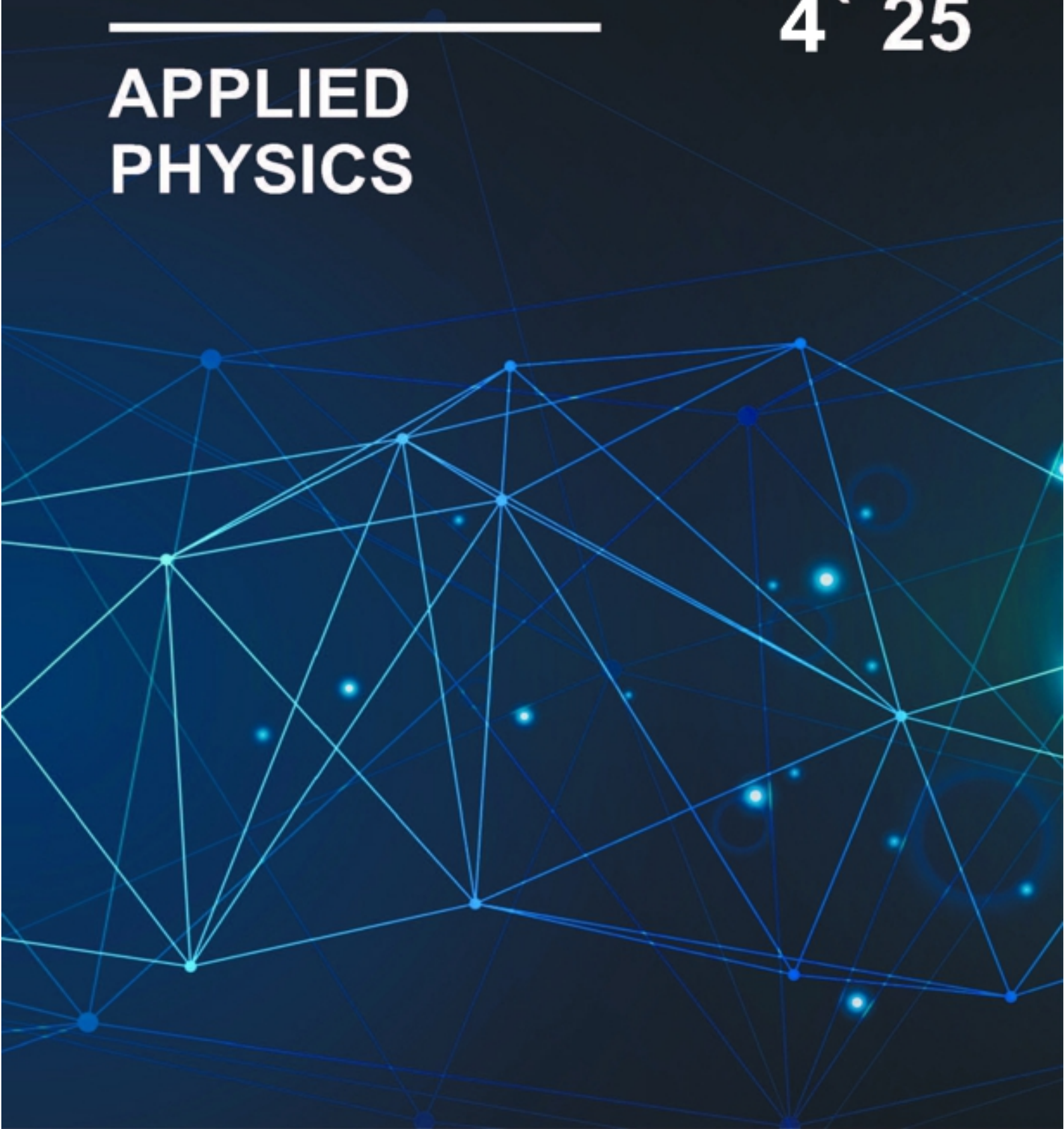


ISSN 1996-0948
e-ISSN 2949-561X (Online)

**ПРИКЛАДНАЯ
ФИЗИКА**

**APPLIED
PHYSICS**

4` 25



Редакционная коллегия

Андреев Степан Николаевич	д.ф.-м.н., Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия
Болтарь Константин Олегович	д.ф.-м.н., профессор, ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, Россия
Василяк Леонид Михайлович	д.ф.-м.н., профессор (<i>зам. гл. ред.</i>), Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия
Гусейн-заде Намик Гусейнович	д.ф.-м.н., профессор, Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия
Иванов Вячеслав Алексеевич	к.ф.-м.н., доцент, Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия
Иванов Виктор Владимирович	д.ф.-м.н., профессор, член-корреспондент РАН, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия
Конов Виталий Иванович	д.ф.-м.н., академик РАