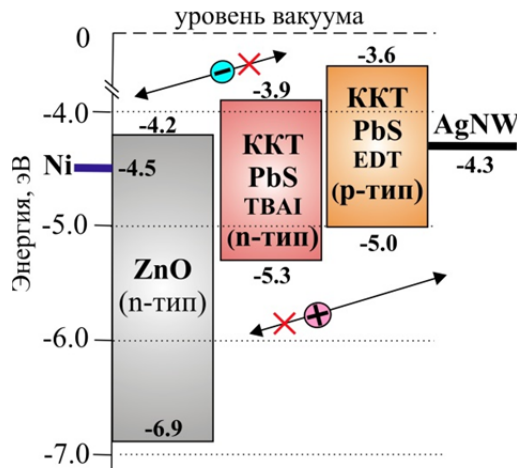


Рис. 2. Энергетическое строение слоев структуры $\text{Cr/Ni/n-ZnO/KKTP-PbS-TBAI/KKTP-PbS-EDT/AgNW}$, на основе которой изготовлен одноэлементный фотосенсор [5]

Спектральная зависимость относительной чувствительности сенсора представлена на рисунке 3а. Кривые вольт-амперных характеристик (ВАХ) фотосенсоров имели вид, типичный для полупроводниковых структур с энергетическим барьером и дифференциальным сопротив-

лением темновой ВАХ при нулевом смещении, лежащем в пределах $(2-20) \times 10^{10}$ Ом. Были реализованы значения удельной обнаружительной способности $(2-4) \times 10^{12}$ $\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ (рис. 3б) при освещении фотосенсора излучением АЧТ с температурой 1273 К.

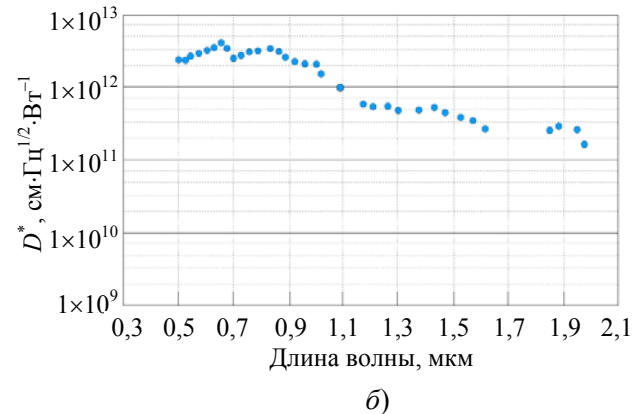
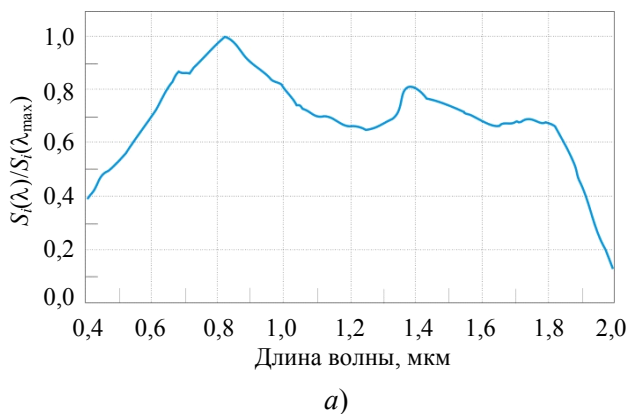


Рис. 3. Спектральные зависимости относительной фоточувствительности (а) [5] и удельной обнаружительной способности (б) одноэлементного фотосенсора на основе коллоидных квантовых точек PbS с архитектурой $\text{Cr/Ni/n-ZnO/KKTP-PbS-TBAI/KKTP-PbS-EDT/AgNW}$

2. Архитектура матричного фотосенсора формата 640×512

В настоящей работе описано разработанное нами новое матричное фотоприемное устройство (МФПУ) для области спектра 0,4–2,0 мкм формата 640×512 с шагом фоточувствительных элементов 15 мкм, изготовленное из коллоидных квантовых точек ККТ PbS на поверхности кремниевой СБИС считывания фотосигналов p -канального типа. Архитектура МФПУ показана на рисунке 4.

Изготовление такого МФПУ основано на непосредственном формировании фоточувствительной структуры на поверхности крем-

ниевой СБИС считывания и предварительной обработки фотосигналов. Фоточувствительные и функциональные слои сенсора изготавливаются путем поочередного нанесения заранее синтезированных жидких суспензий наночастиц с заданным составом и вязкостью с использованием техники спин-коатинга (spin-coating) или методом аэрозольной печати. Это обеспечивает изготовление монолитной структуры без использования индиевых или иных микроконтактов, характерных для классической технологии гибридизации (объединения) матричных фотодиодов или фоторезисторов на основе слоев объемных или эпитаксиальных полупроводниковых 3D-мате-

риалов с микроэлектроникой считывания фотосигналов. Такая технология изготовления фотосенсоров, получившая название гибридно-монокристаллической, в общих чертах описана в работах [3, 5, 7–9]. Она обеспечивает снятие критически важных ограничений по шагу чувствительных эле-

ментов, в результате чего шаг матрицы ограничивается только дифракционным пределом и шагом СБИС считывания, который определяется схемотехникой ячейки считывания и топологической нормой КМОП технологии, по которой изготовлена кремниевая СБИС.

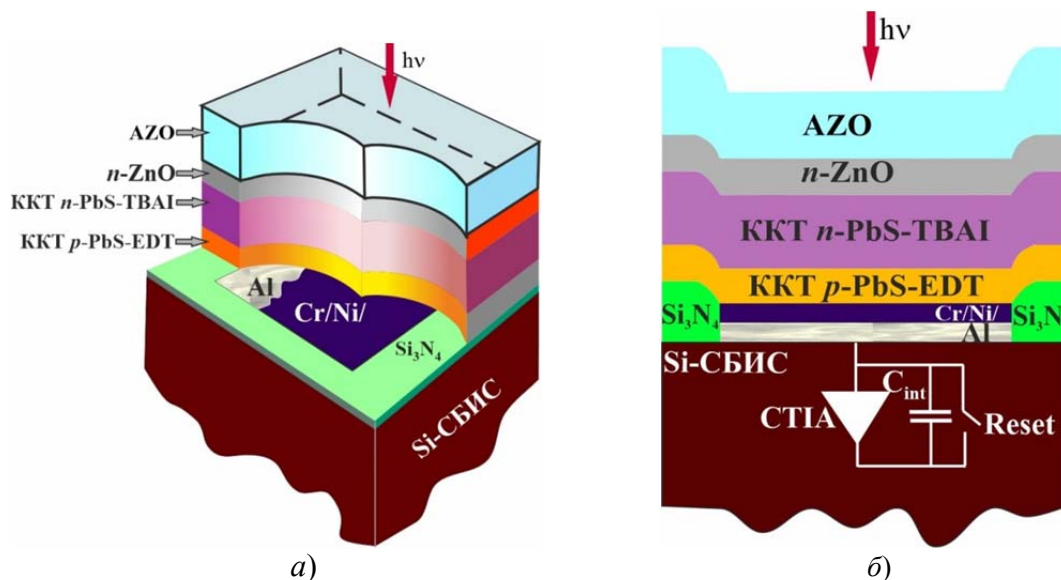


Рис. 4. Матричный фотосенсор 640×512 на основе коллоидных квантовых точек ККТ PbS с транспортными слоями для дырок и электронов из ККТ p -PbS-EDT и n -ZnO, соответственно: а) – архитектура фотосенсора; б) – поперечное сечение фоточувствительного элемента с входным устройством ячейки считывания кремниевой СБИС (СТИА – транзисторный усилитель, Reset – ключ сброса, C_{int} – емкость накопления фотосигнала)

Архитектура каждого фоточувствительного элемента, разработанного авторами нового матричного фотосенсора 640×512 из ККТ PbS, имеет вид $\text{Cr/Ni/KKT } p\text{-PbS-EDT/KKT } n\text{-PbS-TBAI/n-ZnO/AZO}$. Энергетическое строение отдельных слоев структуры, демонстрирующее направления транспорта электронов и дырок в слоях фотосенсора, показано на рисунке 5.

Как и в случае одноэлементного фотосенсора [5], описанного выше, основная доля фотоносителей генерируется излучением в слое ККТ n -PbS-TBAI. После распада фотоэкситонов электроны и дырки разделяются энергетическим барьером типа p - n -перехода на контакте слоев ККТ n -PbS-TBAI и ККТ p -PbS-EDT. Слои n -ZnO и ККТ p -PbS-EDT служат для блокировки дырок и электронов в областях, расположенных вблизи анода и катода. Они же являются каналами транспорта электронов и дырок.

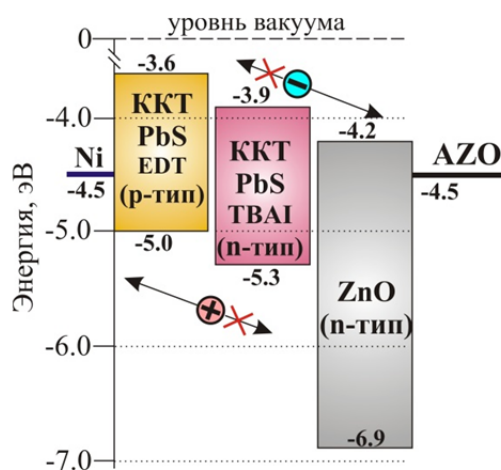


Рис. 5. Энергетическое строение слоев структуры $\text{Cr/Ni/KKT } p\text{-PbS-EDT/KKT } n\text{-PbS-TBAI/n-ZnO/AZO}$, на основе которой изготовлен матричный фотосенсор 640×512 , демонстрирующая направления транспорта электронов и дырок

Изготовление слоев ККТ PbS электронного и дырочного типов проводимости проводится путем замены исходного лиганда (олеи-

новая кислота) после обработки йодидом тетра-*n*-бутиламмония (*n*-тип) и этан-1,2-дитиолом (*p*-тип). В качестве прекурсоров свинца и серы при синтезе ККТ PbS, как и в работе [5], применяются хлорид свинца и *N,N'*-дифенилтиомочевина. Кроме того, в отличие от описанного выше одноэлементного фотосенсора с архитектурой Cr/Ni/*n*-ZnO/ККТ *n*-PbS-TBAI/ККТ *p*-PbS-EDT/AgNW, здесь в качестве прозрачного для излучения электрода вместо слоя на основе нанонитей AgNW нами использовано покрытие из оксида цинка, допированного алюминием с образованием твердого раствора в системе ZnO-Al₂O₃ (AZO) [10]. Фотография изготовленного матричного фоточувствительного элемента формата 640×512 на основе коллоидных квантовых точек ККТ PbS с кремниевой СБИС считывания и предварительной обработки фотосигналов и верхним электродом из Al:ZnO (AZO), смонтированного на растре для исследований, показана на рисунке 6.

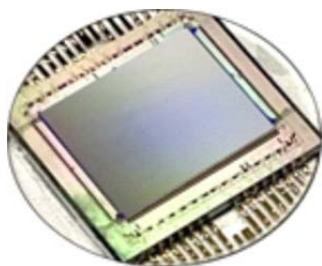


Рис. 6. Фотография матричного фоточувствительного элемента 640×512 со СБИС считывания и предварительной обработки фотосигналов на растре

3. Свойства матричного фотосенсора формата 640×512 с транспортным слоем для дырок на основе ККТ *p*-PbS-EDT

С целью контроля размера синтезированных коллоидных квантовых точек использовалась просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения (ПЭМ). Исследовались спектральные зависимости оптического поглощения суспензии коллоидных квантовых точек сульфида свинца в растворе *n*-октана, синтезированных вышеописанным способом с использованием PbCl₂ в качестве прекурсора свинца. Наблюдался первый экситонный пик поглощения с максимумом, расположенным на длине волны $\lambda_{\max} \approx 1,85$ мкм.

Его ширина на полувысоте (FWHM) составила величину 220 нм, что свидетельствует о достаточно высокой монодисперсности нанокристаллов PbS в поглощающем слое ККТ *n*-PbS-TBAI. На рисунке 7 показана приведенная к единице спектральная зависимость фоточувствительности $S_i(\lambda)/S_i(\lambda_{\max})$ изготовленного матричного фотосенсора 640×512 с кремниевой СБИС считывания и предварительной обработки фотосигналов.

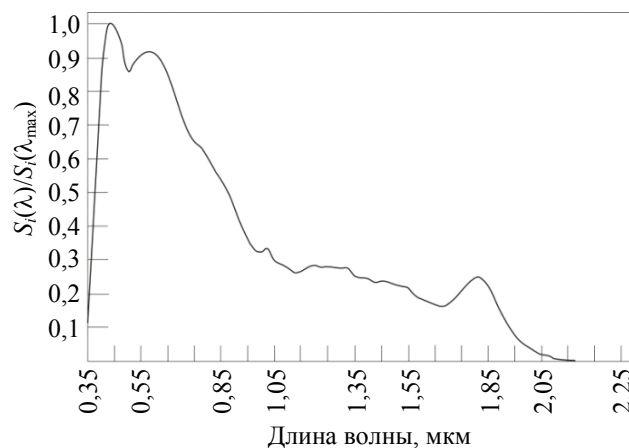


Рис. 7. Приведенная к единице спектральная зависимость фоточувствительности при комнатной температуре матричного фотосенсора формата 640×512 с кремниевой СБИС считывания и предварительной обработки фотосигналов

Использование эмпирического соотношения $E_0 = 0,41 + (0,025d^2 + 0,283d)^{-1}$, устанавливающего связь между энергией оптических переходов E_0 в спектрах оптического поглощения раствора ККТ и диаметром d наночастиц, полученного в работе [11], показало, что диаметр используемых нами коллоидных квантовых точек составляет величину $d \approx 9,5\text{--}10$ нм. Исследование формы наночастиц, проведенное методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения, показало, что она близка к усеченному октаэдру. Каждая коллоидная квантовая точка имеет восемь граней (111) и шесть граней (100).

На рисунке 8 представлены фрагменты изображений лопастей вентилятора и человеческого лица, полученные в дневное время при освещенности наблюдаемой сцены 300–500 лк с применением матричного фотосенсора 640×512 (шаг 15 мкм). Использовалась одноточечная коррекция и калибровка сигнала по расфокусированному изображению.

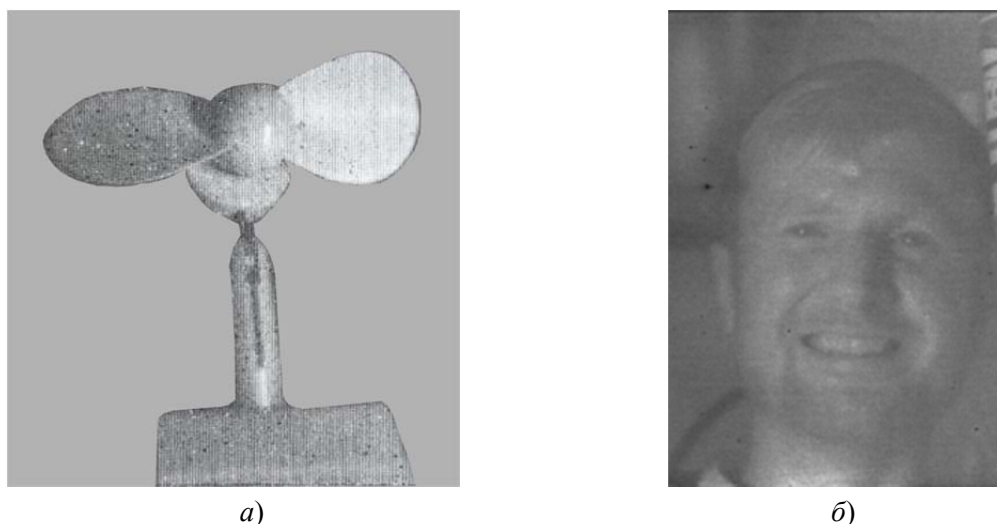


Рис. 8. Фрагменты изображений, полученные с применением неохлаждаемого матричного фотосенсора с архитектурой $\text{Cr/Ni/KKTp-PbS-EDT/KKTn-PbS-TBAI/n-ZnO/AZO}$ формата 640×512 (шаг 15 мкм) на основе коллоидных квантовых точек из PbS для области спектра $0,4\text{--}2,0$ мкм

4. Заключение

Одним из направлений совершенствования приборов ночного видения (ПНВ) является расширение областей их спектральной чувствительности. Чувствительность современных серийно выпускаемых электронно-оптических преобразователей (ЭОП), включая поколение 3^+ с фотокатодами на основе арсенида галлия с отрицательным электронным сродством, ограничена спектральным диапазоном $0,4\text{--}0,9$ мкм. С ним связан ряд недостатков современных ПНВ, из-за которых могут не обеспечиваться требования по дальности, вероятности обнаружения и опознавания. Главным из них является недостаточная дальность видения ПНВ при ночной освещенности наблюдаемой сцены ниже 2×10^{-3} лк. Такая освещенность характерна для объектов, находящихся в горных ущельях, туннелях, на неосвещенных городских улицах, под пологом леса и т. д. Она обусловлена рассеянным или прямым светом Луны, звёзд, зодиакальным светом, собственным излучением верхних слоев атмосферы, связанным с рекомбинацией ионов, образовавшихся в дневное время и т. п. На рисунке 9а показана спектральная зависимость плотности мощности естественной ночной освещенности (ЕНО) на вертикальной по-

верхности [12]. Видно, что уровень освещенности существенно возрастает в области длин волн $\Delta\lambda = 0,4\text{--}1,8$ мкм по сравнению с интервалом $\Delta\lambda = 0,4\text{--}0,9$ мкм, характерным для современных серийно выпускаемых ЭОП. Так, средняя величина ЕНО в отсутствие Луны в области длин волн $0,6\text{--}0,8$ мкм в ясную погоду (снежный фон) составляет $(1,5\text{--}3,0) \times 10^{-5}$ Вт/м²·мкм, тогда как в области $1,4\text{--}1,8$ мкм даже при сплошной облачности (зеленый фон) она возрастает до $(6,0\text{--}7,0) \times 10^{-4}$ Вт/м²·мкм. Источником освещенности здесь является излучение атмосферного кислорода. Вместе с ростом освещенности возникает значительный выигрыш по оптическому пропусканию атмосферы при переходе из области спектра $0,4\text{--}0,9$ мкм в область $0,4\text{--}1,8$ мкм (рис. 9б). Ослабление атмосферой светового потока связано с поглощением света парами воды и углекислым газом и рассеянием на флуктуациях плотности газовой среды атмосферы и на различных твердых частицах пыли. Оценка, проведенная в работе [13], показала, что при метеорологической дальности видения $S_M = 10$ км пропускание слоя атмосферы толщиной 1 км на длине волны $\lambda = 0,6$ мкм составляет величину 0,72, а в центре окна прозрачности $1,4\text{--}1,8$ мкм она возрастает до значения 0,93.

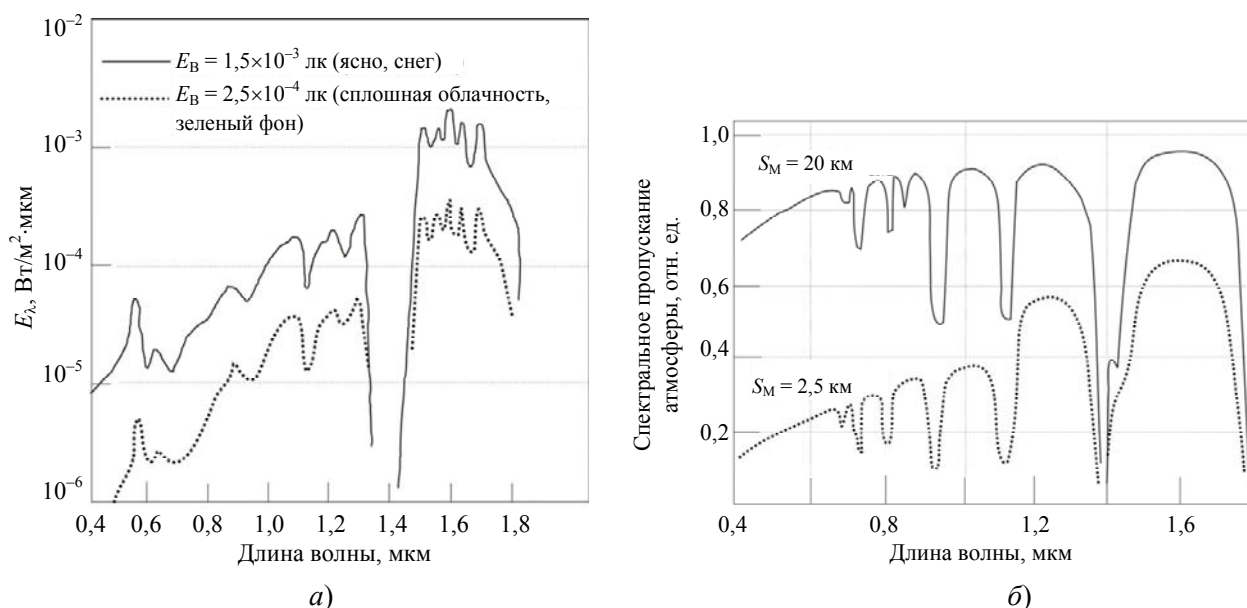


Рис. 9. а) – спектральная зависимость плотности мощности естественной ночной освещенности на вертикальной поверхности E_B в условиях сплошной облачности (зеленый фон) и для случая ясной погоды на фоне поверхности, покрытой снегом; б) – спектральная зависимость пропускания атмосферного слоя толщиной 1 км для случаев метеорологической дальности видения $S_M = 20$ км и $S_M = 2,5$ км [12]

Матричные фотосенсоры на основе эпитаксиального $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с подложкой из InP , технология которых в настоящее время достигла высокого уровня развития, легко реализуют длинноволновую границу фоточувствительности $\lambda_{co} \cong 1,6$ мкм. Однако, для обеспечения чувствительности в видимом диапазоне при их изготовлении необходимо применение специальных технологических операций утоньшения подложки InP после гибридной интеграции со СБИС считывания фотосигналов [14]. Оставшийся после этого слой InP толщиной порядка 0,2 мкм всё равно ограничивает квантовую эффективность фотосенсора в видимом диапазоне величиной ≤ 60 %. Необходимость применения индиевых или медных микроконтактов для гибридной интеграции матрицы фоточувствительных элементов из (ФЧЭ) InGaAs с Si СБИС считывания фотосигналов ограничивает минимальный шаг ФЧЭ величиной порядка 5 мкм.

В матрицах из ККТ используется фронтальная засветка и отсутствуют какие бы то ни было подложки, ограничивающие фоточувствительность в видимом диапазоне электромагнитного излучения. Не требуются также металлические микроконтакты для гибридной интеграции матрицы фоточувствительных элементов с Si СБИС считывания фотосигналов. Использование гибридно-монолитных способов изготовления [7] позволяет создавать на

основе ККТ широкоспектральные матрицы с диапазоном чувствительности 0,4–2,0 мкм и шагом фоточувствительных элементов, ограниченным только дифракционным пределом регистрируемого излучения и схемотехникой ячейки считывания и топологической нормой КМОП-технологии, по которой изготавливается Si СБИС считывания фотосигналов.

Работа выполнена при поддержке Фонда перспективных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. You H. R., Park J. Y., Lee D. H., Kim Y., Choi J. / Appl. Sci. 2020. Vol. 10. P. 975. <https://doi.org/10.3390/app10030975>
2. Panja A., Patra P. / Inorganic Nanoparticle Lumiphore: Design and Application. 2023. Vol. 6 (4). <https://doi.org/10.1051/fopen/20222020>
3. Пономаренко В. П., Попов В. С., Шуклов И. А., Иванов В. В., Разумов В. Ф. / Успехи химии. 2024. Vol. 93 (4). P. RCR 5113. <https://doi.org/10.59761/RCR5113>
4. Wang Y., Sun H. / Progress in Quantum Electronics. 2018. Vol. 60. P. 1. <https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2018.05.002>
5. Попов В. С., Пономаренко В. П., Дёмкин Д. В., Шуклов И. А., Гадамская А. В., Бричкин С. Б., Лаврентьев Н. А., Гак В. Ю., Мирофьянченко А. Е., Мирофьянченко Е. В., Кацаба А. В., Арсенов П. В., чл.-корр. РАН Иванов В. В., чл.-корр. РАН Разумов В. Ф. / Доклады

Российской Академии наук. Физика, Технические науки. 2023. Т. 511. С. 78–82.

<https://doi.org/10.31857/S2686740023040120>

6. Langley D., Giusti G., Mayousse C., Celle C., Bellet D., Simonato J.-P. / Nanotechnology. 2013. Vol. 24 (45). P. 452001.

<https://doi.org/10.1088/0957-4484/24/45/452001>

7. Попов В. С., Пономаренко В. П., Попов С. В. / Прикладная физика. 2023. № 6. С. 45–53.

<https://doi.org/10.51368/1996-0948-2023-6-45-53>

8. Malinowski P. E., Georgitzikis E., Maes J., Vamvaka I., Frazzica F., Van Olmen J., De Moor P., Heremans P., Hens Z., Cheyns D. / Sensors. 2017. Vol. 17. P. 2867. <https://doi.org/10.3390/s17122867>

9. Klem E. J. D., Lewis J., Gregory C., Cunningham G., Temple D. / Proc. of SPIE. 2012. Vol. 8353. P. 835337.

10. Ajili M., Jebbari N., Turki N. K., Castagné M. / International Renewable Energy Congress (IREC2010, November 5–7, Tunisia), pp. 305–310.

11. Moreels I., Lambert K., Smeets D., De Muynck D., Nollet T., Martins J. C., Vanhaecke F., Vantomme A., Delerue C., Allan G., Hens Z. / ACS Nano. 2009. Vol. 3 (10). P. 3023–3030.

<https://doi.org/10.1021/nn900863a>

12. Гусарова Н. И., Кошавцев Н. Ф., Попов С. В. / Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 3. С. 288–292.

13. Кошавцев Н. Ф., Кошавцев А. Н., Федотова С. Ф. / Прикладная физика. 1999. № 3. С. 66–69.

14. Бурлаков И. Д., Гринченко Л. Я., Дирочка А. И., Залетаев Н. Б. / Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 2. С. 131–162.

Пономаренко Владимир Павлович^{1,2}, гл. конструктор, зав. кафедрой, д.ф.-м.н., профессор.

Попов Виктор Сергеевич^{1,2}, нач. центра, зав. лаб., доцент, к.х.н.

E-mail: popov.vs@mipt.ru

Панков Михаил Александрович¹, нач. лаб., к.ф.-м.н.

Хамидуллин Камиль Алиевич¹, рук. группы, нач. отдела.

Деомидов Александр Дмитриевич¹, вед. инженер.

Федоров Артем Алексеевич¹, инженер 2 кат.

Деев Герман Юрьевич¹, инженер 2 кат.

Драгунов Денис Эдуардович¹, инженер 1 кат.

Епифанов Олег Владимирович¹, вед. инженер.

Лазарев Павел Сергеевич¹, вед. инженер.

Мирофьянченко Екатерина Васильевна¹, рук. группы, к.т.н.

Ильинов Денис Владимирович¹, инженер 1 кат.

Петрушина Виктория Алексеевна¹, инженер-технолог.

Бурлаков Игорь Дмитриевич¹, зам. ген. директора по инновациям и науке, д.т.н., профессор.

Полесский Алексей Викторович¹, гл. конструктор по НИОКР, к.т.н.

Старцев Вадим Валерьевич¹, ген. директор, к.т.н.

Бричкин Сергей Борисович^{2,3}, зав. отделом, гл.н.с., д.х.н.

Спирин Максим Геннадьевич^{2,3}, с.н.с., в.н.с., к.х.н.

Товстун Сергей Александрович^{2,3}, с.н.с., к.ф.-м.н., доцент.

Гапанович Михаил Вячеславович^{2,3}, с.н.с., к.х.н.

Гак Владимир Юрьевич^{2,3}, н.с.

Гадомская Анна Владимировна^{2,3}, с.н.с., к.х.н.

Певцов Дмитрий Николаевич^{2,3}, инженер-технолог, м.н.с.

Кацаба Алексей Викторович², с.н.с. – зам. зав. лаб., к.ф.-м.н.

Кириченко Алексей Сергеевич², с.н.с., к.ф.-м.н.

Дёмкин Дмитрий Викторович², м.н.с.

Иванова Валерия Антоновна², н.с., к.ф.-м.н.

Иванов Виктор Владимирович², директор института квантовых технологий МФТИ, д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН.

Разумов Владимир Федорович^{2,3}, гл.н.с. – зав. лаб., д.ф.-м.н., профессор, чл.-корр. РАН.

¹ АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет). Россия, 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

³ Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН. Россия, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, проспект академика Семенова, 1.

Статья поступила в редакцию 9.01.2025

После доработки 6.02.2025

Принята к публикации 10.02.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

© Пономаренко В. П., Попов В. С., Панков М. А., Хамидуллин К. А., Деомидов А. Д., Федоров А. А., Деев Г. Ю., Драгунов Д. Э., Епифанов О. В., Лазарев П. С., Мирофьянченко Е. В., Ильинов Д. В., Петрушина В. А., Бурлаков И. Д., Полесский А. В., Старцев В. В., Бричкин С. Б., Спирин М. Г., Товстун С. А., Гапанович М. В., Гак В. Ю., Гадомская А. В., Певцов Д. Н., Кацаба А. В., Кириченко А. С., Дёмкин Д. В., Иванова В. А., Иванов В. В., Разумов В. Ф., 2025

Uncooled colloidal quantum dot PbS photodetector for large format 640×512 with hole transport layer based on CQDs p-PbS-EDT and spectral response from 0.4 μm to 2.0 μm

V. P. Ponomarenko^{1,2}, V. S. Popov^{1,2}, M. A. Pankov¹, K. A. Khamidullin¹, A. D. Deomidov¹, A. A. Fedorov¹, G. Yu. Deev¹, D. E. Dragunov¹, O. V. Epifanov¹, P. S. Lazarev¹, E. V. Mirofyanchenko¹, D. V. Ilyinov¹, V. A. Petrushina¹, I. D. Burlakov¹, A. V. Polessky¹, V. V. Startsev¹, S. B. Brichkin^{2,3}, M. G. Spirin^{2,3}, S. A. Tovstun^{2,3}, M. V. Gapanovich^{2,3}, V. U. Gak^{2,3}, A. V. Gadomska^{2,3}, D. N. Pevtsov², A. V. Katsaba², A. S. Kirichenko², D. V. Demkin², V. A. Ivanova², V. V. Ivanov² and V. F. Razumov^{2,3}

¹ Orion R&P Association, JSC

9 Kosinskaya st., 111538, Moscow, Russia

² Moscow Institute of Physics and Technology

9 Institutskiy per., 141701, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

³ Federal Research Center of Problems of Chemical Physics and Medicinal Chemistry
Russian Academy of Science

1 prosp. Akademika Semenova, 142432, Chernogolovka, Moscow Region, Russia

Received 9.01.2025; revised 6.02.2025; accepted 10.02.2025

In this paper structure and main characteristics of large format 640×512 (pitch 15 μm) photo-detector with spectral range from 0.4 μm to 2.0 μm based on PbS colloidal quantum dots was presented. Main part of photocurrent was generated in CQDs n-PbS layer. This layer was fabricated by solid-state exchange of initial long-chain ligand (oleic acid) with iodine after tetra-n-butylammonium iodide treatment. Transport layers for transfer of electrons and holes were made by deposition of n-ZnO and CQDs p-PbS-EDT. Hole transport layer CQDs p-PbS-EDT was made by solid-state exchange of initial long-chain ligand with ethane-1,2-dithiol treatment.

Keywords: colloidal quantum dot; photosensor; ligand; photosensitivity.

REFERENCES

1. You H. R., Park J. Y., Lee D. H., Kim Y. and Choi J., Appl. Sci. **10**, 975 (2020). <https://doi.org/10.3390/app10030975>
2. Panja A. and Patra P., Inorganic Nanoparticle Luminophore: Design and Application **6** (4) (2023). <https://doi.org/10.1051/fopen/2022020>
3. Ponomarenko V. P., Popov V. S., Shuklov I. A., Ivanov V. V. and Razumov V. F., Russ. Chem. Rev. **93** (4), RCR 5113 (2024). <https://doi.org/10.59761/RCR5113>
4. Wang Y. and Sun H., Progress in Quantum Electronics **60**, 1 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2018.05.002>
5. Popov V. S., Ponomarenko V. P., Dymkin D. V., Shuklov I. A., Gadomska A. V., Brichkin S. B., Lavrentiev N. A., Gak V. U., Mirofyanchenko A. E., Mirofyanchenko E. V., Katsaba A. V., Arsenov P. V., Corresponding Member of the RAS Ivanov V. V. and Corresponding Member of the RAS Razumov V. F., Doklady Physics **68** (7), 233–236 (2023). <https://doi.org/10.31857/S2686740023040120>

6. Langley D., Giusti G., Mayousse C., Celle C., Bellet D. and Simonato J.-P., *Nanotechnology* **24** (45), 452001 (2013). <https://doi.org/10.1088/0957-4484/24/45/452001>
7. Popov V. S., Ponomarenko V. P. and Popov S. V., *Journal of Communications Technology and Electronics* **69** (4–6), 219–226 (2024). <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2023-6-45-53>
8. Malinowski P. E., Georgitzikis E., Maes J., Vamvaka I., Frazzica F., Van Olmen J., De Moor P., Heremans P., Hens Z. and Cheyns D., *Sensors* **17**, 2867 (2017). <https://doi.org/10.3390/s17122867>
9. Klem E. J. D., Lewis J., Gregory C., Cunningham G. and Temple D., *Proc. of SPIE* **8353**, 835337 (2012).
10. Ajili M., Jebbari N., Turki N. K. and Castagné M., *International Renewable Energy Congress (IREC2010, November 5-7, Tunisia)*, pp. 305–310.
11. Moreels I., Lambert K., Smeets D., De Muynck D., Nollet T., Martins J. C., Vanhaecke F., Vantomme A., Dele-rue C., Allan G. and Hens Z., *ACS Nano* **3** (10), 3023–3030 (2009). <https://doi.org/10.1021/nn900863a>
12. Gusarova N. I., Koshchavtsev N. F. and Popov S. V., *J. Commun. Technol.* **61** (10), 1211–1214 (2016). <https://doi.org/10.1134/S1064226916100144>
13. Koshchavtsev N. F., Koshchavtsev A. N. and Fedotova S. F., *Applied Physics*, № 3, 66–69 (1999) [in Russian].
14. Burlakov I. D., Grinchenko L. Y., Dirochka A. I. and Zaletaev N. B., *Advances in Applied Physics* **2** (2), 131–136 (2014) [in Russian].

УДК 538.975
EDN: HRZHYZ

PACS: 73.63.-b

Фотомемристивные переключения в кристаллах селенида висмута*А. В. Зотов, Г. Н. Панин, Н. А. Тулина, Д. Н. Борисенко, Н. Н. Колесников*

Обнаружен эффект оптических переключений резистивных состояний в структурах на основе халькогенидных соединений Bi_2Se_3 с медным и графеновым электродами. Предложена физическая модель, описывающая протекающие при переключениях процессы. Полученные результаты указывают на возможность применения исследованных фотомемристивных структур для нейроморфных вычислений в качестве искусственных синапсов, весовые коэффициенты которых можно устанавливать как электрически, так и оптически.

Ключевые слова: халькогениды; фотомемристоры; резистивные переключения; фотомемристивные состояния.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-55-59

Введение

Высокая энергоэффективность биологических «вычислительных и детектирующих систем» по сравнению с огромными энергозатратами современных вычислительных и детектирующих устройств, разработанных человеком для детектирования и анализа больших данных, связанных с визуальной информацией, стимулирует огромный интерес к исследованиям принципов работы нейроморфных си-

стем. На сегодняшний день детектирование и обработку визуальной информации проводят с использованием архитектуры Фон Неймана, при которой сенсорные блоки, блоки памяти и вычислительные блоки разделены. Это требует преобразования оптического сигнала в электрический, передачу его в вычислитель, в память и обратно. Алгоритмы машинного обучения на таких системах реализуются на уровне программного обеспечения, что, несомненно, ухудшает качество решения задачи и увеличивает энергозатраты и время обработки визуальных данных. Разработка и внедрение «аналоговых» искусственных синапсов и нейронов представляет собой чрезвычайно важную задачу для улучшения энергоэффективности и скорости обработки электрических [1–3] и оптических сигналов [4–6].

**Мемристоры на халькогенидах,
управление резистивными состояниями
электрическим полем**

Слоистые халькогенидные материалы, такие как селенид висмута Bi_2Se_3 , состоят из двух слоёв Bi и трёх слоёв Se (так называемые квинтипулы, толщина которых около 1 нм). Эти слои связываются между собой Ван-дер-Ваальсовой связью. Благодаря этому объем-

Зотов Александр Владимирович¹, м.н.с.

E-mail: taba@iptm.ru

Панин Геннадий Николаевич¹, в.н.с., к.ф.-м.н.**Тулина Наталья Алексеевна**², с.н.с., к.ф.-м.н.**Борисенко Дмитрий Николаевич**², с.н.с., к.ф.-м.н.**Колесников Николай Николаевич**², д.т.н.

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук. Россия, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Осипьяна, 6.

² Институт физики твёрдого тела им. Академика Осипьяна Российской академии наук. Россия, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2.

Статья поступила в редакцию 2.08.2024

После доработки 20.11.2024

Принята к публикации 1.02.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

© Зотов А. В., Панин Г. Н., Тулина Н. А., Борисенко Д. Н., Колесников Н. Н., 2025

ные кристаллы могут быть расщеплены вдоль этих слоёв, что позволяет получить микроскопические структуры очень высокого качества относительно простыми методами. Ранее была продемонстрирована возможность мемристивных переключений в кристаллах селенида висмута ($E_g = 0,3\text{--}0,8\text{ eV}$) [7, 8].

Из кристаллов Bi_2Se_3 , полученных методом Бриджмена, были приготовлены сколы вдоль слоёв квинтипул, с характерными размерами 3–4 мм вдоль слоёв и 200–300 мкм поперёк, которые далее переносились на подложку из меди, служившую нижним электродом. Перенесенные кристаллы прижималась к подложке механически стержнем из бериллиевой бронзы, которая служила верхним электродом. Также были изготовлены образцы из слоевых кристаллов Bi_2Se_3 , полученных эксфолиацией объемного кристалла клейкой лентой и перенесенных на подложку Si/SiO_2 с

последующим изготовлением к ним золотых электродов методом электронно-лучевой литографии (рис. 1, слева). У полученных структур были исследованы вольтамперные характеристики (ВАХ) и временные параметры электрических и оптических переключений, используя источник измеритель Keithley 2450, генератор сигналов произвольной формы GW Instek AFG 73021, осциллограф LeCroy WaveSurfer 24Xs-A и лазерное возбуждение на длине волны 650 нм.

Структура, изготовленная с золотыми электродами $\text{Au-Bi}_2\text{Se}_3\text{-Au}$, демонстрировала линейную ВАХ без особенностей резистивного переключения (рис. 1, справа). Отсутствие резистивных переключений и омическая ВАХ наблюдались также в структуре с серебряными электродами, изготовленными к краям кристалла серебряным клеем RS PRO Silver Conductive.

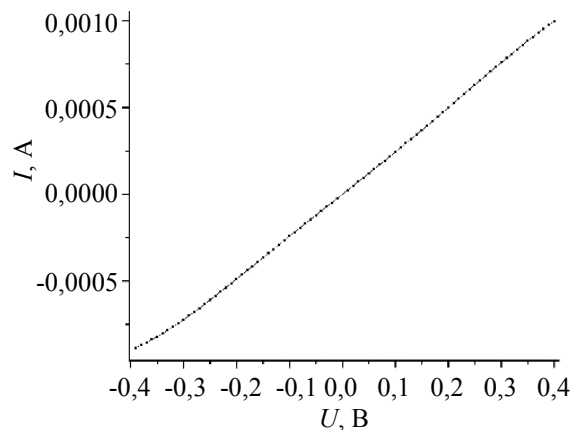
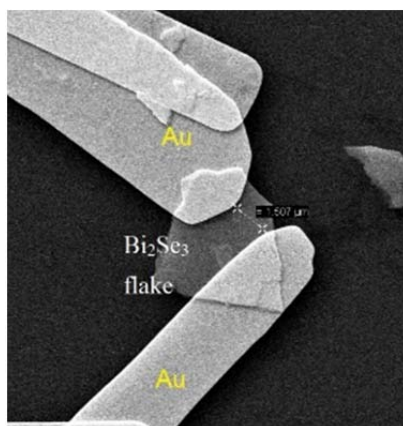


Рис. 1. Слойные кристаллы Bi_2Se_3 , перенесенные на подложку Si/SiO_2 (эксфолиацией объемного кристалла клейкой лентой), с золотыми электродами, изготовленными методом электронной литографии (слева) и ВАХ $\text{Au}/\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Au}$ структуры (справа)

Вертикальная структура с медными электродами $\text{Cu-Bi}_2\text{Se}_3\text{-BeCu}$ показала изменение сопротивления в некотором диапазоне значений от $R_{\text{high}} = 100\text{ Ом}$ до $R_{\text{low}} = 5\text{ Ом}$. Воспроизводимость величины сопротивления составляла около 10 %, что позволяло получить 9 мемристивных состояний (рис. 2), в которые переходил образец при подаче на него электрических импульсов. Таким образом было показано, что для получения в вертикальной структуре мемристивных состояний необходим «активный» электрод из меди. На основе этих экспериментальных данных, рентгеноструктурного анализа и анализа ранее

опубликованных данных был сделан вывод, что наблюдаемые резистивные переключения обусловлены миграцией соединений активного металла, перколяцией этих соединений в Ван-дер-Ваальсовы промежутки [9] и транспортом точечных структурных дефектов (таких как вакансии селена) в поверхностном модифицированном слое [10]. При приложении электрического поля одной полярности происходит зарождение проводящего канала, который сохраняется при отключении внешнего электрического поля, и его разрушение при приложении электрического поля обратной полярности.

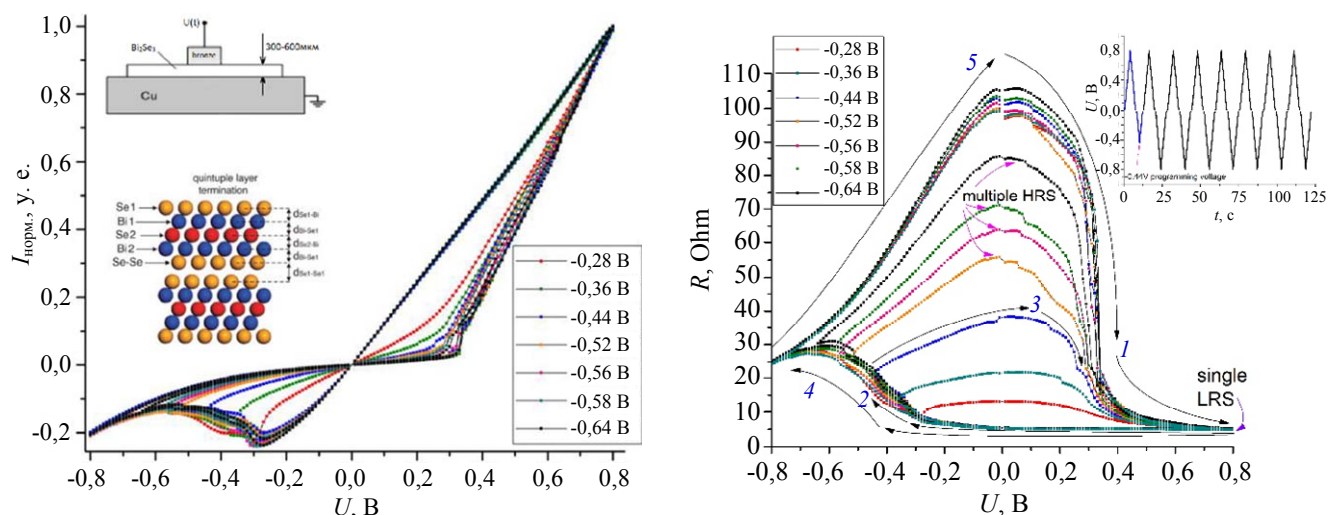


Рис. 2. Управление резистивными состояниями структуры $\text{Cu-Bi}_2\text{Se}_3\text{-BeCu}$ электрическим полем. ВАХ структуры (слева). Вставки: Схематичное изображение образца (слева сверху) и структуры Bi_2Se_3 (слева внизу). Зависимость сопротивления структуры $\text{Cu-Bi}_2\text{Se}_3\text{-BeCu}$ от напряжения смещения (справа). Вставка: Временная развертка напряжения смещения

Оптический отклик

Был исследован также оптический отклик структуры $\text{Cu-Bi}_2\text{Se}_3\text{-BeCu}$ (рис. 3). Под действием оптического излучения (лазер 650 нм) образец переходил в низкоомное состояние, при разных напряжениях смещения. При вы-

ключении оптического импульса структура «электрически» возвращалась к значению сопротивления, обусловленному электрическим полем. Переходы в промежуточные состояния оптически, как мы предполагаем, возможны при вариации параметров излучения (длины волны, длительности импульса).

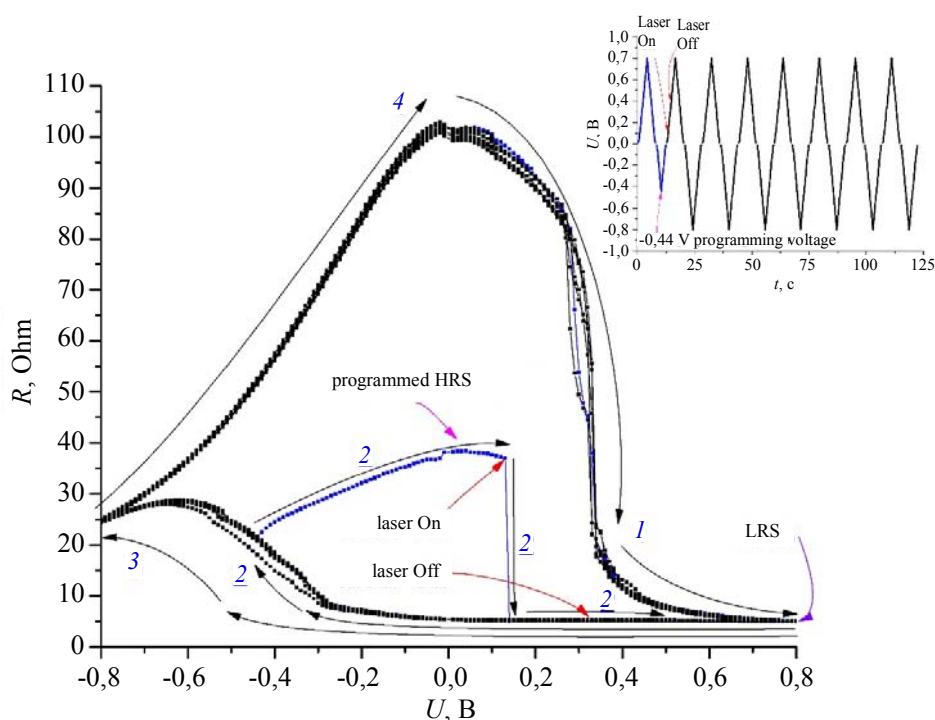


Рис. 3. Управление резистивными состояниями структуры $\text{Cu-Bi}_2\text{Se}_3\text{-BeCu}$ электрически и оптически. Вставка: временная развертка напряжения смещения структуры с программированием и оптическим возбуждением лазером 650 нм

Активный электрод из окисленного графена

Исследованные вертикальные Bi_2Se_3 структуры демонстрировали фотомемристивные свойства при наличии активного электрода, когда ток протекает поперёк слоёв квинтипул и модифицированного слоя, образующегося на поверхности Bi_2Se_3 . Для оптических применений [11] особый интерес представляют вертикальные структуры с прозрачным активным электродом. В данной работе в качестве такого электрода был применен окисленный графен (OG), который может служить источником кислорода, модифицирующим поверхностный слой структуры под действием электрического поля или оптического излучения [6].

На рисунке 4 показана зависимость сопротивления изготовленной структуры $\text{Au}/\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{OG}$ от напряжения смещения при электрическом и оптическом возбуждении. Верхний электрод к структуре был изготовлен из OG, перенесённого на пластиковую подложку (рис. 4, вставка). Структура с прижимным OG электродом демонстрировала резистивные свойства, подобные свойствам структуры $\text{Cu}-\text{Bi}_2\text{Se}_3-\text{BeCu}$, но менее стабильные, что, возможно, связано с дефектной структурой тонкого прижимного слоя OG. Это не позволяло провести программирование HRS. От цикла к циклу нестабильность HRS

превышала 20 % (LRS 1 ~ 150 кОм было более стабильно). Улучшение этого параметра можно добиться, улучшив контакт графена с Bi_2Se_3 прямым переносом графенового электрода на поверхность кристалла, что требует отработки технологии переноса на низкоразмерные структуры.

При оптическом возбуждении структура $\text{Au}/\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{OG}$ переключалась в низкоомное состояние LRS 2 (~ 100 кОм), меньшее LRS 1, в которое структура переключалась из HRS электрическим полем. При этом состояние LRS 2 не переходило в HRS в данном диапазоне напряжений смещения, что указывает на возможность влияния длительности, интенсивности и длины волны используемых лазерных импульсов. Полученные результаты были воспроизведены на нескольких изготовленных структурах, все они, имея схожие BAX и $R(U)$, переключались обратимо электрическим полем из HRS в LRS 1 и необратимо при оптическом возбуждении из HRS в LRS 2. Это свидетельствует о более сложном механизме резистивного переключения в таких гетероструктурах при их оптическом возбуждении в условиях изменения электрического поля. Система согласованного контроля длительности и интенсивности оптических и электрических импульсов позволит провести такие эксперименты более детально.

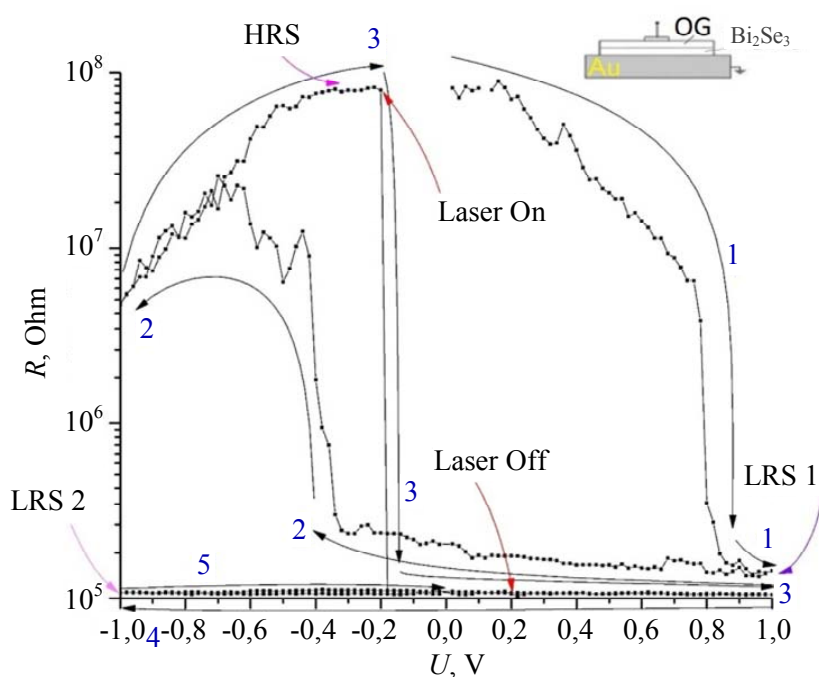


Рис. 4. Управление резистивными состояниями структуры $\text{Au}/\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{OG}$ электрически и оптически. Вставка: схематическое изображение исследуемого образца

Заключение

Изготовлены и исследованы два типа структур Cu/Bi₂Se₃/BeCu и Au/Bi₂Se₃/OG, демонстрирующих пластичность сопротивления при электрическом и оптическом возбуждении. Полученные результаты указывают на перспективность мемристивных структур на основе слоевых халькогенидов Bi₂Se₃ для реализации искусственного синапса для нейроморфных вычислений и обработки оптических сигналов в фотосенсорах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 23-49-00159. Работы на установках ИПТМ РАН проводились и поддерживались в рамках государственного задания № 075-00296-24-00.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chua L. O. / Nat Electron. 2018. Vol. 1. P. 322.
2. Kapitanova O. O., Emelin E. V., Dorofeev S. G., Evdokimov P. V., Panin G. N., Lee Y., Lee S. / J. Mat. Sci. Tech. 2020. Vol. 38. P. 237.
3. Panin G. N. / Electronics. 2022. Vol. 11. P. 619.
4. Wang W. et al. / Sci. Rep. 2016. Vol. 6. P. 31224.
5. Fu X. et al. / Small. 2019. Vol. 15. Is. 45. P. 1903809.
6. Fu X. et al. / Light Sci. Appl. 2023. Vol. 12. P. 39.
7. Zotov A. V. et al. / Chaos, Solitons & Fractals. 2021. Vol. 141. P. 110542.
8. Sirotkin V. V. / Russian Microelectronics. 2023. Vol. 52. P. 363.
9. Mao Ye et al. / The Journal of Physical Chemistry C. 2021. Vol. 125. Is. 3. P. 1784–1792.
10. Mihailovic I. A. et al. / Journal of Micromechanics and Microengineering. 2021. Vol. 31. № 9.
11. Yin J. et al. / Nature Communications. 2018. Vol. 9. P. 3311.

PACS: 73.63.-b

Photomermistic switchings in bismuth selenide crystals

A. V. Zotov¹, G. N. Panin¹, N. A. Tulina², D. N. Borisenko² and N. N. Kolesnikov²

¹ Institute of Microelectronics Technology and High-Purity Materials, Russian Academy of Sciences
6 Osipyan st., Chernogolovka, Moscow Region, 142432, Russia

² Osipyan Institute of Solid-State Physics, Russian Academy of Sciences
2 Academician Osipyan st., Chernogolovka, Moscow Region, 142432, Russia

Received 2.08.2024; revised 20.11.2024; accepted 1.02.2025

The effect of optical switching of resistive states in structures based on chalcogenide compounds Bi₂Se₃ with copper and graphene electrodes was discovered. A physical model describing the processes occurring during switching was proposed. The obtained results indicate the possibility of using the studied photomemristor structures for neuromorphic computing as artificial synapses, the weight coefficients of which can be set both electrically and optically.

Keywords: chalcogenides; photomemristors; resistive switching; photomemristive states.

REFERENCES

1. Chua L. O., Nat Electron **1**, 322 (2018).
2. Kapitanova O. O., Emelin E. V., Dorofeev S. G., Evdokimov P. V., Panin G. N., Lee Y. and Lee S., J. Mat. Sci. Tech. **38**, 237 (2020).
3. Panin G. N., Electronics **11**, 619 (2022).
4. Wang W. et al., Sci. Rep. **6**, 31224 (2016).
5. Fu X. et al., Small **15** (45), 1903809 (2019).
6. Fu X. et al., Light Sci. Appl. **12**, 39 (2023).
7. Zotov A. V. et al., Chaos, Solitons & Fractals **141**, 110542 (2021).
8. Sirotkin V. V., Russian Microelectronics **52**, 363 (2023).
9. Mao Ye et al., The Journal of Physical Chemistry C **125** (3), 1784–1792 (2021).
10. Mihailovic I. A. et al., Journal of Micromechanics and Microengineering **31** (9), (2021).
11. Yin J. et al., Nature Communications **9**, 3311 (2018).

УДК 621.383.4/5: 621.315.59
EDN: IJAWECPACS: 07.07 Df, 07.57.-с, 81.05.Ea,
81.65.Rv

Характеристики малоформатных матричных фотоприемников

А. А. Лопухин, Е. В. Пермикина, К. В. Барышева, А. Н. Гришина

Исследованы малоформатные матричные фотоприемники спектрального диапазона $3\div 5$ мкм на основе матриц фотодиодов из антимонида индия с минимальной дефектностью и однородной чувствительностью. Показано, что отбор пластин из слитков InSb для изготовления МФЧЭ в соответствии с анализом статистических данных и применение группового утоньшения и отмывки позволили получить 22 % бездефектных от общего числа матричных фотоприемников (МФП) при бездефектной центральной области. Установлено, что обработка ионами аргона смотрящей стороны фотодиодной матрицы существенно улучшает однородность распределения чувствительности по площади МФП.

Ключевые слова: матричные фотоприемные устройства (МФПУ); средневолновый спектральный диапазон; антимонид индия; дефектность; однородность чувствительности; групповое утоньшение; ионное травление; рекомбинация.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-60-63

Введение

Фотоприемные устройства (ФПУ) на основе фотодиодных матриц из антимонида индия (InSb) широко применяются в современных тепловизионных и тепlopеленгационных системах для среднего инфракрасного спектрального диапазона [1]. В настоящее время для распознавания высокоскоростных объектов наиболее востребованы малоформатные матричные ФПУ. Малая фотоэлектрическая взаимосвязь фоточувствительных элементов (ФЧ) малоформатных матриц позволяет получать тепловизионные изображения с четкими

очертаниями, уменьшая размытие границ объектов. На утоньшенных МФЧЭ (матричных фоточувствительных элементах) ближняя взаимосвязь в области 3×3 элемента не превышает 5 % [2]. Хорошая однородность чувствительности по площади фотодиодной матрицы и минимизация до нуля числа фотоэлектрических дефектов позволяют с максимальной точностью распознавать объекты [3, 6].

Структура малоформатных МФП (матричных фотоприемников) на основе InSb представляет собой матрицу формата 64×64 фоточувствительных элементов, гибридизированную с БИС-считывания на растре и фильтром. Для улучшения квантового выхода наносится просветляющее покрытие со стороны засветки МФЧЭ. Толщина матрицы ФЧЭ $10\div 20$ мкм определяется балансом между достижением оптимального квантового выхода и взаимосвязью, обусловленной боковой диффузией неосновных носителей заряда [4].

Лопухин Алексей Алексеевич, нач. участка, к.т.н.
E-mail: alexmatr0@mail.ru
Пермикина Елена Вячеславовна, вед. инженер.
Барышева Ксения Владимировна, инженер 1 кат.
Гришина Анна Николаевна, инженер 1 кат.
АО «НПО «Орион».
Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

Статья поступила в редакцию 12.12.2024

После доработки 10.01.2025

Принята к публикации 1.02.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

© Лопухин А. А., Пермикина Е. В., Барышева К. В.,
Гришина А. Н., 2025

Дефектность МФЧЭ

Статистическая обработка и анализ данных по дефектности МФЧЭ, полученных из

пластин слитков антимонида индия, показали, что для изготовления фотодиодных матриц с оптимальными характеристиками наиболее пригодны пластины, взятые из середины слитков. Отбор пластин для изготовления МФЧЭ в соответствии с анализом статистических данных позволил увеличить процент выхода бездефектных МФПУ.

На рисунке 1 показано интегральное распределение дефектности матричных фотоприемников. От общего числа МФП бездефектные фотоприемники составили 22 %, а с одним фотоэлектрическим дефектом 48 % (при бездефектной центральной области) для группового утоньшения. Видно, что дефектность большей части МФП не превышает 10-ти элементов. В среднем, дефектность составила ≈ 2 шт. (измерено 368 МФП).

Улучшение однородности распределения чувствительности (токовой или вольто-

вой) по площади матрицы фоточувствительных элементов определяется однородностью МФЧЭ по толщине, так как число поглощаемых фотонов и генерируемых носителей заряда локально в объеме полупроводниковой матрицы и зависит от ее толщины. Для получения матриц ФЧЭ с однородной толщиной и реализации массового изготовления фотоприемников наиболее оптимально применение группового утоньшения и отмывки МФП [5]. Групповая химико-динамическая полировка при утоньшении фотодиодных матриц со стороны засветки позволила сократить краевые эффекты, связанные с переутономением матриц по периметру МФЧЭ, благодаря чему сократились области пониженной чувствительности на краях матриц. МФП на основе таких матриц позволили получить более однородные изображения для улучшения распознаваемости объектов.

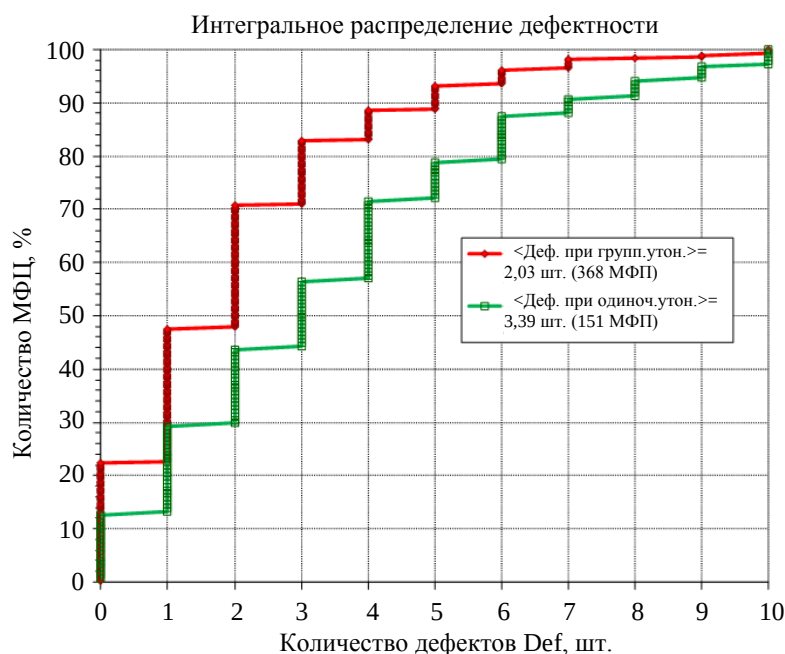


Рис. 1. Интегральные распределения дефектности матричных фотоприемников

Однородность чувствительности

На рисунке 2 показаны интегральные распределения разброса чувствительности матричных фотоприемников, изготовленных при одиночном и групповом утоньшении матриц ФЧЭ. В среднем разброс чувствительности при групповых методах обработки уменьшился до 3,7 % (4,2 % — при одиночном утоньшении).

Другим фактором, влияющим на улучшение однородности чувствительности, явля-

ется максимальное сокращение областей с повышенной скоростью рекомбинации фотогенерированных носителей тока, определяемой высокой плотностью дополнительных энергетических уровней в запрещенной зоне. При падении оптического излучения со стороны просветленной поверхности МФЧЭ часть фотоносителей может собираться на длине диффузии на границе раздела матрица ФЧЭ — просветляющее покрытие и рекомбинировать вследствие высокой плотности электронных состояний.

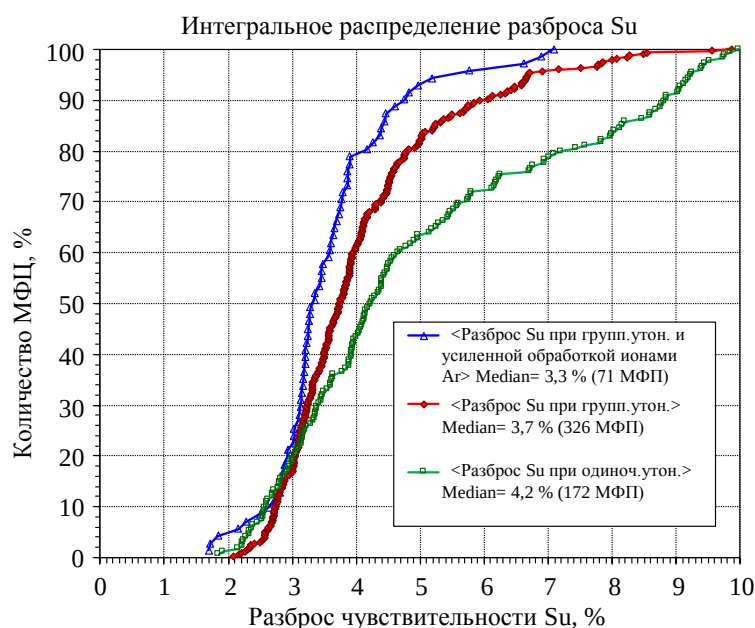


Рис. 2. Интегральные распределения разброса чувствительности матричных фотодиодов

Рекомбинация носителей заряда возникает из-за неоднородных по толщине и составу окисных пленок на поверхности матриц ФЧЭ, а также других дефектов, образующихся при технологической обработке, предполагает появление дополнительных состояний в запрещенной зоне, приводящих к повышению скорости рекомбинации в локализованных участках матрицы, что способствует увеличению разброса чувствительности.

Применение ионной обработки низкоэнергетическим потоком положительно заряженных ионов аргона (высокочастотное катодное распыление ионами аргона с энергией менее 0,25 кэВ удаляет нарушенный слой толщиной не менее 0,5 мкм) поверхности МФЧЭ позволяет удалить механически поврежденный, а также частично или полностью (в зависимости от числа ионных обработок) нарушенный слой материала, изменить величину поверхностного заряда, препятствуя стеканию подвижных носителей заряда в приповерхностную область и дальнейшей их рекомбинации [6, 7]. Обработка ионами аргона перед просветлением создает на поверхности с тыльной стороны матрицы положительный встроенный заряд, обеспечивающий существенный изгиб запрещенной зоны полупроводника, но не более ширины запрещенной зоны, который формирует отталкивающее поле для неосновных носителей заряда. Именно поэтому образующийся в процессе воздействия низкоэнергетическим потоком положительно заряженных ионов аморфный припо-

верхностный слой толщиной менее 50 Å [8] с большой величиной поверхностной рекомбинации не оказывает существенного влияния на эффективную скорость рекомбинации и не создает дополнительных темновых токов фотодиодов.

Благодаря усиленной ионной обработке тыльной поверхности [6, 7] улучшилась однородность чувствительности по площади МФП при групповом утоньшении (см. рис. 2). Ионная обработка удалила значительную часть нарушенного поверхностного материала и инициировала большой положительный встроенный заряд на границе раздела со стороны падающего излучения. Увеличение поверхностного потенциала сформировало отталкивающее поле для неосновных носителей заряда и подавило рекомбинацию фотоносителей на поверхности, благодаря чему разброс чувствительности (токовой или вольтовой) по площади МФЧЭ уменьшился в несколько раз.

Выводы

1. Показано, что отбор пластин из слитков InSb для изготовления МФЧЭ в соответствии с анализом статистических данных и применение группового утоньшения и отмычки позволяют получить 22 % бездефектных от общего числа матричных фотодиодов при бездефектной центральной области.

2. Установлено, что обработка ионами аргона смотрящей стороны фотодиодной матрицы существенно улучшает однородность

распределения чувствительности по площади МФП.

ЛИТЕРАТУРА

1. Болтарь К. О., Бурлаков И. Д., Яковлева Н. И., Власов П. В., Лазарев П. С. / Успехи прикладной физики. 2022. Т. 10. № 2. С. 170–182.
2. Болтарь К. О., Власов П. В., Лазарев П. С., Лопухин А. А., Чишко В. Ф. / Прикладная физика. 2020. № 1. С. 18–24.
3. Лопухин А. А., Болтарь К. О., Гришина А. Н., Шишигин С. Е. / Успехи прикладной физики. 2022. Т. 10. № 1. С. 14–22.
4. Лопухин А. А., Болтарь К. О., Власов П. В., Ерошенков В. В., Чишко В. Ф., Коцавцев Н. Ф., Ларионов Н. А. / Успехи прикладной физики. 2020. Т. 8. № 5. С. 334–340.

5. Лопухин А. А., Ерошенков В. В., Иродов Н. А., Савостин А. В., Барышева К. В., Власов П. В., Пермикина Е. В., Гришина А. Н. Способ группового изготовления утоньшенной гибридной сборки для матричного фотоприемника. Патент № 2811380 (РФ). 2023.

6. Лопухин А. А., Пермикина Е. В., Болтарь К. О., Гришина А. Н. / Успехи прикладной физики. 2023. Т. 11. № 5. С. 421–431.

7. Власов П. В., Гришина А. Н., Лопухин А. А., Пермикина Е. В., Шишигин С. Е. Способ изготовления утоньшенного многоэлементного фотоприемника на основе антимонида индия с улучшенной однородностью и повышенной механической прочностью. Патент № 2811379 (РФ). 2023.

8. Chulkyun Seok, Minkyung Choi, Sehun Park, Jinwook Jung, Yongjo Park, In-Sang Yang, Euijoon Yoona / ECS Solid State Letters. 2014. Vol. 3 (3). P. P27–P29.

PACS: 07.07 Df, 07.57.-c, 81.05.Ea, 81.65.Rv

Small-format InSb FPA characterization

A. A. Lopukhin, E. V. Permikina, K. V. Barysheva and A. N. Grishina

Orion R&P Association, JSC
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia

Received 12.12.2024; revised 10.01.2025; accepted 1.02.2025

Small-format InSb FPA uniformity of sensitivity and defective elements distribution are investigated. Group of thinning make it possible to obtain 22 % defect-free of total number and the defects-free central region FPA. Ionic milling backside of the FPA before anti-reflective coating can significantly suppress the recombination of photo carriers, as well as decreases of sensitivity spread over the array area in several times.

Keywords: Focal Plane Array (FPA); mid-infrared range; indium antimonide; defects; uniformity of sensitivity; group of thinning; ionic milling; recombination.

REFERENCES

1. Boltar K. O., Burlakov I. D., Iakovleva N. I., Vlasov P. V. and Lazarev P. S., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **10** (2), 170–182 (2022) [in Russian].
2. Boltar K. O., Vlasov P. V., Lazarev P. S., Lopukhin A. A. and Chishko V. F., Applied Physics, № 1, 18–24 (2020) [in Russian].
3. Lopukhin A. A., Boltar K. O., Grishina A. N. and Shishigin S. E., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **10** (1), 14–22 (2022) [in Russian].
4. Lopukhin A. A., Boltar K. O., Vlasov P. V., Eroshenko V. V., Chishko V. F., Koshchavtsev N. F. and Larionov N. A., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **8** (5), 334–340 (2020) [in Russian].
5. Lopukhin A. A., Eroshenko V. V., Irodov N. A., Savostin A. V., Barysheva K. V., Vlasov P. V., Permikina E. V. and Grishina A. N. Method of group fabrication of a thinned hybridized assembly for a matrix photodetector. Patent № 2811380 (RF). 2023.
6. Lopukhin A. A., Permikina E. V., Boltar K. O. and Grishina A. N., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **11** (5), 421–431 (2023) [in Russian].
7. Vlasov P. V., Grishina A. N., Lopukhin A. A., Permikina E. V. and Shishigin S. E. A method for manufacturing a thinned multi-element photodetector based on indium antimonide with improved uniformity and increased mechanical strength. Patent № 2811379 (RF). 2023.
8. Chulkyun Seok, Minkyung Choi, Sehun Park, Jinwook Jung, Yongjo Park, In-Sang Yang and Euijoon Yoona, ECS Solid State Letters **3** (3), P27–P29 (2014).

УДК 621.
EDN: IXOEGF

PACS: 85.60.–g

Синтез коллоидных квантовых точек сульфида свинца в децене-1 в качестве растворителя

И. А. Шуклов, Д. В. Дёмкин, О. В. Вершинина

Предложен новый подход к синтезу коллоидных квантовых точек сульфида свинца, в котором впервые используется децен-1 в качестве растворителя для синтеза нанокристаллов. Получены ККТ PbS с длинноволновым экситонным пиком в диапазоне от 1,17 до 1,53 мкм. Исследовано влияние температуры и времени проведения реакции на спектральные характеристики получаемых квантовых точек PbS.

Ключевые слова: сульфид свинца; высокотемпературный коллоидный синтез; прекурсор; квантовые точки.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-64-69

Введение

Коллоидные квантовые точки в течение последних десятилетий были объектом интенсивных исследований по созданию дешевых и легкодоступных солнечных батарей, фотодетекторов, лазеров и светодиодов. Возможность легкого перестраивания спектрального диапазона и доступность нанесения растворов этих наноматериалов делают их особенно интересными для применений в электронике в частности для создания фотодетекторов [1]. Сочетание большого радиуса экситона Бора в объемном материале (18 нм) и ширина запрещенной зоны 0,41 эВ делает ККТ PbS особенно привлекательными [2]. Это позволяет изменять положение максимума пика погло-

щения экситона в диапазоне от 800 нм до 2100 нм при изменении среднего размера наночастиц от 2 до 10 нм. Таким образом меняя диапазон спектральной чувствительности в фотодетекторах на их основе.

Первые промышленные образцы матричных фотоприемников мегапиксельного формата были созданы в последние годы именно с применением ККТ PbS [3]. Простота технологии открывает новые возможности для удешевления матричных фотоприемников и расширения их возможных применений.

В синтезе коллоидных нанокристаллов на данный момент используется стандартный набор высококипящих растворителей и реагентов, хорошо зарекомендовавших себя с точки зрения эффективности и воспроизводимости, а также низкой цены. Одним из таких реагентов является октадецен-1. Это длинноцепочечный алкен часто используется в синтезах коллоидных квантовых точек, таких как PbS, CdSe, InP в качестве высококипящего некоординирующего растворителя [4–6]. Несколько реже октадецен-1 используется в качестве реагента для приготовления прекурсоров халькогенов: серы [7] или селена [8]. В современных условиях возникла необходимость нахождения доступного российского аналога этого реагента. Важным фактором для использования в синтезе нанокристаллов яв-

Шуклов Иван Алексеевич, с.н.с., доцент, Dr. rer. nat.
E-mail: shuklov.ia@mipt.ru

Дёмкин Дмитрий Викторович, м.н.с., аспирант.

Вершинина Олеся Валерьевна, м.н.с., аспирант.

Московский физико-технический институт

(национальный исследовательский университет).

Россия, 141701, Московская область, г. Долгопрудный,
Институтский пер., 9.

Статья поступила в редакцию 2.10.2024

После доработки 24.01.2025

Принята к публикации 29.01.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

© Шуклов И. А., Дёмкин Д. В., Вершинина О. В., 2025

ляется также возможность не только использования подобных веществ после максимальной очистки, а и в коммерчески доступной форме. Известно, что степень чистоты реагентов может сильно влиять на результаты синтеза нанокристаллов. Так, например, примеси в триоктилфосфине критически влияют на зародышеобразование CdSe [9]. Примеси в олеиламине оказывают большое влияние на растворимость галогенидов свинца и вследствие этого на качество нанокристаллов PbS, получаемых в данном растворителе [10].

Одним из возможных кандидатов для замещения октадецена-1, является децен-1. Это вещество доступно в квалификации чистоты – «чистый» от ряда российских производителей. По сравнению с октадеценом-1 он обладает более низкой температурой кипения – 171 °С, что позволяет его использовать в синтезах халькогенидов свинца.

В рамках исследований по получению и изучению свойств ККТ PbS, проводимых в нашей лаборатории, нас привлекла возможность нахождения альтернативы октадецену-1 [11–14]. В рамках данной работы было исследовано получение коллоидных квантовых точек сульфида свинца с использованием децена-1 в качестве растворителя для прекурсора свинца и соответственно в самом синтезе ККТ сульфида свинца. Для применения в синтезе нанокристаллов этого реагента важна как принципиальная возможность его использования с максимальной степенью чистоты, так и использование его в коммерчески доступном виде.

Экспериментальная часть

Реактивы

Следующие химикаты были использованы в синтезе ККТ PbS без дополнительной очистки: оксид свинца (99,99 %, Ланхит), сера (ОСЧ, Реахим), олеиновая кислота (90 %, Вектон), 1-октадец (90 %, Aldrich), децен-1 («Ч»,

Вектон), н-гексан (99 % HPLC-grade, Macron-FineChemicals) и этанол (reagen tgrade, Khimmed), олеиламин (80–90 %, Acros), который предварительно осушали при пониженном давлении и 90 °С.

Методы измерений

Для исследований свойств наночастиц использовались следующие методы и средства измерений: ПЭМ (JEM-2100, JEOL), спектрофотометр (JASCOV-770, JACSO), газовый хроматограф (Хроматэк 5000.2, колонка BP-1, 60 м) ИК Фурье спектрометр (Spectrum 100, PerkinElmer) с приставкой многократного нарушенного полного внутреннего отражения (МНПВО), оснащённой призмой из Ge (угол падения 45°, число отражений 25).

Обсуждение результатов

Децен-1 также, как и октадецен-1 это алкен с терминальной двойной связью. В промышленности его получают олигомеризацией этилена либо крекингом высококипящих фракций нефти с последующей разгонкой [15]. Децен-1 является важным исходным при производстве поли-альфа-олефинов, используемых в авто- и авиационной промышленности в качестве смазочных масел, что обуславливает его доступность и невысокую стоимость [16]. Примеси в децене-1 зависят от способа его получения. Ими могут быть насыщенные и ненасыщенные углеводы. Газовая хроматография показала содержание основного вещества – децена-1 порядка 98 %. В использованном коммерческом децене-1 содержится также не менее двух примесей с содержанием порядка 1 % мол каждая (рис. 1а). ¹H ЯМР спектроскопия показала также наличие альдегидов и ароматических производных бензола в коммерческом децене-1 в концентрациях порядка десятых долей процента (рис. 1а).

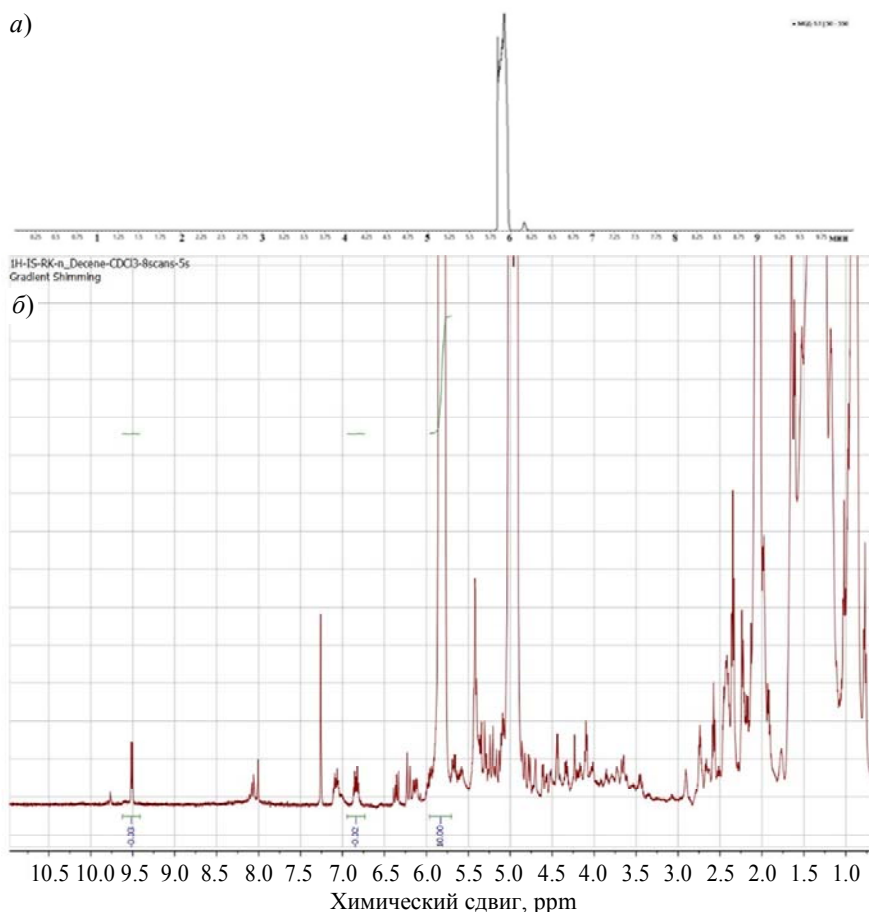


Рис. 1. а) – Хроматограмма и б) увеличенный ^1H ЯМР спектр децена-1, использованного в синтезе

Авторами было установлено, что синтез ККТ сульфида свинца возможен в коммерческом децене-1 российского производства по методике аналогичной ранее нами опубликованной [13]. Было установлено, что замена октадецена-1 на децен-1 не приводит к изменению размера частиц при использовании одинаковых условий проведения реакции, т. е. температуры, времени синтеза и концентраций остальных реагентов. При проведении синтеза при $120\text{ }^\circ\text{C}$ были получены образцы с практически идентичным положением экситонного пика при 1530 нм с FWHM 171 нм в децене-1 и 1525 нм с FWHM 170 в октадецене-1 (рис. 2). Распределение наночастиц по размерам по спектроскопическим данным также не изменилось FWHM 171 в децене-1 и FWHM 170 в октадецене-1. При этом децен-1 даже без дополнительной очистки не ингибирует зародышеобразование и рост нанокристаллов сульфида свинца.

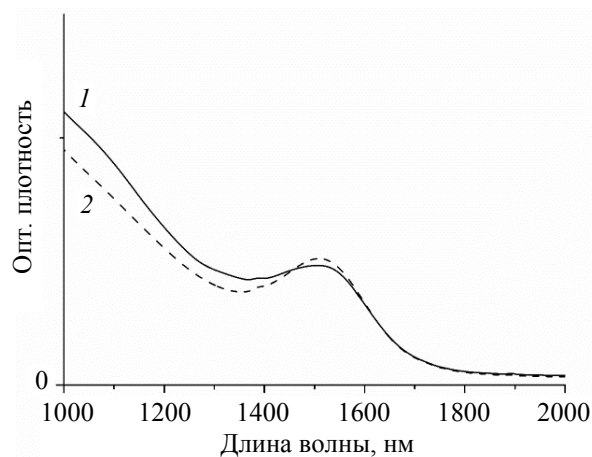


Рис. 2. Спектры поглощения образцов проб ККТ PbS полученных в децене-1 (1) и октадецене-1 (2) при $120\text{ }^\circ\text{C}$

Варьируя температуру проведения синтеза от $80\text{ }^\circ\text{C}$ до $120\text{ }^\circ\text{C}$ можно получить частицы с положением максимума экситонного пика от 1170 нм при $80\text{ }^\circ\text{C}$ до 1530 нм при $120\text{ }^\circ\text{C}$ (рис. 3). В спектре наночастиц, полу-

ченных при 100 и 120 °С, наблюдается ярко выраженный экситонный пик с FWHM 173 и 171 нм. В образце, полученном при 80 °С экситонный пик слабо выражен.

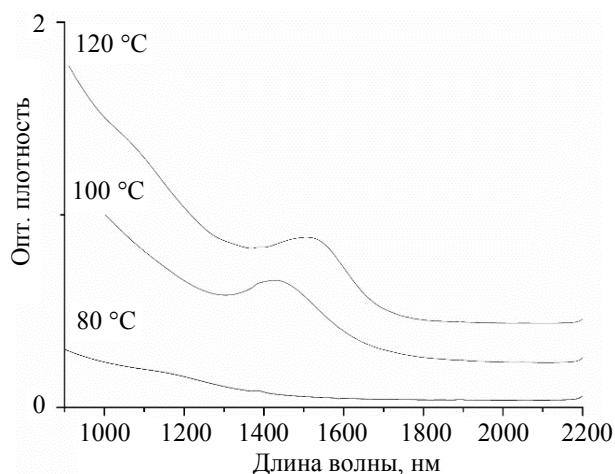


Рис. 3. Спектры поглощения образцов проб ККТ PbS полученных в децено-1 при разных температурах: 1 – 80 °С; 2 – 100 °С; 3 – 120 °С

Для реакции, проведенной при 100 °С была исследована кинетика (рис. 4). Как и для аналогичной системы, на основе оксида свинца в олеиновой кислоте в октадеcene наибольший рост наблюдается в первые две минуты синтеза и первый образец обладает первым экситонным пиком поглощения при 1350 нм. Пробы при 8 и 15 минутах показали незначительный рост до 1440 и 1480 нм соответственно. Наблюдаемый экситонный пик поглощения пробы 15 минут более ярко выражен по сравнению с более ранними пробами с FWHM 180 нм.

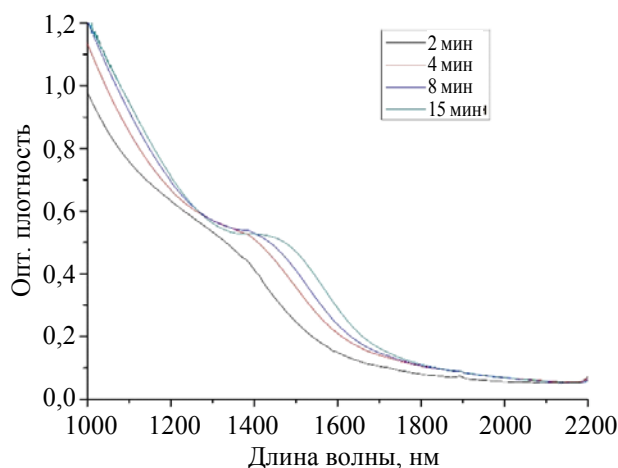
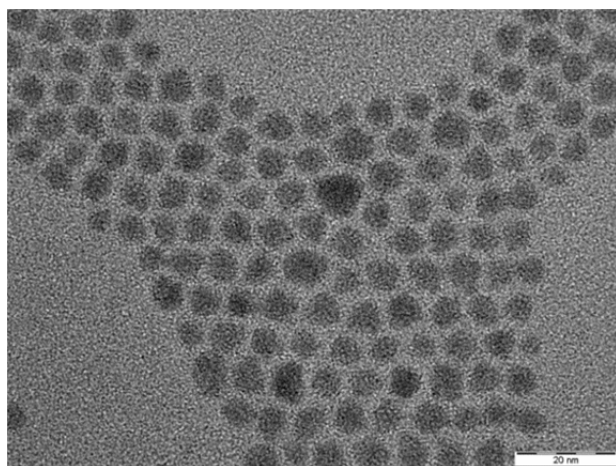


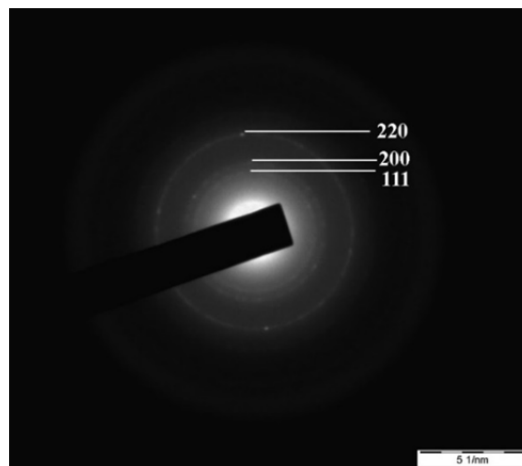
Рис. 4. Спектры поглощения образцов проб ККТ PbS, отобранных в процессе синтеза при температуре 100 °С в моменты времени: 1 – 2 мин; 2 – 4 мин; 3 – 8 мин; 4 – 15 мин после смешения реагентов

Наночастицы PbS, полученные этим методом при температуре 100 °С, обладают сферической формой. Для определения кристаллической фазы нанокристаллов был использован метод дифракции электронов в выбранной области SAED (рис. 5а, б). В электронограмме SAED наблюдаются рефлексы от плоскостей (111), (200) и (220), характерные для кубической сингонии, подтверждающие структуру галенита [17]. Эти ККТ PbS имеют средний диаметр 5,5 нм по данным ПЭМ, что хорошо согласуется с измеренными спектрами поглощения и расчетом размеров с использованием соотношения между энергией перехода и диаметром наночастицы [18]:

$$E_0 = 0,41 + \frac{1}{0,0252d^2 + 0,283d}$$



а)



б)

Рис. 5. ПЭМ микрофотография и SAED-электронограмма квантовых точек PbS, полученных при температуре 120 °С

Измерение ИК-Фурье спектров тонкой пленки ККТ PbS, полученной при испарении растворителя из пленки золя ККТ PbS на Ge кристаллах приставки МНПВО показали (рис. 6), что наиболее интенсивные сигналы несимметричных и симметричных колебаний CH_2 групп наблюдаются при 2923 см^{-1} и 2854 см^{-1} . Сигналы средней интенсивности 1525 см^{-1} и 1403 см^{-1} , отвечают асимметричным и симметричным колебаниям карбоксилат-аниона COO^- олеиновой кислоты из лигандной оболочки. Наличие двух пиков карбоксил-аниона в спектре квантовых точек свидетельствует о бидентантной координации олеата на поверхности ККТ PbS. Таким образом, данные Фурье-ИК-спектроскопии подтверждают наличие олеиновой кислоты в лигандной оболочке ККТ PbS наночастиц и ее координацию.

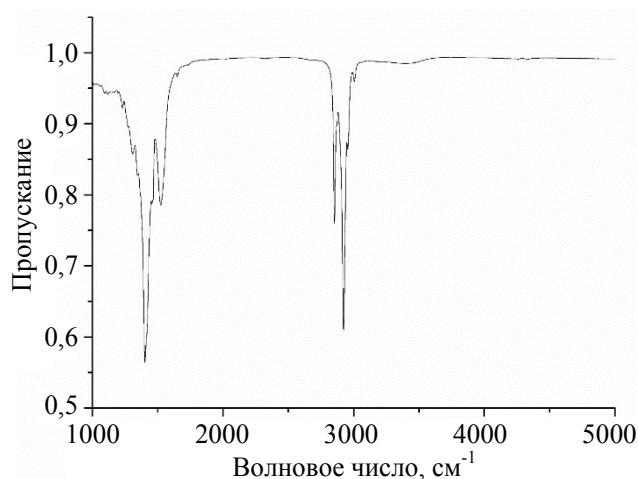


Рис. 6. ИК-Фурье спектр МНПВО тонкой пленки ККТ PbS

Заключение

В рамках работы впервые показано, что децен-1 может быть использован для получения наночастиц и в частности ККТ PbS в качестве растворителя. Было установлено, что подходит коммерческий децен-1 квалификации чистый российского производства, содержащий ароматические углеводороды в качестве примесей. Используя разработанную нами методику, можно получать образцы ККТ PbS с первым экситонным пиком в диапазоне длин волн от 1170 до 1530 нм. Показано, что варьируя температуру проведения реакции можно варьировать размеры получаемых ККТ

PbS, при этом распределение по размерам не сильно меняется от температуры. С помощью ИК-Фурье спектроскопии был показан состав лигандной оболочки полученных ККТ.

Авторы выражают благодарность Пилипенко П. Н. за хроматограмму децена-1.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ №23-23-00300.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пономаренко В. П., Попов В. С., Шуклов И. А., Иванов В. В., Разумов В. Ф. / Успехи химии. 2024. Т. 93. С. RCR5113.
2. Шуклов И. А., Разумов В. Ф. / Успехи химии. 2020. Т. 89. С. 379.
3. Hinds S., Klem E., Gregory C., Hilton A., Hames G., Violette K. / Infrared Technology and Applications XLVI. SPIE. 2020. Vol. 11407. P. 11–19.
4. Bullen C. R., Mulvaney P. / Nano Letters. 2004. Vol. 4. № 12. P. 2303–2307.
5. Antanovich A., Prudnikau A., Artemyev M. / The Journal of Physical Chemistry C. 2014. Vol. 118. № 36. P. 21104–21109.
6. Lucey D. W., MacRae D. J., Furis M., Sahoo Y., Cartwright A. N., Prasad P. N. / Chemistry of Materials. 2005. Vol. 17. № 14. P. 3754–3762.
7. Li Z., Ji Y., Xie R., Grisham S. Y., Peng X. / Journal of the American Chemical Society. 2011. Vol. 133. № 43. P. 17248–17256.
8. Chen O., Chen X., Yang Y., Lynch J., Wu H., Zhuang J., Cao Y. C. / Angewandte Chemie International Edition. 2008. Vol. 47. № 45. P. 8638–8641.
9. Evans C. M., Evans M. E., Krauss T. D. / Journal of the American Chemical Society. 2010. Vol. 132. № 32. P. 10973–10975.
10. Baranov D., Lynch M. J., Curtis A. C., Carollo A. R., Douglass C. R., Mateo-Tejada A. M., Jonas D. M. / Chemistry of Materials. 2019. Vol. 31. № 4. P. 1223–1230.
11. Ganeev R. A., Shuklov I. A., Zvyagin A. I., Dyomkin D. V., Bocharova S. I., Popov V. S., Toknova V. F., Lizunova A. A., Ovchinnikov O. V., Razumov V. F. / Optical Materials. 2021. Vol. 121. P. 111499.
12. Shuklov I. A., Toknova V. F., Lizunova A. A., Razumov V. F. / Materials Today Chemistry. 2020. Vol. 18. P. 100357.
13. Shuklov I. A., Toknova V. F., Demkin D. V., Lapushkin G. I., Nikolenko L. M., Lizunova A. A., Brichkin S. B., Vasilets V. N., Razumov V. F. / High Energy Chemistry. 2020. Vol. 54. № 3. P. 183–188.
14. Шуклов И. А., Демкин Д. В., Конавичева В. А., Попов В. С., Разумов В. Ф. / Прикладная физика. 2022. № 6. С. 35–42.
15. Ullmann's encyclopedia of industrial chemistry / Elvers B.: Verlag Chemie Hoboken. – NJ, 1991.
16. Brennan J. A. / Industrial & Engineering Chemistry Product Research and Development. 1980. Vol. 19. № 1. P. 2–6.

17. Beygi H., Sajjadi S. A., Babakhani A., Young J. F., van Veggel F. C. J. M. / Appl. Surf. Sci. 2018. Vol. 457. P. 1–10.

18. Moreels I., Lambert K., Smeets D., De Muynck D., Nollet T., Martins J. C., Vanhaecke F., Vantomme A., Delerue C., Allan G., Hens Z. / ACS Nano. 2009. Vol. 3. P. 3023.1

PACS: 85.60.–g

Synthesis of lead sulfide colloidal quantum dots in Decene-1 as a solvent

I. A. Shuklov, D. V. Dyomkin and O. V. Vershinina

Moscow Institute of Physics and Technology
9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141701, Russia

Received 2.10.2024; revised 24.01.2025; accepted 29.01.2025

The new approach to the synthesis of lead sulfide colloidal quantum dots was developed, applying decene-1 as a solvent for the synthesis of nanocrystals. PbS CQDs with maximum of excitonic absorption peak in near-IR range from 1.17 to 1.53 mkm. The impact of temperature and reaction time on the optical properties of synthesized PbS colloidal quantum dots was studied in detail.

Keywords: lead sulfide; hot-injection synthesis; precursor; quantum dots.

REFERENCES

1. Ponomarenko V. P., Popov V. S., Shuklov I. A., Ivanov V. V. and Razumov V. F., Russ. Chem. Rev. **93**, RCR5113 (2024).
2. Shuklov I. A. and Razumov V. F., Russ. Chem. Rev. **89**, 379 (2020).
3. Hinds S., Klem E., Gregory C., Hilton A., Hames G. and Violette K., Infrared Technology and Applications XLVI. SPIE **11407**, 11–19 (2020).
4. Bullen C. R. and Mulvaney P., Nano Letters **4** (12), 2303–2307 (2004).
5. Antanovich A., Prudnikau A. and Artemyev M., The Journal of Physical Chemistry C **118** (36), 21104–21109 (2014).
6. Lucey D. W., MacRae D. J., Furis M., Sahoo Y., Cartwright A. N. and Prasad P. N., Chemistry of Materials **17** (14), 3754–3762 (2005).
7. Li Z., Ji Y., Xie R., Grisham S. Y. and Peng X., Journal of the American Chemical Society **133** (43), 17248–17256 (2011).
8. Chen O., Chen X., Yang Y., Lynch J., Wu H., Zhuang J. and Cao Y. C., Angewandte Chemie International Edition **47** (45), 8638–8641 (2008).
9. Evans C. M., Evans M. E. and Krauss T. D., Journal of the American Chemical Society **132** (32), 10973–10975 (2010).
10. Baranov D., Lynch M. J., Curtis A. C., Carollo A. R., Douglass C. R., Mateo-Tejada A. M. and Jonas D. M., Chemistry of Materials **31** (4), 1223–1230 (2019).
11. Ganeev R. A., Shuklov I. A., Zvyagin A. I., Dyomkin D. V., Bocharova S. I., Popov V. S., Toknova V. F., Lizunova A. A., Ovchinnikov O. V. and Razumov V. F., Optical Materials **121**, 111499 (2021).
12. Shuklov I. A., Toknova V. F., Lizunova A. A. and Razumov V. F., Materials Today Chemistry **18**, 100357 (2020).
13. Shuklov I. A., Toknova V. F., Demkin D. V., Lapushkin G. I., Nikolenko L. M., Lizunova A. A., Brichkin S. B., Vasilets V. N. and Razumov V. F., High Energy Chemistry **54** (3), 183–188 (2020).
14. Shuklov I. A., Dyomkin D. V., Konavicheva V. A., Popov V. S. and Razumov V. F., J. Commun. Technol. Electron. **68** (2), S184–S189 (2023).
15. Ullmann's encyclopedia of industrial chemistry. Elvers B.: Verlag Chemie Hoboken, NJ, 1991.
16. Brennan J. A., Industrial & Engineering Chemistry Product Research and Development **19** (1), 2–6 (1980).
17. Beygi H., Sajjadi S. A., Babakhani A., Young J. F., van Veggel F. C. J. M., Appl. Surf. Sci. **457**, 1–10 (2018).
18. Moreels I., Lambert K., Smeets D., De Muynck D., Nollet T., Martins J. C., Vanhaecke F., Vantomme A., Delerue C., Allan G. and Hens Z., ACS Nano **3**, 3023.1 (2009).

УДК 551.46.0
EDN: ZZEFNY

PACS: 07.20.Ka

Гибридный фотоприемный модуль для оптико-телевизионных систем подводного видения

Ю. К. Грузевич, П. С. Альков, Л. М. Балясный, Д. В. Волков

Показана возможность создания лазерных оптико-телевизионных активно-импульсных систем подводного видения на основе фотоприемных модулей (ФПМ) с чувствительной структурой электронно-оптического преобразователя (ЭОП) III поколения с GaAs «голубым» фотокатодом, чувствительным в спектральном диапазоне прозрачности морской воды $\Delta\lambda = (400\div 550)$ нм, состыкованных с помощью волоконно-оптических элементов с цифровыми крупноформатными КМОП-матрицами, обеспечивающих формирование видеоизображения подводных объектов в рассеивающей морской воде.

Ключевые слова: подводное зрение; ЭОП; активно-импульсная система; импульсный лазер; фотокатод; квантовая эффективность.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-70-77

Введение

Высокая чувствительность ЭОП III поколения GaAs «голубым» фотокатодом в спектральном диапазоне $\Delta\lambda = (400\div 550)$ нм обеспечивается за счет оптимизации по толщине и составу буферного слоя фотокатодного узла (ФКУ) ЭОП III поколения. За счет из-

менения состава и дизайна буферного слоя ФКУ удалось получить GaAs фотокатод с отрицательным электронным сродством (ОЭС-фотокатод) в составе образцов ФПМ с квантовой эффективностью до 30 % на длине волны второй гармоники 532 нм импульсного Nd:YAG лазера.

Одним из направлений развития оптико-электронных систем для проведения подводных работ, связанных с поиском, обнаружением и опознаванием безэкипажных подводных аппаратов, затонувших объектов, а также выявлением минной опасности и морских диверсантов, борьбой с морским терроризмом, мониторингом трубопроводов, подводных кабелей и скважин является создание оптико-телевизионных систем, которые обеспечивают получение информации о подводных объектах не только с целью их обнаружения и определения местонахождения, но и для их распознавания и идентификации за счет получения изображений этих объектов.

Получить изображения подводных объектов можно с помощью лазерных оптико-телевизионных активно-импульсных систем подводного видения (АИС ПВ), которые обеспечивают формирование видеоизображе-

Грузевич Юрий Кириллович^{1,2}, зам. ген. директора, к.т.н., профессор.

E-mail: yukg@mail.ru

Альков Павел Сергеевич¹, зам. техн. директора, к.т.н.

E-mail: pavel_alkov@mail.ru

Волков Дмитрий Владимирович¹, вед. инженер.

E-mail: mitya_volkov_7554@bk.ru

Балясный Лев Михайлович¹, гл. конструктор.

E-mail: baliaska@mail.ru

¹ ОАО «НПО ГЕОФИЗИКА-НВ».

Россия, 107076, Москва, ул. Матросская Тишина, 23, стр. 2.

² МГТУ им. Н. Э. Баумана.

Россия, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1.

Статья поступила в редакцию 28.01.2025

После доработки 10.02.2025

Принята к публикации 14.02.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

© Грузевич Ю. К., Альков П. С., Волков Д. В.,
Балясный Л. М., 2025

ния подводных объектов в рассеивающей морской воде на основе применения активно-импульсного метода наблюдения, предложенного русским ученым – профессором А. А. Лебедевым в 1936 г. [1]. Метод заключался в освещении наблюдаемого пространства импульсами оптического излучения с длительностью меньшей, чем время распространения импульсов до объектов наблюдения, и в синхронизированном приеме отраженных от данных объектов наблюдения оптических сигналов. Такой метод обеспечивает наблюдение ограниченного по глубине окружающего подводного пространства и резко уменьшает зависимость наблюдения от условий освещенности объектов наблюдения и окружающих их фонов (толща воды или донная поверхность), а также естественных оптических помех – это морская вода и водоросли, а также находящиеся в ней растворённые и взвешенные вещества органического и неорганического происхождения. Таким образом, применение активно-импульсного метода формирования подводных видеоизображений позволяет устранить «паразитное» влияние помехи обратного рассеяния подсвечивающего оптического излучения, которые накладываются на полезное изображение наблюдаемых подводных объектов, снижая их контраст и, следовательно, дальность видимости, а зачастую, полностью теряя видимость подводных объектов, в особенности при пониженной прозрачности морской воды.

Реализация технологии активно-импульсного режима привела к созданию приборов, обеспечивающих подводное видение на экране телевизионного монитора за счет комбинированных оптико-телевизионных, лазерных и оптических технических решений. Практическое значение активно-импульсного режима заключается в достижении рекордной дальности формирования изображений подводных объектов по сравнению с другими оптическими и оптико-электронными приборами, в том числе, с высокочастотными гидролокаторами секторного обзора, работающими в идентичных условиях [2].

Переход на качественно новый уровень получения визуальной видеоинформации расширил ограниченные естественным образом возможности человеческого глаза для наблюдения подводных объектов в спектраль-

ном диапазоне прозрачности морской воды, при определенных уровнях освещенности подводного пространства наблюдения, обеспечивающих дальность наблюдения в зависимости от прозрачности морской воды, позволяя оператору вести наблюдение под водой в полной темноте даже в отсутствии солнечного излучения. При этом обеспечивается качественное формирование изображений удаленных подводных объектов в сильно рассеивающей морской воде, когда при использовании стандартных телевизионных камер, работающих совместно с прожекторами, практически невозможно обнаружить и распознать подводные объекты.

Для решения поставленной проблемы АИС ПВ могут располагаться на подводных обитаемых и необитаемых комплексах, телеуправляемых подводных аппаратах и других подводных объектах (рис. 1а). Однако, для решения целого ряда задач использование АИС ПВ в составе подводных аппаратов связано с большими техническими сложностями. В таких случаях целесообразно проводить поисково-спасательные работы с помощью АИС ПВ, установленных на летательных аппаратах (ЛА), например, вертолете (рис. 1б) или беспилотных летательных аппаратах (БПЛА). При этом время поиска подводных объектов с борта ЛА значительно сокращается за счет увеличения площади охватываемого района.

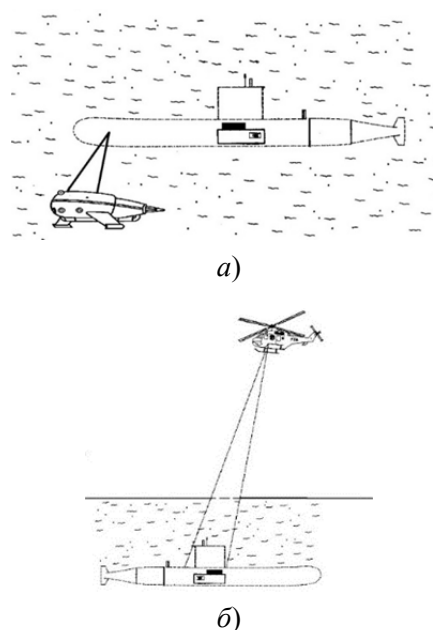


Рис. 1. Схема формирования изображения активно-импульсной системой подводного видения

В связи с этим возникает задача формирования изображения подводных объектов и оценки качества изображения, регистрируемого лазерной АИС ПВ через взволнованную границу раздела «воздух-вода», которое ухудшается, в основном, в результате воздействия следующих основных факторов:

- большая часть излучения, попадающего на поверхность моря, поглощается и рассеивается морской водой, что приводит к ограничению глубины наблюдаемого пространства;

- отраженный сигнал от подводных объектов очень слабый, а фоновый шум океана велик, что напрямую влияет на обработку и формирование изображения;

- многократное рассеяние и флуктуации в распределении подводной освещенности, вызванные случайным характером преломления излучения на взволнованной поверхности приводит к размытию изображения подводных объектов нарушению топологии изображения.

Для получения изображения подводных объектов и решение задачи оценки качества изображения используется теория переноса изображения подводных объектов через взволнованную водную поверхность и толщу воды. До настоящего времени основные усилия были направлены на установление аналитических соотношений между статистически средними характеристиками изображения и условиями наблюдения не полностью усредненного изображения. Решение задачи правильного описания характеристик не полностью усредненного изображения может быть значительно упрощена при условии, когда время распространения одного зондирующего лазерного импульса до наблюдаемого подводного объекта и обратно через границу раздела «воздух-вода», а также инерционность ФПМ оптико-телевизионной регистрирующего канала системы должны быть намного меньше характерного времени изменения формы взволнованной морской поверхности, которую можно считать «замороженной» в течение времени формирования одного изображения. При таком подходе можно оценить искажения, которые вносят в статистически среднее изображение процессы многократного рассеяния и поглощения излучения в водной среде и случайного преломления на взволнованной границе [2].

Следовательно, для практического использования данного метода для обнаружения и распознавания с борта ЛА в реальном времени малогабаритных подводных объектов в условиях взволнованной рассеивающей морской воды, регистрирующий канал АИС ПВ должен быть создан на основе быстродействующего ФПМ, высокочувствительного в спектральном диапазоне прозрачности морской воды, а подсвечивающий канал – на основе высокоэффективного импульсного лазера, излучающего в спектральном диапазоне прозрачности морской воды.

Спектральная характеристика пропускания морской воды в оптическом спектральном диапазоне приведена на рис. 2, из которого видно, что морская вода прозрачна только в спектральном диапазоне $\Delta\lambda = (400\div550)$ нм. При этом поглощение оптического излучения в УФ спектральном диапазоне в $\sim 10^9$, а в ИК области спектра в $\sim 10^6$ превышает поглощение в рабочей (сине-зеленой) области спектра [3].

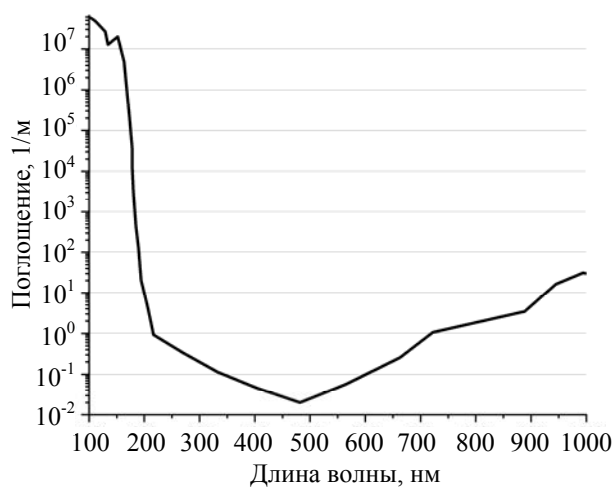


Рис. 2. Спектральная характеристика пропускания морской воды

В настоящее время на рынке отсутствуют оптико-телевизионные системы подводного видения, удовлетворяющие по всей совокупности современным требованиям. Поэтому работа по созданию АИС ПВ потребовала проведения комплексных фундаментальных исследований для разработки принципиально новых технологий и технических решений, обеспечивающих значительное повышение дальности действия АИС ПВ, установленной

на борту ЛА, и улучшение качества сформированного изображения подводных объектов за счет создания:

- быстродействующих, высокоразрешающих цифровых ФПМ, высокочувствительных в спектральном диапазоне прозрачности морской воды $\Delta\lambda = (400\div550)$ нм;
- быстродействующих, высокоэффективных, малогабаритных импульсных лазеров, излучающих в спектральном диапазоне прозрачности морской воды, используемых для подсветки различных подводных объектов;
- перестраиваемого цифрового контроллера управления, осуществляющего формирование синхронизирующих и управляющих импульсов, поступающих на ФПМ и подсвечивающий импульсный лазер, а также в осуществляющего распределение лазерных импульсов в строке по заданному закону, позволяющему уменьшить влияние помех обратного рассеяния от естественных оптических помех на изображение цели наблюдения;
- специализированных вычислителей и программного обеспечения.

Ключевым элементом, обеспечивающим обнаружение и распознавание малогабаритных, низкоконтрастных подводных объектов в отсутствии подсвечивающего солнечного излучения, на больших глубинах на фоне морского дна и в условиях сильно рассеивающей водной среды, является специально разработанный ОАО «НПО ГЕОФИЗИКА-НВ» ФПМ на основе ЭОП III поколения, чувствительного в спектральном диапазоне прозрачности морской воды, состыкованного с цифровой КМОП-матрицей высокого разрешения, которые обеспечат с высоким быстродействием формирование многократно усиленных изображений подводных объектов [4]. ОАО «НПО Геофизика-НВ» были проведены исследовательские работы по созданию и модернизации активно-импульсных оптико-телевизионных систем на основе ЭОП III поколения с GaAs ОЭС-фотокатод. На рис. 3 приведены спектральные характеристики различных фотокатодов, чувствительных в спектральном диапазоне прозрачности морской воды $\Delta\lambda = (400\div550)$ нм [4].

Из приведенных характеристик видно, что на длине волны 532 нм чувствительностью в спектральном диапазоне $\Delta\lambda =$

$= (400\div550)$ нм обладают следующие фотокатоды:

- тонкий мультищелочной фотокатод S-20 (до 15 % квантовой эффективности);
- ОЭС-фотокатод на основе GaAs (не менее 25 % квантовой эффективности);
- ОЭС-фотокатод на основе GaAsP (более 50 % квантовой эффективности) [5].

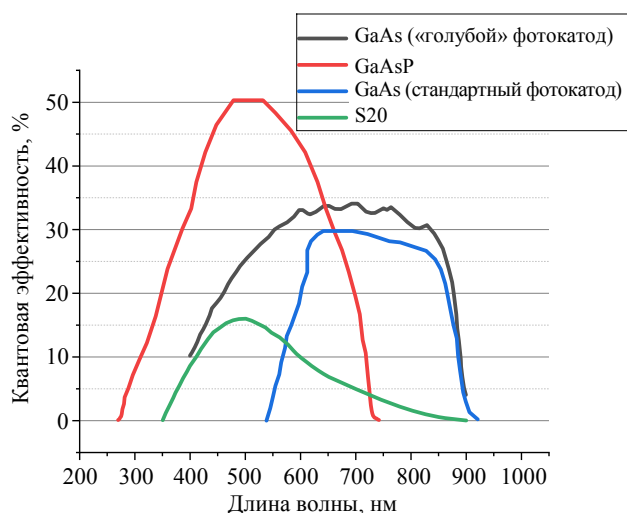


Рис. 3. Спектральные характеристики фотокатодов

Проведенный анализ показал, что ЭОП II⁺ поколения на основе мультищелочных фотокатодов типа S-20 обладают целым рядом недостатков, ограничивающих их применение в составе ФПМ для АИС ПВ:

- во-первых, имеют значительно более низкую фоточувствительность по сравнению с другими типами фотокатодов;
- во-вторых, имеют высокое удельное сопротивление фотокатодов, которое не позволит осуществлять стробирование короткими импульсами (до десятков наносекунд).

На рис. 3 приведена спектральная характеристика стандартного ОЭС фотокатода на основе GaAs, который предназначен для ЭОП III поколения, используемых в приборах ночного видения. Учитывая, что коротковолновая граница фоточувствительности ОЭС фотокатода определяется толщиной и составом его буферного слоя, который находится на поверхности входного окна ЭОП перед активным слоем GaAs, то квантовая эффективность стандартного GaAs фотокатода на длине волны 532 нм даже меньше, чем у мультищелочного фотокатода S-20.

В настоящее время ОАО «НПО ГЕОФИЗИКА-НВ» производит ЭОП III поколения со стандартными фотокатодами на основе GaAs с буферным слоем $\text{Ga}_{0,4}\text{Al}_{0,6}\text{As}$ толщиной порядка 1 мкм и активным слоем GaAs толщиной порядка 1,5 мкм. При таком соотношении толщин слоев ФКУ спектральный диапазон работы ЭОП III поколения на основе данного ФКУ $\Delta\lambda = (590\div 930)$ нм и такой ЭОП предназначен для работы в составе приборов ночного видения, в которых чувствительность ФКУ в сине-зеленой области спектра ухудшает работу приборов ночного видения.

Для обеспечения высокой чувствительности ЭОП III поколения с ОЭС-фотокатодами на основе GaAs в спектральном диапазоне пропускания морской воды (рис. 2), необходимо предусмотреть в конструкции ФКУ тонкий буферный слой порядка 0,01 мкм. Однако, при изготовлении ФКУ с таким тонким слоем возможны его повреждения при механических и химических воздействиях. Поэтому принято решение дополнительно к тонкому буферному слою изготовить слой переменного состава (градиентный слой) общей толщиной 0,1 мкм.

Конструкция такой структуры ФКУ приведена на рис. 4. Монокристаллическая подложка 6 химически удаляется травлением после термокомпрессионного соединения со стеклом, а стопорный, слой 7 химически удаляется после стравливания подложки 6.

Для обеспечения согласования слоев гетероэпитаксиальной структуры ФКУ по параметрам кристаллической решетки, предельно допустимое количество алюминия в буферном слое не должно превышать 70 %, при котором также обеспечивается хорошее оптическое пропускание ФКУ. Толщина активного слоя ФКУ также имеет большое значение. Умень-

шение толщины рабочего слоя с 1,5 мкм до 0,35–0,45 мкм уменьшает нежелательное поглощение ИК-излучения, снижающего контраст изображения подводных объектов. Кроме того, просветляющее покрытие SiO_2 , толщиной порядка 1,0 нм для ИК области спектра неоптимально для сине-зеленого спектрального диапазона прозрачности морской воды, для которого оптимальной является толщина просветляющее покрытие SiO_2 порядка 0,7–0,75 нм.

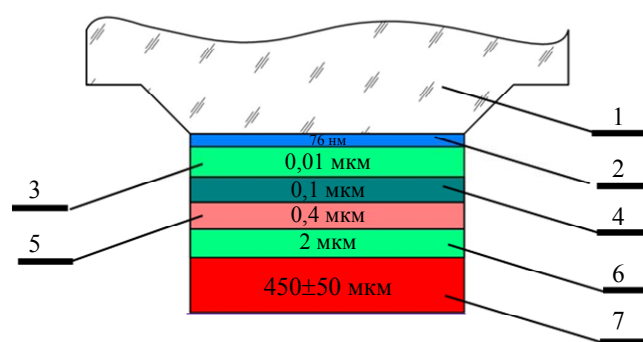


Рис. 4. Схема конструкции ФКУ ЭОП III поколения с ОЭС-фотокатодом на основе GaAs. 1 – стеклянное входное окно; 2 – просветляющий и диффузионно-барьерный слой SiO_2 ; 3 – буферный слой $\text{Ga}_{0,4}\text{Al}_{0,6}\text{As}$; 4 – градиентный слой; 5 – активный слой – GaAs; 6 – стопорный слой; 7 – монокристаллическая подложка GaAs

Рассмотренные замечания реализованы ОАО «НПО ГЕОФИЗИКА-НВ» в модернизированной конструкции гетероэпитаксиальной структуры ФКУ, значения которых приведены в таблице 1, используемой для создания ЭОП III поколения с ОЭС-фотокатодами на основе GaAs, обладающих высокой чувствительностью в спектральном диапазоне пропускания морской воды. Такие ЭОП получили название ЭОП III поколения с «голубым» фотокатодом.

Таблица 1

№ п. п.	Наименование слоя	Состав слоя	Уровень легирования, см^{-3}	Толщина слоя, мкм
1	2	3	4	5
1	Просветляющий диффузионно-барьерный	SiO_2	–	0,076
2	Буферный	$p\text{-Al}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As:Zn}$	$5,9 \times 10^{17}$	0,01
3	Градиентный переменного состава	$p\text{-Al}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ $p\text{-GaAs:Zn}$	$5,9 \times 10^{17}$	0,1
4	Активный	$p\text{-GaAs:Zn}$	$6,6 \times 10^{18}$	0,4
5	Стопорный	$p\text{-Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As:Zn}$	$5,9 \times 10^{17}$	2,0
6	Подложка	$n\text{-GaAs:Si (100)}$	5×10^{17}	450±25

После изготовления ФКУ процесс его активировки и сборки вакуумного блока ЭОП III поколения с «голубым» фотокатодом проводят в сверхвысоковакуумной установке финишной сборки (УФС) [4].

Термическая очистка и активировка ФКУ цезием и кислородом проводят в отдельной камере, а сборку вакуумного блока в другой камере герметизации, что обеспечивает низкий уровень шумов и высокую чувствительность ФКУ.

Для получения высокого квантового выхода в нужном спектральном диапазоне активировку фотокатода проводят с фильтрацией возбуждающего излучения, например, с помощью цветного стекла ЗС8 или интерференционного фильтра.

В результате проведенных работ ОАО «НПО ГЕОФИЗИКА-НВ» были созданы образцы ЭОП III поколения с «голубым» фотокатодом с квантовой эффективностью до 25 % на длине волны 532 нм. Спектральная характеристика чувствительности созданных образцов ЭОП III поколения приведена на рис. 5.

Учитывая, что в настоящее время наиболее перспективным фотокатодом для решения задач подводного видения является ОЭС-фотокатод на основе тройного соединения GaAsP, спектральная характеристика такого фотокатода фирмы «HAMAMATSU PHOTONICS» приведена на рис. 3, ОАО «НПО ГЕОФИЗИКА-НВ» активно работает в этом направлении.

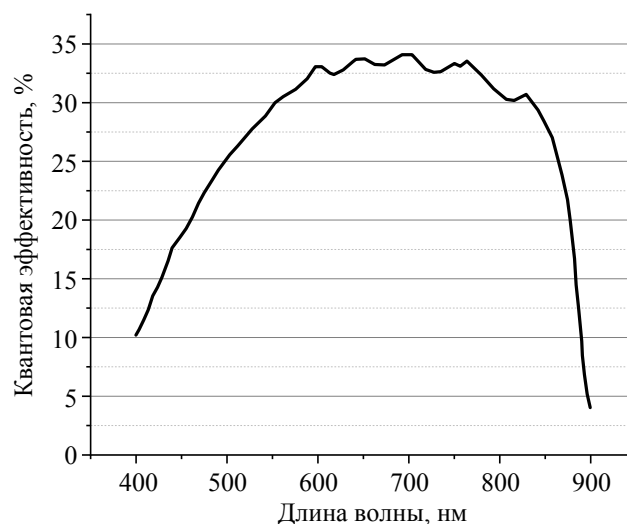


Рис. 5. Спектральная характеристика ЭОП III поколения с «голубым» фотокатодом с оптимизированным по толщине и составу буферного слоя

Для создания АИС ПВ на основе разработанного ЭОП III поколения с «голубым» фотокатодом, высокочувствительного в спектральном диапазоне прозрачности морской воды, специалистами ОАО «НПО ГЕОФИЗИКА-НВ» разработан высокоэффективный ФПМ типа «ФПМ-5-1», в котором для получения видеоизображения ЭОП III поколения состыкован с цифровой КМОП-матрицей высокого разрешения и быстродействия через прямой волоконно-оптический элемент (ВОЭ) [4].

Основные параметры разработанного ФПМ типа «ФПМ-5-1» приведены в таблице 2.

Таблица 2

Наименование параметра	Значение параметра
Спектральный диапазон чувствительности, мкм	0,4–0,7
Чувствительность интегральная, мкА/лм	2500
Чувствительность спектральная (530 нм), мА/Вт	150
Рабочее телевизионное разрешение по полю, твл	450
Максимальная частота кадров, Гц	100
Отношение сигнал/шум ($E = 10^{-4}$ лк)	20
Напряжение питания, В	12
Ток потребления, мА	250
Формат выходного кадра, пиксель	2200×1024
Разрядность выходного сигнала, бит	12

На рис. 6 показан внешний вид модуля типа «ФПМ-5-1» [4].

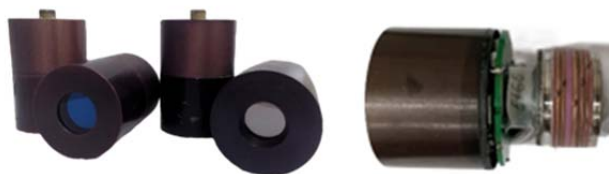


Рис. 6. Внешний вид фотоприемных модулей типа «ФПМ-5-1» и вакуумного блока ЭОП, состыкованный с камерой на основе КМОП-матрицы

Использование волоконного фоконя переноса приводит к потерям пространственного разрешения и энергетических характеристик переносимого оптического изображения. Наиболее перспективным развитием приемной системы является использование конструкций, в которых цифровая КМОП-матрица помещается внутри вакуумного объема ЭОП и возбуждается непосредственно электронным пучком, содержащим информацию об изображении подводных объектов. При этом значительно снижаются потери, так как отсутствует фокон для переноса изображения, а усиление электронного потока осуществляется за счет бомбардировки ими обратной стороны специально утоненной КМОП-матрицы. Шумовые характеристики такого гибридного прибора значительно лучше, чем традиционного ФПМ. В настоящее время, как в нашей стране, в частности в ОАО «НПО ГЕОФИЗИКА-НВ», так и за рубежом ведется разработка перспективных гибридных ФПМ, также фоточувствительных в спектральном диапазоне прозрачности морской воды.

Активно-импульсный метод формирования подводных изображений тесно связан с развитием средств импульсной подсветки, и, прежде всего, с созданием высокоэффективных импульсных лазеров. Рабочим телом которого является кристалл Nd:YAG. Разработка современных высокоэффективных импульсных лазеров. Накачка рабочего тела лазера осуществляется диодными светоизлучающими линейками, а модуляция добротности производится электрооптическим затвором. Удвоение частоты генерации (на длине волны 532 нм) осуществляется элементом на основе кристалла КТП (калий титанил фосфата –

КТiОРО₄), что обеспечивает излучение в спектральной области прозрачности морской воды (рис. 2). Разработанные Nd:YAG лазеры обеспечивают при энергии в импульсе от несколько сотен мкДж до десятков мДж длительность импульса (по уровню 0,5) порядка десятков нс.

Оценка средней мощности лазерного излучения, проведенная разными авторами, в том числе, при натурных испытаниях макета камеры подводного видения, разработанной в ОАО «НПО ГЕОФИЗИКА-НВ», показывает, что из-за значительного поглощения и рассеивания лазерного излучения слоем морской воды, необходима значительная импульсная энергия и средняя мощность лазера. Для каждого конкретного применения необходимо оценить требуемые параметры подсвечивающего лазерного излучения, по которым выбирать конкретный лазер.

Заключение

В статье показана возможность создания лазерных оптико-телевизионных активно-импульсных систем подводного видения на основе фотоприемных модулей (ФПМ) с чувствительной структурой ЭОП III поколения с GaAs «голубым» фотокатодом, чувствительным в спектральном диапазоне прозрачности морской воды $\Delta\lambda = (400\div550)$ нм, состыкованных с помощью волоконно-оптических элементов с цифровыми крупноформатными КМОП-матрицами, обеспечивающих формирование видеоизображения подводных объектов в рассеивающей морской воде.

Высокая чувствительность ЭОП III поколения GaAs «голубым» фотокатодом в спектральном диапазоне $\Delta\lambda = (400\div550)$ нм обеспечивается за счет оптимизации по толщине и составу буферного слоя фотокатодного узла (ФКУ) ЭОП III поколения. За счет изменения состава и дизайна буферного слоя ФКУ удалось получить GaAs ОЭС-фотокатод в составе образцов ФПМ с квантовой эффективностью до 25 % на длине волны второй гармоники импульсного Nd:YAG лазера – 532 нм.

Дальнейшее совершенствование АИС ПВ может быть связано с разработкой ОЭС-фотокатодов на основе структуры GaAsP, об-

ладающего в настоящее время квантовой эффективностью до 50 % на длине волны 532 нм [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков В. Г. / Специальная техника. 2001. № 5.
2. Карасик В. Е., Орлов В. М. Локационные лазер-

ные системы видения. – М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2013.

3. Долин Л. С., Левин И. М. Справочник по теории подводного видения. – Л.: Гидрометеиздат, 1991.

4. Грузевич Ю. К. Оптико-электронные приборы ночного видения. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2014.

5. Каталог фирмы «HAMAMATSU PHOTONICS»: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/II_TII0007E.pdf (дата обращения: 01.02.2025).

PACS: 07.20.Ka

Hybrid photodetector module for optical television underwater vision systems

Yu. K. Gruzevich, P. S. Alkov, L. M. Balyasny and D. V. Volkov

Joint Stock Company «RPC GEOFIZIKA-NV»
Bd. 2, 23 Matrosskaya Tishina st., Moscow, 107076, Russia

Received 28.01.2025; revised 10.02.2025; accepted 14.02.2025

The article shows the possibility of creating laser optical-television active-pulse underwater vision systems based on photodetector modules (PDM) with a sensitive structure Third generation Image Intensifier Tubes (IIT Gen. III) with a GaAs "blue" photocathode sensitive in the spectral range of seawater transparency $\Delta\lambda = (400 \div 550)$ nm, coupled using fiber-optic elements with digital large-format CMOS matrix that provide video images of underwater objects in diffusing seawater. The high sensitivity of the IIT Gen. III on the base of GaAs with "blue" photocathode is ensured by optimizing the photocathode thickness and composition of buffer layer. By changing the composition and design of the photocathode buffer layer, it was possible to obtain a GaAs ECO photocathode in FDM samples with a quantum efficiency of up to 30 % at the wavelength of a pulsed Nd:YAG laser. The article also substantiates the need for additional development a IIT Gen. III with the photocathode based on a triple GaAsP compound, which currently has a quantum efficiency of up to 50 % at a wavelength of 532 nm [5].

Keywords: underwater vision; Image Intensifier Tubes; active-pulse system; pulsed laser; photocathode; quantum efficiency.

REFERENCES

1. Volkov V. G., Special Technics, № 5 (2001).
2. Karasik V. E. and Orlov V. M., Laser location vision systems. Moscow, N. E. Bauman MGTU, 2013.
3. Dolin L. S. and Levin I. M., Theory of underwater vision. Leningrad, Gidrometeoizdat, 1991.
4. Gruzevich Yu. K., Optoelectronic night vision devices. Moscow, FIZMATLIT, 2014.
5. Catalog of the company «HAMAMATSU PHOTONICS»: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/II_TII0007E.pdf (date of access: 01.02.2025).

УДК 538.958
EDN: KKUECG

PACS: 82.35 Np

Механизмы взаимодействия молекул поливинилового спирта и углеродных наночастиц в водных растворах

С. В. Лихоманова, Н. В. Каманина

Представлены результаты исследования спектральных характеристик и вязкостных параметров водных растворов поливинилового спирта (ПВС), сенсibilизированного водным раствором оксида графена при различных концентрациях (по отношению к сухому веществу ПВС) и углеродными наночастицами (фуллереном C_{70} и одностенными углеродными нанотрубками (ОУНТ)) в концентрации 0,1 вес. %. Полученные электронные спектры чистых растворов ПВС демонстрируют поглощение на длине волны 275–280 нм функциональной карбонильной группы ($C=O$), входящей в состав поливинилового спирта. Оксид графена, используемый в виде водного раствора, нейтрализует электронный переход карбонильной группы, что приводит к отсутствию пика поглощения в УФ-области. Сенсibilизация углеродными наночастицами C_{70} и ОУНТ сохраняет все переходы, характерные для поливинилового спирта. Снижение вязкости растворов ПВС-оксид графена связано с увеличенным расстоянием между молекулами поливинилового спирта за счет расположения между ними слоев оксида графена. Рост вязкости для водных растворов ПВС, сенсibilизированных C_{70} и ОУНТ, объясняется наличием крупных кластеров углеродных наночастиц, которые не взаимодействуют с полимерными молекулами ПВС.

Ключевые слова: поливиниловый спирт; оксид графена; углеродные нанотрубки; фуллерены; электронные переходы; динамическая вязкость.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-78-83

Введение

Поливиниловый спирт является полимерным материалом, который обладает уникальными характеристиками, что делает его привлекательным объектом исследования с целью улучшения механических, оптических,

электрических и других параметров [1–5]. Среди основных преимуществ ПВС можно выделить способность образовывать гибкие и прочные оптически прозрачные пленки. Пленкообразующие свойства ПВС позволяют применять его в качестве основы для создания тонкопленочных поляризаторов. Следует от-

Лихоманова Светлана Владимировна^{1,2,3}, н.с., доцент, к.ф.-м.н.

E-mail: lsv-87@bk.ru

Каманина Наталья Владимировна^{1,3,4}, в.н.с., нач. отд., д.ф.-м.н.

¹ АО «НПО ГОИ им. С. И. Вавилова».

Россия, 192171, Санкт-Петербург, ул. Бабушкина, 36, корп. 1.

² Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения.

Россия, 190000, Санкт-Петербург, ул. Большая Морская, 67, лит. А.

³ НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ.

Россия, 188300, Ленинградская обл., г. Гатчина, мкр. Орлова Роща, 1.

⁴ СПбГЭТУ «ЛЭТИ».

Россия, 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5, лит. Ф.

Статья поступила в редакцию 19.08.2024

После доработки 27.12.2024

Принята к публикации 14.01.2025

© Лихоманова С. В., Каманина Н. В., 2025

метить, что возможность управлять поляризованным светом широко используется в современной оптоэлектронной технике, например, в жидкокристаллических дисплеях [6, 7].

В ряде предыдущих работ было показано улучшение оптических характеристик поляризаторов на основе поливинилового спирта, объем которого был сенсibilизирован углеродными (оксидом графена, фуллереном C_{70} и шунгитом) и кварцевыми наночастицами [8, 9]. Результаты работ демонстрируют рост пропускания параллельной световой компоненты в области длин волн 500–750 нм. В качестве объяснения наблюдаемым данным вводится предположение о более одноосной ориентации полимерных цепей ПВС за счет формирования дополнительного ориентирующего каркаса из углеродных наночастиц. По классической технологии изготовления йодно-поливинилспиртовых поляризаторов, после окрашивания прозрачной пленки ПВС в растворе йода происходит механическое растяжение увлажненных пленок. Степень растяжения влияет на расположение ламелей ПВС относительно друг друга. При строго параллельной ориентации ПВС-цепей, внутрь которых встроены атомы йода, происходит максимальное поглощение скрещенной световой компоненты. Если же молекулы располагаются под некоторыми углами, то полученная поляризация будет частичной.

Целью данной работы было изучение механизмов взаимодействия полимерных молекул ПВС и углеродных наноматериалов методами измерения динамической вязкости и оптической плотности растворов ПВС-углеродный сенсibilизатор.

Экспериментальная часть

Для исследования механизмов взаимодействия полимерной молекулы ПВС с углеродными наносенсibilизаторами в работе были изучены оптические параметры водных 1 %-х растворов поливинилового спирта. Для изготовления раствора был использован ПВС марки 40/2 [10]. Указанная марка поливинилового спирта является рекомендуемой для создания оптических поляризаторов на основе отечественных компонентов. Концентрация ПВС составляла 1 вес. % от растворителя (дистиллированной воды). Необходимое

количество сухого ПВС было оставлено на одни сутки в дистиллированной воде для набухания полимерных молекул, после чего путем постоянного перемешивания при температуре водяной бани 100 °С на протяжении четырех часов был получен однородный прозрачный водный раствор ПВС. Углеродные сенсibilизаторы были добавлены в основной раствор, остывший до температуры порядка 35 °С (рис. 1). Сенсibilизированный раствор ПВС был дополнительно перемешан. Сенсibilизаторами выступали водный раствор оксида графена, фуллерены C_{70} и одностенные углеродные нанотрубки. Концентрация фуллерена и ОУНТ составляла 0,1 вес. % относительно сухого ПВС. Порошок фуллерена C_{70} с чистотой смеси ~ 97 %, а также углеродные нанотрубки (SWCNTs, тип #704121, с варьируемым диаметром в диапазоне 0,7–1,1 нм) были приобретены в фирме Aldrich Co. Раствор поливинилового спирта с оксидом графена был изучен при трех концентрациях сенсibilизатора – 0,05; 0,1 и 0,15 вес. %. Данные концентрации были рассмотрены в рамках проведенных ранее работ по исследованию поляризационных характеристик йодно-поливинилспиртовых поляризаторов [11]. Заметим, что оксид графена был получен от отечественного производителя – Тамбовского ООО «НаноТехЦентр». Анализируя данные, представленные на рисунке 1 (см. бюксы с номерами 2–4) для таких составов, можно сказать, что получены однородные композиты, изменение в цвете которых соответствует увеличению концентрации графенового сенсibilизатора.

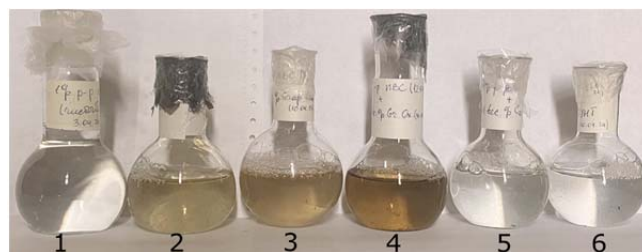


Рис. 1. Водные растворы 1 % поливинилового спирта, сенсibilизированные: 1 – несенсibilизированный раствор ПВС; 2 – 0,05 вес. % оксида графена; 3 – 0,1 вес. % оксида графена; 4 – 0,15 вес. % оксида графена; 5 – 0,1 вес. % фуллерена C_{70} ; 6 – 0,1 вес. % одностенных углеродных нанотрубок

С помощью спектрофотометра СФ-26 были исследованы спектры пропускания в

УФ- и видимом диапазонах спектра 1 %-х растворов ПВС с углеродными сенсibilизаторами. Используя полученные значения пропускания, была рассчитана оптическая плотность образцов (D). Данные представлены на рисунке 2.

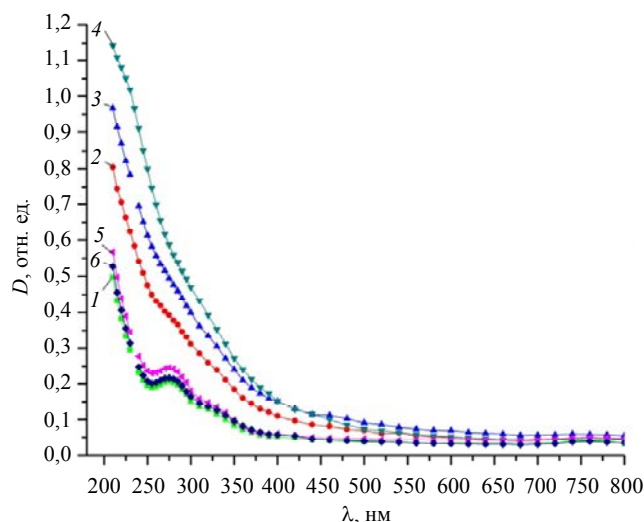


Рис. 2. Оптическая плотность водных 1 %-х растворов поливинилового спирта сенсibilизированных: 1 – несенсibilизированный раствор ПВС; 2 – 0,05 вес. % оксида графена; 3 – 0,1 вес. % оксида графена; 4 – 0,15 вес. % оксида графена; 5 – 0,1 вес. % фуллерена C_{70} ; 6 – 0,1 вес. % одностенных углеродных нанотрубок

Анализ графиков показывает, что сенсibilизация оксидом графена приводит к изменению оптической плотности растворов в УФ-диапазоне. На длине волны 275–280 нм для 1 %-го раствора поливинилового спирта с оксидом графена при всех рассмотренных концентрациях наноматериала отсутствуют пики (рис. 2, кр. 2–4), характерные для несенсibilизированного ПВС (кр. 1). Также были измерены значения динамической вязкости растворов на вибровязкозиметре SV-1A («A&D Company Limited» (Япония)). Значения динамической вязкости в работе представлены в относительных единицах (η), т. к. задача состояла в сравнении данных для сенсibilизированного и несенсibilизированного 1 %-го раствора поливинилового спирта (рис. 3).

Сенсibilизация оксидом графена водного 1 %-го раствора поливинилового спирта уменьшает вязкость на 5–13 % относительно несенсibilизированного раствора ПВС. Рас-

творы ПВС с фуллереном C_{70} и ОУНТ имеют большее значение вязкости, отличающееся на 13 и 8 %, соответственно.

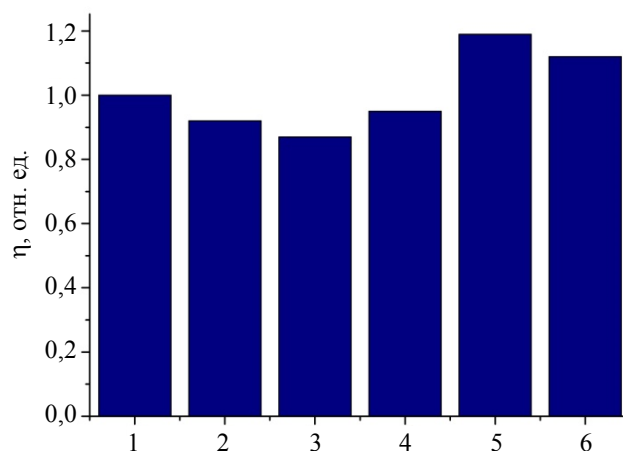


Рис. 3. Динамическая вязкость водных 1 %-х растворов поливинилового спирта сенсibilизированных: 1 – несенсibilизированный раствор ПВС; 2 – 0,05 вес. % оксида графена; 3 – 0,1 вес. % оксида графена; 4 – 0,15 вес. % оксида графена; 5 – 0,1 вес. % фуллерена C_{70} ; 6 – 0,1 вес. % одностенных углеродных нанотрубок

Обсуждение результатов

Поливиниловый спирт имеет химическую формулу $(CH_2CHOH)_n$. Однако в молекуле могут в небольшом количестве присутствовать другие химические группы: карбонильные, ацетатные, эфирные мостики и другие структурные неоднородности [12]. График оптической плотности, представленный на рисунке 2, демонстрирует пик поглощения на длине волны 270–280 нм для несенсibilизированного раствора ПВС и растворов ПВС, с добавлением фуллерена C_{70} и одностенных УНТ (рис. 1, кр. 1, 5 и 6). Данный пик приписывается переходу $n \rightarrow \pi^*$ карбонильной группы $C=O$, который в кислой среде исчезает [13]. Согласно литературным данным, водные растворы оксида графена имеют высокую кислотность [14, 15] с коэффициентом $pH = 2,1–3,5$. Таким образом, при сенсibilизации поливинилового спирта раствором оксида графена происходит протонирование неподеленной пары электронов атома кислорода карбонильной группы ПВС. В одном из предыдущих исследованиях [11] была представлена модель межмолекулярного взаимодействия ПВС и оксида графена, которая

состояла в предположении образования водородных связей между гидроксильными группами ПВС и ионами кислорода графеновых функциональных групп. Наблюдаемая в данном исследовании взаимосвязь между рассматриваемыми молекулами подтверждает их химическое взаимодействие с образованием устойчивого соединения. Для практического применения важно отметить, что сенсibilизатор на основе оксида графена является более подходящим агентом для повышения пропускания параллельной световой компоненты при изготовлении тонкопленочных поляризаторов света [11].

Результаты по измерению вязкости демонстрируют ее рост для растворов с наночастицами фуллерена и УНТ. Снижение значений вязкости для растворов с оксидом графена можно объяснить следующими причинами. Во-первых, рассматриваемый нами сенсibilизатор, а именно: оксид графена – используется в виде водного раствора. Таким образом, его добавление в раствор ПВС снижает концентрацию ПВС относительно воды. Большее снижение значений вязкости не происходит, т.к. объем раствора оксида графена остается сравнительно небольшим. В качестве второй причины может быть рассмотрена модель образования химического соединения между плоскостями оксида графена и полимерными молекулами ПВС. Взаимодействие с образованием новых связей может приводить к увеличению расстояния между цепочками поливинилового спирта, что, соответственно приводит к уменьшению сил сопротивления между слоями ПВС. Наименьшая вязкость (0,87 отн. ед. относительно несенсибилизированного раствора) наблюдается для раствора ПВС с 0,1 вес. % оксида графена; использование меньшей (0,05 вес. %) и большей (0,15 вес. %) массы сенсibilизатора приводит к снижению относительной динамической вязкости на 8 % и 5 %, соответственно. Данную зависимость можно интерпретировать как определение оптимальной концентрации сенсibilизатора – малая добавка оксида графена не является достаточной для максимально эффективного разделения слоев ПВС, а при большей добавке в вязкость вносят вклад пластины оксида графена. Значительный рост вязкости для ПВС с углеродными наночастицами также связан с наличием нерастворенных клас-

теров фуллеренов и углеродных нанотрубок. Размер моновена молекулы поливинилового спирта составляет около 0,257 нм [12], диаметр углеродной нанотрубки варьируется от 0,5 до 2 нм [16], размер эллипсоидной молекулы C_{70} – 0,69 нм×0,78 нм [17]; толщина графеновых нанопластин достигает 2–6 нм [18]. Принцип действия вискозиметра основан на одновременном колебании двух металлических пластин сенсора. Соответственно рост вязкости может быть вызван наличием в растворе крупных частиц, которые, взаимодействуя с сенсорными пластинами, оказывают большое сопротивление, и как следствие – значение вязкости растёт.

Заключение

В работе показано, что при сенсibilизации водного раствора поливинилового спирта раствором оксида графена образуется связь между молекулами ПВС и функциональными группами оксида графена. Новая связь приводит к изменению оптического поглощения в растворе сенсibilизированного ПВС на длине волны 275–280 нм. Так как ПВС является основой для создания оптических поляризаторов и светофильтров, то наблюдаемый эффект, с практической точки, позволяет создавать оптические ПВС-элементы с равномерным ростом пропускания во всем оптическом спектре.

Оксид графена, добавленный к раствору ПВС, также приводит к снижению динамической вязкости, в то время как сенсibilизация фуллереном и углеродными нанотрубками повышает ее значение. Таким образом, можно изготавливать растворы ПВС для дальнейшего получения оптических пленок с возможностью варьирования силы трения между полимерными слоями, и, значит, итоговой толщиной получаемых пленок.

Отметим в заключение, что проведенные ранее исследования спектральных и поляризационных характеристик йодно-поливинилспиртовых поляризаторов, сенсibilизированных углеродными наноматериалами, показали рост перечисленных характеристик. Результаты исследований, представленных в данной работе, вместе с результатами, полученными ранее, позволяют рассматривать сенсibilиза-

цию поливинилового спирта углеродными наночастицами в качестве способа получения оптических элементов с варьируемыми параметрами (оптическим пропусканием, толщиной, степенью поляризации).

*Исследование выполнено за счет гранта
Российского научного фонда № 24-23-00021,
https://rscf.ru/prjcard_int?24-23-00021.*

ЛИТЕРАТУРА

1. Mohaimeed A. A. / Iraqi Journal of Nanotechnology, synthesis and application. 2022. № 3. P. 59–70.
2. Cutroneo M., Silipigni L., Malinsky P., Slepicka P., Franco D., Torrisi L. / Polymers. 2024. Vol. 16. P. 1390.
3. Alkhaldi H., Alshorafa Z., Albarqi W., Alzaharani M., Madani M. / Materiali in tehnologije / Materials and technology. 2022. Vol. 56. № 1. P. 19–26.
4. Changzhi Z., Fei F., Ziyang Z., Hongliang L., Shengjiang C. / Optics and Lasers in Engineering. 2022. Vol. 149. P. 106798.
5. Majeed A. H., Nawras K. Al - Sh., Alaa A. M. / Optical and Quantum Electronics. 2023. Vol. 55. P. 1016.
6. Liu S., Li Y., Su Y. / Crystals. 2023. Vol. 13. P. 1639.
7. Choi T.-H., Lee H. W., Uk Ha J. / Appl. Opt. 2023. Vol. 62. № 3. P. 584–591.
8. Kamanina N., Fedorova L., Likhomanova S., Zubtcova Y., Kuzhakov P. / Nanomaterials. 2024. Vol. 14. P. 737.
9. Каманина Н. В., Федорова Л. О., Лихоманова С. В. / Жидк. крист. и их практич. использ. 2024. Т. 24. № 2. С. 75–82.
10. ГОСТ 10779-78
11. Лихоманова С. В., Зубцова Ю. А., Каманина Н. В. / Оптический журнал. 2023. Т. 90. № 7. С. 101–106.
12. Розенберг М. Э. Полимеры на основе винилацетата. – Л.: Химия, 1983.
13. Брель А. К., Василькова Е. А., Ниязов Л. Н., Хайдаров А. А., Ахмедов В. Н. Спектральные методы анализа органических соединений. – Бухара: Издательство «Durдона», 2019.
14. Klímová K., Pumera M., Luxa J., Jankovský O., Sedmidubský D., Matějková S., Sofer Z. / J. Phys. Chem. C. 2016. Vol. 120. № 42. P. 24203–24212.
15. Димиев А. М. Оксид графена: механизм образования, структура и химические свойства: Диссертация д-ра хим.н. – Казань: КФУ, 2022.
16. Torres-Dias A. C. / Carbon. 2017. Vol. 123. P. 145–150.
17. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. / Успехи физических наук. 1993. Т. 163. № 2.
18. Melezhyk A. V., Tkachev A. G. / Nanosystems: physics, chemistry, mathematics. 2014. Vol. 5 (2). P. 294–306.

PACS: 82.35 Np

Interaction mechanisms of polyvinyl alcohol molecules with carbon nanoparticles in aqueous solutions

S. V. Likhomanova^{1,2,3} and N. V. Kamanina^{1,3,4}

¹ JSC S. I. Vavilov State Optical Institute
36/1 Babuskina st., St. Petersburg, 192171, Russia
E-mail: lsv-87@bk.ru

² Saint-Petersburg State University of Aerospace Instrumentation
67 Bolshaya Morskaya st., St. Petersburg, 190000, Russia

³ NRC “Kurchatov Institute” – PNPI
1 mcr Orlova Rosha, Gatchina, Leningradskaya oblast, 188300, Russia

⁴ Saint Petersburg Electrotechnical University "LETI"
5 Profesora Popova st., St. Petersburg, 197376, Russia

Received 19.08.2024; revised 27.12.2024; accepted 14.01.2025

The investigations results of polyvinyl alcohol (PVA) 1 % aqueous solutions sensitized with a graphene oxide aqueous solution at different concentrations (0.05; 0.1 and 0.15 wt. % relative

to the PVA dry powder) and carbon nanoparticles (fullerene C_{70} , single walled nanotubes (SWCNTs)) at 0.1 wt. % concentrations spectral characteristics and viscosity parameters have been discussed in the present work. The electron spectra of the pristine PVA solutions have been demonstrated an absorption at a wave length 275–280 nm, that corresponds a carbonyl group ($C=O$) of the PVA molecule. The graphene oxide aqueous solution have been neutralized an electron transition of the carbonyl group that lead to miss the absorption peak in the UV spectral region. Carbon nanoparticles (C_{70} and SWCNTs) sensibilization have been kept the electron transitions of polyvinyl alcohol. The viscosity reduce of the PVA-graphene oxide solutions has connected with an increase of the distance between the PVA molecules due to the graphene oxide layers locations among them. The viscosity increase of the PVA aqueous solutions, sensitized with the fullerenes and the carbon nanotubes, have been explained the presence of massive carbon nanoparticles clusters that do not interact with the polymer PVA molecules.

Keywords: polyvinyl alcohol; graphene oxide; carbon nanotubes; fullerenes; electron transitions; viscosity.

REFERENCES

1. Mohaimeed A. A., Iraqi Journal of Nanotechnology, synthesis and application, № 3, 59–70 (2022).
2. Cutroneo M., Silipigni L., Malinsky P., Slepicka P., Franco D. and Torrisi L., Polymers **16**, 1390 (2024).
3. Alkhaldi H., Alshorafa Z., Albarqi W., Alzahrani M. and Madani M., Materiali in tehnologije / Materials and technology **56** (1), 19–26 (2022).
4. Changzhi Z., Fei F., Ziyang Z., Hongliang L. and Shengjiang C., Optics and Lasers in Engineering **149**, 106798 (2022).
5. Majeed A. H., Nawras K. Al-Sh. and Alaa A. M., Optical and Quantum Electronics **55**, 1016 (2023).
6. Liu S., Li Y. and Su Y., Crystals **13**, 1639 (2023).
7. Choi T.-H., Lee H. W. and Uk Ha J., Appl. Opt. **62** (3), 584–591 (2023).
8. Kamanina N., Fedorova L., Likhomanova S., Zubtcova Y. and Kuzhakov P., Nanomaterials **14**, 737 (2024).
9. Kamanina N. V., Fedorova L. O. and Likhomanova S. V., Liq. Cryst. and their Appl. **24** (2), 75–82 (2024) [in Russian].
10. GOST 10779-78
11. Likhomanova S. V., Zubtcova Y. A. and Kamanina N. V., Journal of Optical Technology **90** (7), 414–416 (2023).
12. Rosenberg M. E. Polymeri na osnove vinylacetata. Leningrad, Chimia, 1983 [in Russian].
13. Brel A. K., Vasilkova E. A., Niazov L. N., Chaidarov A. A. and Achmedov V. N. Spectralnye metody analiza organicheskikh soedinenii. Buxara, Izdatelstvo “Durdona”, 2019.
14. Klímová K., Pumera M., Luxa J., Jankovský O., Sedmidubský D., Matějková S. and Sofer Z., J. Phys. Chem. C **120** (42), 24203–24212 (2016).
15. Dimiev A. M. Graphene oxide: a formation mechanism, a structure and chemical properties: Diss. Doctor chemical science. Kazan, KSU, 2022.
16. Torres-Dias A. C., Carbon. **123**, 145–150 (2017).
17. Eletskii A. V. and Smirnov B. M., Physics-Uspekhi **36** (3), 202–224 (1993).
18. Melezhyk A. V. and Tkachev A. G., Nanosystems: physics, chemistry, mathematics **5** (2), 294–306 (2014).

УДК 538.945.9
EDN: LPWZNH

PACS: 74.25

**Сверхпроводящая микрокристаллическая керамика YBCO:
корреляции структуры и свойств**

А. Э. Рабаданова, С. Х. Гаджимагомедов, Д. К. Палчаев, М. Х. Рабаданов,
Ш. П. Фараджев, Ж. Х. Мурлиева, С. А. Майоров, Г. Б. Рагимханов, Р. М. Эмиров

Изготовлена керамика состава $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ методом твердофазного спекания с заданной плотностью и оптимально насыщенная кислородом, проявляющая признаки преимущественной ориентации кристаллитов вдоль оси с. Проведены прецизионные рентгеноструктурные исследования термической деформации решетки для образца $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в сверхпроводящем состоянии. Изучены спектры комбинационного рассеяния с уточнением положения пиков с использованием функции Лоренца. Проведена оценка содержания кислорода и температуры сверхпроводящего перехода по исследованиям структуры, электрических и тепловых свойств. Показано, что начало сверхпроводящего перехода, определяемое по температурной зависимости электросопротивления, сопровождается сжатием решетки, после которого происходит рост объема в области срединных значений T_c . После перехода в сверхпроводящее состояние изменение объема стремится к нулю.

Ключевые слова: сверхпроводимость; $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$; тепловое расширение; теплоемкость; структура; электрические свойства.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-1-84-91

Введение

Сверхпроводящие материалы востребованы на практике в различных областях, включая транспорт, электронику, энергетику, медицину и аэрокосмическую промышленность, их активно используют при изготовлении двигателей, генераторов, кабелей, катушек и др. [1–3]. В последние годы проведено много экспериментальных и теоретических

исследований структуры и свойств высокотемпературных сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) с целью повышения температуры сверхпроводящего перехода T_c и плотности критического тока j_c в них путем замещений в системе и введения добавок из оксидов или перовскитов.

Сверхпроводник YBCO имеет перовскитоподобную структуру, которая состоит из двух гофрированных плоскостей CuO_2 , разде-

Рабаданова Аида Энверовна¹, преп. м.н.с.
Гаджимагомедов Султанахмед Ханахмедович¹,
ст. пред., с.н.с., к.ф.-м.н.
Палчаев Даир Каирович¹, профессор, д.ф.-м.н.
Рабаданов Муртазали Хулатаевич¹, профессор,
д.ф.-м.н.
Фараджев Шамиль Пиралиевич¹, вед. инженер, м.н.с.
Мурлиева Жарият Хаджиевна¹, профессор, д.ф.-м.н.
Майоров Сергей Алексеевич², в.н.с., д.ф.-м.н.
Рагимханов Гаджимирза Балагланович¹, доцент,
к.ф.-м.н.
E-mail: gb-r@mail.ru
Эмиров Руслан Мурадович¹, преп. м.н.с.

¹ Дагестанский государственный университет.
Россия, 367001, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43а.
² Объединенный институт высоких температур РАН.
Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2.

Статья поступила в редакцию 09.01.2025
После доработки 23.01.2025
Принята к публикации 1.02.2025
Шифр научной специальности: 1.3.8

© Рабаданова А. Э., Гаджимагомедов С. Х.,
Палчаев Д. К., Рабаданов М. Х., Фараджев Ш. П.,
Мурлиева Ж. Х., Майоров С. А., Рагимханов Г. Б.,
Эмиров Р. М., 2025

ленных слоев атомов иттрия, двумя слоями BaO и CuO. Данное соединение является анизотропным с параметром анизотропии, равным 5. В случае высокого содержания кислорода материал обладает орторомбической симметрией (пространственная группа Rmm). Сверхпроводимость этого материала и температура перехода сильно зависят от содержания и упорядочения атомов кислорода. Считается, что кислородная нестехиометрия для YBCO связана со смешанными валентностями меди (2 и 3), что также определяет связь между содержанием кислорода и параметрами решетки. В орторомбической фазе параметры решетки a и c уменьшаются с увеличением содержания кислорода, в то время как параметр b увеличивается [4, 5].

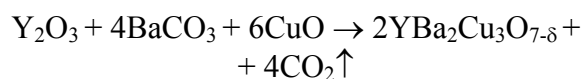
Многие принципиальные вопросы, касающиеся механизма сверхпроводимости и природы спаривания носителей заряда в этих сложных соединениях, остаются нерешенными до сих пор. Однако, ясно, что причиной высокой температуры перехода является нестабильность кристаллической решетки и/или аномальное поведение фононного спектра. Эта нестабильность проявляется, в частности, в виде аномалий фононного спектра, коэффициента теплового расширения $\alpha(T)$ при низких температурах, сингулярности упругих и акустических свойств [6–9].

Обнаруженные в [9] для монокристаллов YBCO вблизи T_c аномалии параметров решетки, имеющие противоположный знак в направлениях a и b , существенно зависят от содержания кислорода. В работе [10] отмечено, что аномалии решетки обусловлены динамическим, а не статическим характером расщепления Cu-O связи в плоскости CuO₂. При этом колебания ионов кислорода в двухъямном потенциале являются общим свойством для всех сверхпроводников с решеткой перовскита. При этом наблюдаемые аномалии коэффициента теплового расширения, наиболее вероятно, являются фундаментальным свойством сверхпроводников и требуют всестороннего исследования. На первом этапе для обнаружения характерных аномалий, в частности, теплового расширения, необходимо изготовление качественных образцов оксидных ВТСП [11].

В настоящей работе изготовлены образцы на основе YBCO с высоким содержанием сверхпроводящей фазы (до ~ 95 %), проявляющие признаки преимущественной ориентации кристаллитов вдоль оси c . Представлены результаты прецизионных рентгеноструктурных исследований термической деформации решетки для образца YBCO в сверхпроводящем состоянии.

Методика эксперимента

Микрокристаллические образцы были получены методом твердофазного спекания с использованием простых реагентов Y₂O₃ (~ 99,9 %), BaCO₃ (~ 99,9 %) и CuO (~ 99,9 %), взятых в эквивалентном соотношении, по следующей реакции:



Исходные реактивы перемешивались в агатовой ступке в течение 5–10 часов с добавлением этилового спирта. Перемешанные порошки прессовались при давлении ~ 100 МПа и далее синтезировались в печи при температуре 900 °C в течение 20 часов со скоростью нагрева 3 °C/мин. После первого этапа образцы измельчались, повторно перемешивались, прессовались и спекались: нагрев до 850 °C за 8 часов (скорость нагрева 1,7 °C/мин), далее за 6 часов температура поднималась до 910 °C, при которой выдерживались в течение 12 часов. Насыщение кислородом проводилось при 450 °C в течение 10 часов.

На рисунке 1 показаны диаграмма режима спекания и морфология соединения YBa₂Cu₃O_{7-δ} после спекания при 910 °C в течение 12 часов. На морфологии YBCO видна структура поверхности керамики поликристаллическая с различной ориентацией зерен. Наряду с агломератами с размерами порядка нескольких микрон, образованными из зерен примерно ~ 300 нм, наблюдаются поры (до ~ 10 мкм) и достаточно большие монокристаллические зерна (до ~ 30 мкм) неправильной формы, но с характерной огранкой. Результаты исследования элементного состава в различных областях, подтверждающие их однофазность.

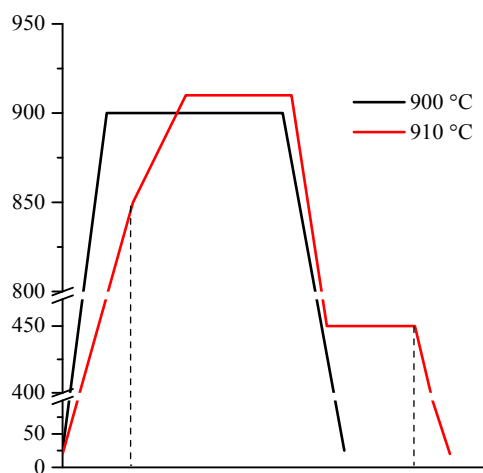


Рис. 1. Диаграмма режима спекания и морфология соединения YBCO после спекания при 910 °C

Дифракционный анализ проводился на дифрактометре SIEMENS D-500, оснащенном низкотемпературным криостатом. Загрузка образца осуществлялась при комнатной температуре с последующим охлаждением до азотных температур. Съемка проводилась на монокристалльной кремниевой подложке с размером кюветы для образца 15×20 мм. Сканирование проводилось с использованием рентгеновского излучения $\text{CuK}\alpha_{1,2}$ в схеме со вторичным монохроматором в интервале углов $2\theta = 5\div 70^\circ$ с шагом $0,02^\circ$ и экспозицией 12 с в каждой точке. Оценка параметров решетки проводилась с использованием программы High Score plus. Морфология определялась на сканирующем электронном микроскопе ASPEX Express на базе EDX детектора Omega Max. Спектры комбинационного рассеяния образцов исследовались на атомно-силовом микроскопе Ntegra Spectra (NT-MDT) (режим комбинационного рассеяния). Измерения электросопротивления образцов проводились на автоматизированной установке стандартным 4-х зондовым методом на прямоугольных образцах в диапазоне температур 84–300 К с использованием цифрового мультиметра Keithley 2002. Для присоединения медных выводов к образцам использовалась проводящая серебряная паста. Температура регистрировалась медь-константа-

новой термопарой. Скорость изменения температуры образца до перехода в сверхпроводящее состояние не превышала ~ 10 К/мин, а в области перехода – не более $\sim 0,1$ К/мин. Суммарная погрешность измерения электросопротивления образцов не превышала 3 %, а температуры $\pm 0,25$ К. Исследования теплотемкости проводили методом ас-калориметрии в диапазоне температур 20–160 К.

Результаты и обсуждение

На рисунке 2а приведена дифрактограмма, полученная для микрокристаллического образца YBCO. Результаты структурного анализа были получены с использованием модели кристаллической структуры из базы данных ICSD (PDF-2) № 98-004-4113 для пространственной группы Pmmm, Y (1/2 1/2 1/2), Ba (1/2 1/2 0.18386), Cu1 (0 0 0), Cu2 (0 0 0.35501), O1 (0 1/2 0), O2 (1/2 0 0.37825), O3 (0 1/2 0.37825), O4 (0 0 0.15867). Результат анализа показал следующие коэффициенты расхождения: взвешенный профиль $\omega R_p = 5,35$ %; профиль $R_p = 3,68$ %; «goodness of the fit» $\chi^2 = 5,4$; коэффициент Брэгга $R_B = 2,3$ %. Методом Ривельда получены следующие значения параметров кристаллической ячейки: $a = 3,827533$; $b = 3,886522$; $c = 11,68327$; $V = 173,7979$.

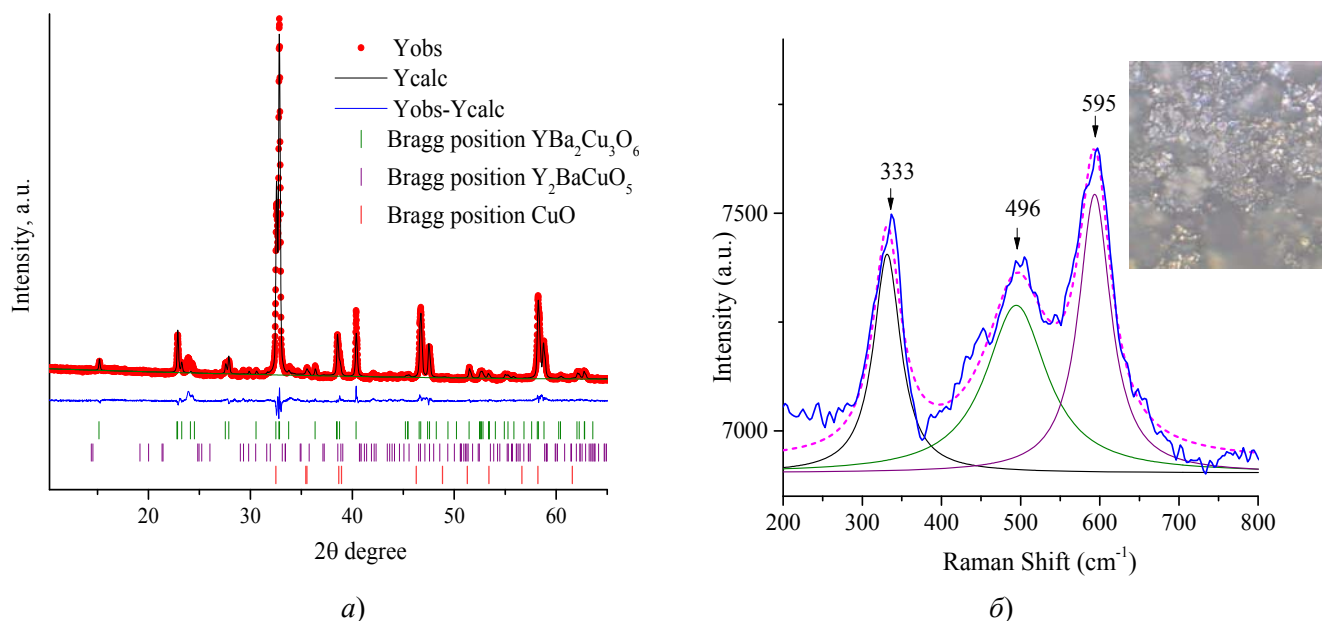


Рис. 2. Экспериментальная (красная), расчетная (черная) и дифференциальная (синяя) дифракционные картины образца YBCO при комнатной температуре – а); спектры комбинационного рассеяния – б). На вставке приведено изображение участка поверхности образца размера 100×100 мкм

Кристаллографическая плотность элементарной ячейки составляет $\sim 6,36 \text{ г/см}^3$. Помимо основных пиков YBCO, на дифрактограмме присутствуют незначительные пики, соответствующие фазам Y-211 и CuO. Содержание кислорода составляет $\sim 6,92$, что соответствует оптимальному содержанию кислорода в структуре YBCO с заполненными позициями O(1) в цепочках CuO вдоль оси *b*. На рисунке 2б приведены результаты исследования спектров комбинационного рассеяния с уточнением положения пиков с использованием функции Лоренца. Для микрокристаллического YBCO проявляются колебательные моды при $\sim 333 \text{ см}^{-1}$ соответствующее колебаниям атомов кислорода O(2) и O(3) в плоскостях CuO₂ (режим O(2, 3)-B_{1g}) и два пика при $\sim 496 \text{ см}^{-1}$ – колебания апикального кислорода O(4) вдоль оси *c* (режим O(4)-A_g) и $\sim 595 \text{ см}^{-1}$ связанные с колебаниями атомов Cu(1) и O(1) [12], интенсивность пика указывает на количество таких катионных нарушений или разрывов в цепях Cu–O. Содержание кислорода [13] по значению пиковой частоты при режиме O(4)-A_g в см^{-1} составляет $\sim 6,86$, что близко к значению, определенному по рентгеноструктурному анализу.

На рисунке 3 приведены результаты исследования $\rho(T)$ для образца после спекания

при температуре 910°C . Ход зависимости $\rho = f(T)$ металлический, значение ρ_{300} составляет $4,55 \times 10^{-3} \text{ Ом}\cdot\text{см}$. В интервале от 300 до 110 K температурный коэффициент сопротивления составляет $1,86 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. Начало перехода в сверхпроводящее состояние приходится на $\sim 90,5 \text{ K}$. Образец содержит несколько сверхпроводящих фаз с различным уровнем допирования и обладает шириной перехода (ΔT) $\sim 4 \text{ K}$. Содержание кислорода, определенное по значению T_c ($\sim 89,2 \text{ K}$), составляет $\sim 6,86$. Относительно большая ширина пика свидетельствует о наличии в образце сверхпроводящих фаз, близких по содержанию кислорода.

Значения теплоемкости образца YBCO в широком диапазоне температур от 20 до 160 K представлены на рисунке 3б. На вставке показано поведение C_p/T в окрестности T_c , где ниже $\sim 90 \text{ K}$ наблюдается отклонение от общей закономерности. Интервал наблюдаемой аномалии составляет $\sim 5\text{--}6 \text{ K}$, что несколько превышает ширину перехода в сверхпроводящее состояние, оцененную по зависимости $\rho(T)$. Как видно, температура начала отклонения от регулярности приходится на $\sim 90,2 \text{ K}$, что незначительно ниже (на $\sim 0,3 \text{ K}$), чем начало перехода на температурной зависимости электросопротивления.

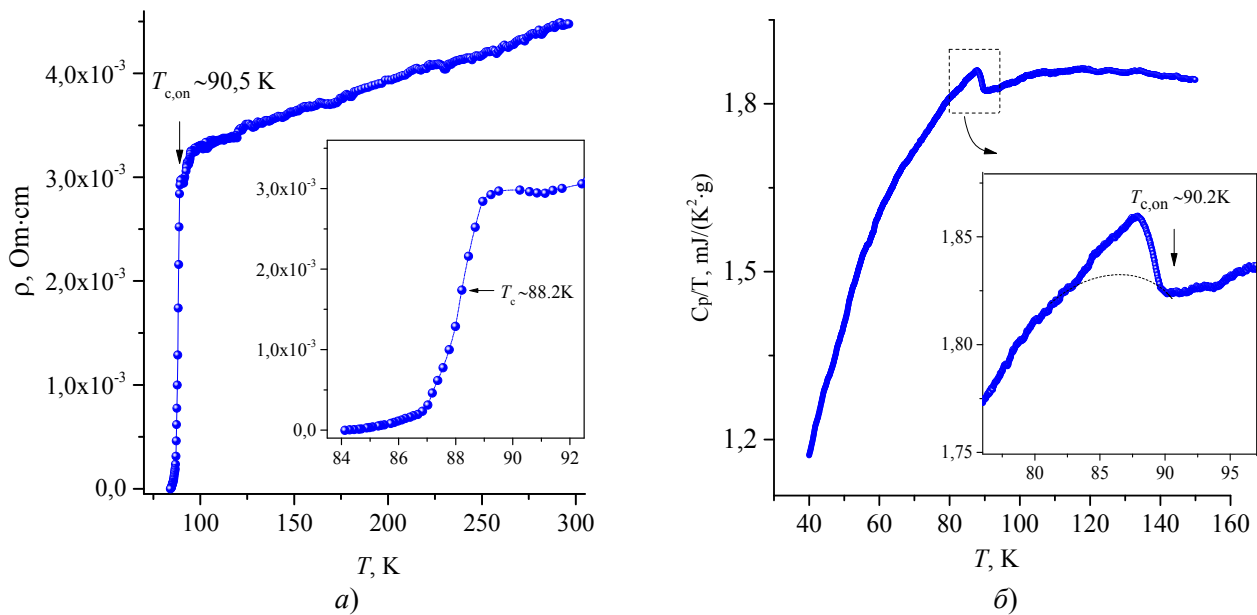


Рис. 3. Температурные зависимости удельного электросопротивления YBCO – а) и теплоемкости – б). На вставках приведены соответствующие зависимости в области сверхпроводящего перехода

Для данного микрокристаллического образца были проведены исследования рентгеноструктурного анализа в области перехода в сверхпроводящее состояние, по данным которых в программе HighScorePlus были определены структурные параметры.

На рисунке 4 приведены температурные зависимости электросопротивления $\rho(T)$ и $d\rho/dT$, объема решетки V и теплоемкости C_p/T в области сверхпроводящего перехода. Начало перехода $\sim 90,5 \text{ K}$ проявляется на всех свойствах этого образца в виде подъема на экстремаль для зависимости $d\rho/dT$ и уменьшения объема до минимума, после которого он резко возрастает с точкой перегиба при температуре $\sim 90,5 \text{ K}$. Максимумы на температурной зависимости $d\rho/dT$, определяющие значение температуры T_c при переходе, в пределах погрешности определения $d\rho/dT$, приходятся на температуры стрикции объема. Эти температуры хорошо согласуются и с температурой $\sim 89 \text{ K}$ на аномалии теплоемкости, полученной экстраполяцией температурной зависимости теплоемкости от низких и высоких температур. Начало сверхпроводящего перехода, определяемое по температурной зависимости электросопротивления, сопровождается сжатием решетки, после которого происходит

рост объема в области средних значений T_c и после перехода в сверхпроводящее состояние изменение объема становится незначительным.

Температурная зависимость электросопротивления показывает, что оно очень чувствительно к термической деформации решетки. Возникновение сверхпроводимости сильно коррелирует с особенностями формирования деформации решетки ВТСП. Эффекты возбуждения и релаксации элементарных зарядовых возбуждений в системе взаимодействующих поляризованных атомов [14] сопровождаются совершением работы по выходу системы из состояния равновесия и возвращению в новое состояние после термического воздействия. Согласно [15], детальное зарядовое равновесие в YBCO восстанавливается в результате искажения параметров решетки относительно ее идеализированного состояния, в результате перераспределения электронной плотности вокруг ядер, отличающейся от электронной плотности в нейтральных атомах. Устойчивость кристаллической структуры задается правилами Л. Полинга, предусматривающими поляризационную способность ионов [15] и их экранировки. При этом диэлектрическая экранировка локальной неод-

нородности зарядов ионов в пределах элементарной ячейки YBCO осуществляется при изменении концентрации обобществленных зарядовых возбуждений при незначительных деформациях решетки [15, 16]. Сжатие решетки приводит к повышению уровня допирования, на что указывает связь [4, 17] содержания кислорода и значения T_c с уменьшением параметра c . Такое сжатие объясняется выигры-

шем энергии при переходе в сверхпроводящее состояние [18]. Вблизи T_c наблюдаемый интересный эффект обусловлен разновидностью электронной неустойчивости [19]. Поэтому чувствительность зонной структуры элементарных зарядовых возбуждений к незначительным изменениям структуры является причиной наблюдаемой высокой чувствительности T_c к таким структурным изменениям.

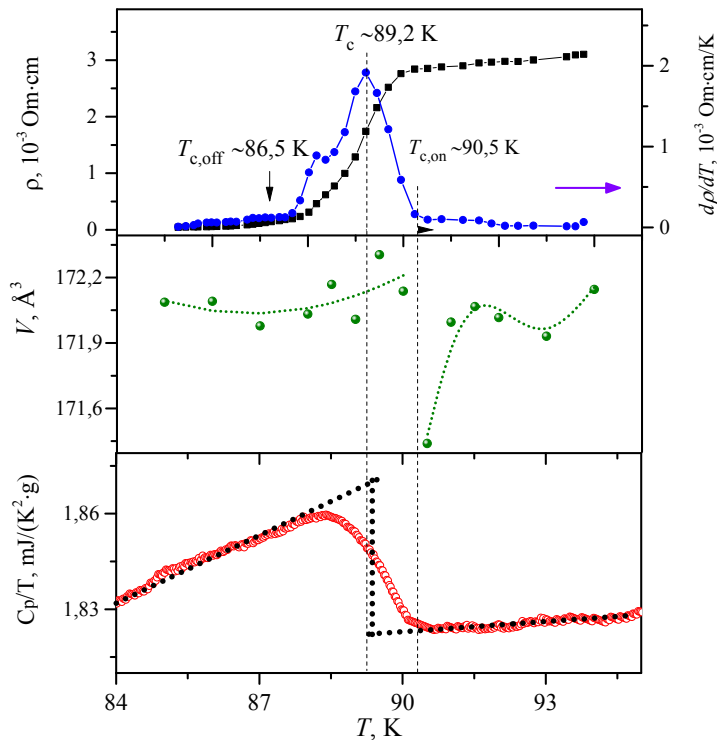


Рис. 4. Температурные зависимости ρ , $d\rho/dT$, V и C_p/T в области сверхпроводящего перехода

Итак, термодинамика процессов в этих системах непосредственно связана с квантовой электродинамикой формирования элементарных зарядовых возбуждений путем их индуцирования при соответствующих деформациях решетки.

Заключение

В настоящей работе проведены прецизионные рентгеноструктурные исследования термической деформации решетки для образца YBCO в сверхпроводящем состоянии. Установлено, что характер зависимости ρ – T металлический, начало перехода в сверхпроводящее состояние приходится на величину

~ 90,5 K, которая согласуется в пределах погрешности определения со значениями, определенными по исследованиям структуры и тепловых свойств. Начало перехода в сверхпроводящее состояние проявляется на всех свойствах в виде аномалий подъема на экстремаль для зависимостей $d\rho/dT$ и C_p/T от T , а также уменьшения удельного объема до минимума, после которого он резко возрастает с точкой перегиба, с последующим стремлением к нулю. Показано, что максимумы на температурной зависимости $d\rho/dT$, определяющие значение температуры T_c при переходе, приходятся на температуры стрикции объема. Предпринята попытка объяснения перехода в сверхпроводящее состояние с учетом особенностей деформации решетки ВТСП.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 20-32-90170 и Гос. задания FZNZ-2020-0002, а также при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00269-25-00).

Исследования выполнены с использованием оборудования НОЦ «Нанотехнологии» Дагестанского государственного университета. Экспериментальные данные по температурным зависимостям параметров решетки были получены в ИФТТ РАН. Исследования теплоемкости проводили в ИФ ДФИЦ РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yazdani-Asrami M., Sadeghi A., Atrey M. D. / International Journal of Refrigeration. 2022. Vol. 140. P. 70–81.
2. Kumar S., Dahiya M., Khare N. / Applied Physics A. 2024. Vol. 130. № 10. P. 1–8.
3. Sivasubramaniam K., Zhang T., Lokhandwal-la M. et al. / IEEE Transactions on applied superconductivity. 2009. Vol. 19. № 3. P. 1656–1661.
4. Cava R. J., Hewat A. W., Hewat E. A. / Physica C: Superconductivity. 1990. Vol. 165. № 5-6. P. 419–433.
5. Benzi P., Bottizzo E., Rizzi N. / Journal of Crystal Growth. 2004. Vol. 269. P. 625–629.
6. Srinivasan R., Girirajan K. S., Ganesan V., Radhakrishnan V., Rao G. S. / Physical Review B. 1988. Vol. 38. № 1. P. 889–892.
7. Titova S. G., Lukoyanov A. V., Pryanichnikov S. V., Cherepanova L. A., Titov A. N. / Journal of Alloys and Compounds. 2016. Vol. 658. P. 891–897.
8. Talantsev E. F., Strickland N. M., Wimbush S. C., Storey J. G., Tallon J. L., Long N. J. / Applied Physics Letters. 2014. Vol. 104. № 24.
9. Meingast C., Pasler V., Nagel P., Rykov A., Tajima S., Olsson P. / Physical Review Letters. 2001. Vol. 86. № 8. P. 1606.
10. Menushenkov A. / Journal of Synchrotron Radiation. 2003. Vol. 10. № 5. P. 369–370.
11. Рабаданова А. Э., Палчаев Д. К., Рабаданов М. Х. / Вестник Дагестанского государственного университета. Серия 1. Естественные науки. 2021. Т. 36. Вып. 3. С. 37–50.
12. Thomsen C., Kaczmarczyk G. / Handbook of vibrational spectroscopy. 2006. P. 2651–2669. doi: 10.1002/9780470027325.s6305
13. Huong P. V., Bruyere J. C., Bustarret E., Granchamp P. / Solid State Communications. 1989. Vol. 72. № 2. P. 191–194.
14. Slater J. C. Insulators, Semiconductors and Metals. – New York: McGraw-Hill, 1967.
15. Cava R. J., Batlogg B., Rabe K. M., Rietman E. A., Gallagher P. K., Rupp Jr L. W. / Physica C. 1988. Vol. 156. P. 523–527.
16. Božin E. S., Huq A., Shen B., Claus H., Kwok W. K., Tranquada J. M. / Physical Review B. 2016. Vol. 93. № 5. P. 054523.
17. Liang R., Bonn D. A., Hardy W. N. / Physical Review B. 2006. Vol. 73. № 18. P. 180505.
18. Anshukova N. V., Golovashkin A. I., Ivanova L. I. et al. / Physics of the Solid State. 2004. Vol. 46. P. 1394–1397.
19. Hardy F., Adelman P., Löhneysen H. V., Wolf T., Meingast C. / Physical review letters. 2009. Vol. 102. № 18. P. 187004.

PACS: 74.25

Superconducting microcrystalline ceramic YBCO: correlations of structure and properties

A. E. Rabadanova¹, S. Kh. Gadzhimagomedov¹, D. K. Palchaev¹, M. Kh. Rabadanov¹, Sh. P. Faradzhev¹, Zh. Kh. Murlieva¹, S. A. Mayorov², G. B. Ragimkhanov¹ and R. M. Emirov¹

¹ Dagestan State University, Makhachkala
43-a Gadzhiyev st., Makhachkala, Republic of Dagestan, 367000, Russia
E-mail: gb-r@mail.ru

² Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences
Bd. 2, 13 Izhorskaya st., Moscow, 125412, Russia

Received 09.01.2025; revised 23.01.2025; accepted 1.02.2025

Ceramics of the YBa₂Cu₃O_{7-δ} composition have been produced by solid-phase sintering with a given density and with the optimal content level of oxygen. The resulting material exhibits a

preferential orientation of crystallites along the c axis. Precision X-ray diffraction studies have been conducted to examine the thermal deformation of the lattice in a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ sample in its superconducting state. Raman spectra have been studied with the refinement of peak positions using the Lorentz function. The oxygen content and the superconducting transition temperature have been estimated based on studies of the structure, electrical, and thermal properties. It has been demonstrated that the onset of the superconducting transition, determined from the temperature dependence of the electrical resistance, is accompanied by lattice compression, followed by an increase in volume in the region of mid-values of T_c . After the transition to the superconducting state, the change in volume tends to zero.

Keywords: superconductivity; $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$; thermal expansion; heat capacity; structure; electrical properties.

REFERENCES

1. Yazdani-Asrami M., Sadeghi A. and Atrey M. D., International Journal of Refrigeration **140**, 70–81 (2022).
2. Kumar S., Dahiya M. and Khare N., Applied Physics A **130** (10), 1–8 (2024).
3. Sivasubramaniam K., Zhang T., Lokhandwalla M. et al., IEEE Transactions on applied superconductivity **19** (3), 1656–1661 (2009).
4. Cava R. J., Hewat A. W. and Hewat E. A., Physica C: Superconductivity **165** (5-6), 419–433 (1990).
5. Benzi P., Bottizoa E. and Rizzi N., Journal of crystal growth **269** (2-4), 625–629 (2004).
6. Srinivasan R., Girirajan K. S., Ganesan V., Radhakrishnan V. and Rao G. S., Physical Review B, **38** (1), 889 (1988).
7. Titova S. G., Lukoyanov A. V., Pryanichnikov S. V., Cherepanova L. A. and Titov A. N., Journal of Alloys and Compounds **658**, 891–897 (2016).
8. Talantsev E. F., Strickland N. M., Wimbush S. C., Storey J. G., Tallon J. L. and Long N. J., Applied Physics Letters **104** (24), 242601 (2014).
9. Meingast C., Pasler V., Nagel P., Rykov A., Tajima S. and Olsson P., Physical Review Letters **86** (8), 1606 (2001).
10. Menushenkov A., Journal of Synchrotron Radiation **10** (5), 369–370 (2003).
11. Rabadanova A. E., Palchaev D. K., Rabadanov M. Kh. et al., Herald of Dagestan State University **36** (3), 37–50 (2021).
12. Thomsen C. and Kaczmarczyk G., Handbook of vibrational spectroscopy, 2002, pp. 2651–2669.
13. Huong P. V., Bruyere J. C., Bustarret E. and Granchamp P., Solid State Communications **72** (2), 191–194 (1989).
14. Slater J. C., Insulators, Semiconductors and Metals. New York, McGraw-Hill, 1967.
15. Cava R. J., Batlogg B., Rabe K. M., Rietman E. A., Gallagher P. K. and Rupp Jr L. W., Physica C **156**, 523–527 (1988).
16. Božin E. S., Huq A., Shen B., Claus H., Kwok W. K. and Tranquada J. M., Physical Review B **93**, 054523 (2016).
17. Liang R., Bonn D. A. and Hardy W. N., Physical Review B **73**, 180505 (2006).
18. Anshukova N. V., Golovashkin A. I., Ivanova L. I. et al., Physics of the Solid State **46**, 1394–1397 (2004).
19. Hardy F., Adelmann P., Löhneysen H. V., Wolf T. and Meingast C., Physical review letters **102** (18), 187004 (2009).

Правила направления, рецензирования и опубликования научных статей (в редакции 2025 г.)

1. Журнал «Прикладная физика» ориентирован в основном на срочную публикацию кратких статей о последних достижениях в области физики, имеющих перспективу прикладного (технического и научного) применения. Журнал входит в новый Перечень ВАК, вступивший в действие 1 декабря 2015 г.

Направляя рукопись статьи в редакцию журнала, авторы передают редколлегии, учредителю и издателю журнала безвозмездное неисключительное право опубликовать ее на русском языке в качестве статьи в печатной версии журнала, в электронной версии журнала в сети Интернет и на лазерных дисках. При этом за авторами сохраняются их интеллектуальные права на рукопись статьи (в т. ч. «авторское право»). В связи с этим и с учетом Четвертой части (Раздел VII) Гражданского Кодекса РФ авторами должно быть представлено в редакцию письмо в следующей форме:

Лицензионный договор о передаче права на публикацию (издательский лицензионный договор)

Мы, нижеподписавшиеся, авторы рукописи _____ предоставляем редколлегии, учредителю и издателю журнала «Прикладная физика» безвозмездную простую (неисключительную) лицензию на публикацию рукописи статьи как в печатной, так и в электронной версиях журнала.

Мы подтверждаем, что данная публикация не нарушает интеллектуальных прав других лиц или организаций. Подписи авторов: _____ (ф. и. о., ученая степень, дата)

Статья должна быть подписана всеми авторами. В случае нескольких авторов указывается фамилия автора, ответственного за переписку с редакцией. Рукопись статьи направляется на адрес редакции журнала: 111538, Москва, ул. Косинская, д. 9, АО «НПО «Орион», Редакция журнала «Прикладная физика» или по электронной почте: advance@orion-ir.ru

2. Рукопись статьи в редакцию представляется обязательно на русском языке.

3. Рукопись статьи должна сопровождаться экспертным заключением о возможности публикации в открытой печати, оформленным в установленном порядке.

4. Объем статьи (вместе с рисунками, библиографией и англоязычной частью) не должен превышать **7 страниц** формата A4 при однократном межстрочном интервале. (Статью большего объема предлагается направлять в аффилированный журнал "**Успехи прикладной физики**", предназначенный для публикации развернутых статей и обзоров). Материал статьи представляется в печатном виде (на бумажном носителе) и в электронном варианте на CD/DVD-диске с текстом в формате Word (гарнитура шрифта – Times New Roman, размер шрифта – 12), причем текст уже должен содержать в нужном месте рисунки и подписи под ними. Однако следует избегать приведения в тексте излишне подробных и громоздких математических преобразований и выражений. Оформление статьи следующее:

- название раздела журнала;
- индекс УДК;
- код классификации PACS (https://publishing.aip.org/wp-content/uploads/2019/01/PACS_2010_Alpha.pdf);
- заголовок статьи;
- инициалы и фамилии авторов;
- аннотация статьи (10–15 строк с раскрытием цели работы и её основных результатов);
- ключевые слова;
- шифр научной специальности.

5. Основной текст статьи должен начинаться разделом «Введение» с четкой постановкой цели и задач работы, сопровождаемой аргументами в пользу ее выполнения на фоне существующего состояния затронутой в статье проблемы. Дальнейший текст статьи также должен иметь смысловые рубрикаторы (разделы и подразделы) без их нумерации. Заканчиваться статья должна отдельным разделом «Заключение» с перечислением основных результатов, следующих из них выводов и, по возможности, предложений по развитию исследований и использованию их результатов.

Внизу первой страницы текста помещается отдельный абзац (полуужирным шрифтом), содержащий контактную информацию об авторе (или авторах) (**обязательный раздел**): фамилия, имя, отчество (полностью), **e-mail (всех авторов)**, профили и регистрационные номера в наукометрических базах данных (SPIN-код, РИНЦ Author ID, ArXiv Author ID, Orcid ID, Scopus Author ID), ученая степень, звание, должность, почтовый адрес (предприятия).

Также необходимо указать ответственного за переписку с редакцией.

Авторы могут предложить возможных рецензентов (2–3 человека с указанием ФИО (полностью), места работы и адрес электронной почты). При этом предполагаемые кандидаты не должны работать в учреждениях, в которых работают авторы.

После основного текста – список использованных источников под названием «Литература».

Примеры обозначения в разделе "Литература" использованных источников.

Ссылка на **статьи** дается следующим образом: Фамилия И.О., название журнала, год, том, номер, номера страниц.

Иванов И. И. // Прикладная физика. 2022. № 1. С. 12–18.

Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. № 7. P. 3023–3034.

Ссылка на **книги**: Фамилия И.О., название книги, город, издательство, год. (При ссылке на определенную главу или страницу в книге после года ставится номер страницы.)

Корн Г., Корн Е. Справочник по математике. – М.: Наука, 1974.

Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982. С. 371.

Ультрафиолетовые технологии в современном мире / под ред. Кармазинов Ф. В. Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н. – Долгопрудный: Интеллект, 2012.

Ссылка на **материалы конференции**: Фамилия И.О., название публикации, место и дата проведения, номера страниц.

Романов А. В., Степович М. А., Филиппов М. Н. / Труды XVII Международного совещания «Радиационная физика твердого тела». – Севастополь, 2007. С. 592–599.

Ссылка на **патенты**: Фамилия И.О., название, вид, номер, год.

Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Якубов Р. Х. Вакуумный искровой разрядник. Патент на изобретение № 2654494 (РФ). 2018.

Ссылка на **диссертации и авторефераты**: Фамилия И.О., название работы (автореферата), дисс. ... канд. (д-ра) физ.-мат. наук, город, организация, год.

Гречихин В. А. Разработка и анализ компьютерных алгоритмов обработки одночастичных сигналов лазерных доплеровских анемометров: Автореф. дисс. канд. техн. наук. – М.: МЭИ, 1996.

Далее размещается подробная англоязычная информация о статье, необходимая для индексирования всего журнала, данной статьи и её авторов в международных наукометрических базах данных, а именно: PACS, название статьи, фамилия и инициалы авторов (английская транслитерация), предприятие, его почтовый адрес, e-mail автора (авторов), аннотация, ключевые слова (Keywords), пристатейная библиография (References); поскольку журнал распространяется и за рубежом, редакция оставляет за собой право корректировать английскую часть текста без изменения его смысла.

Оформление пристатейной библиографии в англоязычной части статьи (References) имеет свои особенности. В частности, если цитируемая книга или монография является русскоязычным переводом с зарубежного издания, то указываются исходные данные этого издания (авторы, название книги, издательство, город или страна, год издания), а также русскоязычное издательство и год издания на русском языке. Ниже приведены основные примеры обозначения использованных источников в разделе References:

Статья из журнала:

Ivanov I. I., Applied Physics, № 1, 12–18 (2022) [in Russian].

Lang D. V., J. Appl. Phys. 45 (7), 3023–3034 (1974).

Примечание: если русскоязычный журнал имеет печатный англоязычный аналог, то используется английское название аналога и номера страниц должны быть указаны из него. Если англоязычного аналога нет, то применяется английская транслитерация русскоязычного названия.

Книга:

Korn G. and Korn E., Mathematical Handbook. New York-London, McGraw-Hill Book Company, 1968; Moscow, Nauka, 1974.

Ultraviolet technologies in the modern world / ed. Karmazinov F. V., Kostyuchenko S. V., Kudryavtsev N. N. Dolgoprudny, Intellect, 2012 [in Russian].

Материалы конференции:

Romanov A. V., Stepovich M. A., and Filippov M. N. Proc. XVII Intern. Meeting on Radiation Physics of Solid State. Sevastopol, 2007, pp. 592–599.

Патенты:

Davydov S. G., Dolgov A. N., Yakubov R. H. Vacuum spark gap. Patent for invention № 2654494 (RF). 2018.

Диссертации и авторефераты:

Grechikhin V. A. Development and analysis of computer algorithms for processing single-particle signals of laser Doppler anemometers: Abstract. Diss. Candidate of Technical Sciences. M., MEI, 1996.

6. Список использованных источников («Литература») должен соответствовать всем ссылкам на внешние источники в тексте статьи. Эти ссылки оформляются в квадратных скобках, например, [1–3], [7, 8]. Внутренние ссылки, т. е. ссылки на формулы, рисунки и таблицы статьи оформляются с использованием круглых скобок, например, формула (3), уравнение (1), (рис. 2), (табл. 3). Любые ссылки в подписях к рисункам и в самих рисунках не рекомендуются.

7. Количество рисунков и фотографий для типовой статьи не должно превышать 4. Если один рисунок содержит два, три или более вариантов графических (или фото) изображений типа «рис. 2а», «рис. 2б» и т. д., то каждый отдельный вариант в этом случае засчитывается как отдельный рисунок. При превышении вышеуказанных лимитов на количество рисунков (фотографий) статья возвращается авторам на переработку. Графика (черно-белая и цветная) представляется непосредственно в нужном месте в статье и в желаемом масштабе. Рядом с осями графиков указываются отображаемые физические величины только (**строго!**) в символьной (буквенной) форме, а через запятую – размерность величины по-русски (прямым шрифтом). Различные кривые на графиках рекомендуется нумеровать, даже если они характеризуются отдельным цветом или типом линии. Графики представляются только (**строго!**) на белом фоне. Вспомогательные сетки на площади графика не допускаются.

8. Подписи под соответствующими рисунками представляются в нужных местах текста. Каждая подпись должна быть по возможности лаконичной, но емкой по содержанию. Любой указываемый в подписи физический (технический) символ должен иметь там же свое словесное раскрытие.

9. Простые формулы вводить в текст в формате используемого текстового редактора, более сложные формулы – с использованием редактора формул MathType. Стандартные математические обозначения (например, $\tan$, $\log$, $\sin$, $\exp$ и т. д.) должны быть набраны прямо. То же относится к цифрам и числам. Номера формул пишутся справа в круглых скобках. Для символьного обозначения не векторных физических (технических) величин использовать только латинский и греческий алфавиты, при этом в тексте для греческих букв использовать прямой шрифт, для латинских букв – наклонный шрифт (курсив). Векторы и матрицы обозначать полужирным прямым шрифтом (предпочтительнее) или стрелкой над курсивным символом вектора (менее желательно). Для нижних и верхних индексов применять арабские цифры, латинские или греческие буквы, но если индекс, обычно нижний, представляет собой краткую (сокращенную) форму русского слова-характеристики, то допустимо использовать в его обозначении русские буквы (прямой шрифт), например $U_{\text{вх}}$, $I_{\text{вых}}$, $\nu_{\text{гр}}$ и т. п. Размерность физических величин обозначается всегда только по-русски прямым шрифтом.

10. Таблицы выполнять в соответствии со следующими требованиями: верхняя строка – наименование данных и размерность; следующие строки – сами данные.

11. Формулы, таблицы и рисунки должны иметь свою отдельную сквозную нумерацию. Если на конкретную формулу нет дополнительных (возвратных) ссылок в тексте или она в единственном числе, то нумерация ее не нужна. Единственные таблица и/или рисунок также не нумеруются.

12. Рукописи, а также CD/DVD-диски редакцией не возвращаются.

13. Авторы (или автор) каждой статьи после ее публикации в очередном номере журнала имеют право на получение от редакции электронной версии статьи в PDF-формате (редактор Adobe Acrobat).

14. При публикации в журнале каждая статья (в контактной информации) сопровождается сноской со знаком охраны авторского права ©, поставленным перед фамилией автора (фамилиями авторов) и годом издания. В статье указывается также дата поступления статьи в редакцию.

Прикладная физика: Научно-технический журнал / ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», 2025.
№ 1. С. 1–94.

Подписано в печать 6.02.2025

Формат А4. Бумага офсетная.

Печать цифровая.

Тираж 140 экз. Цена договорная.

Отпечатано в типографии ООО РПК «ВАШ ФОРМАТ».

Адрес: 119071, Москва, ул. Малая Калужская, 15.

Тел. (495) 749-45-84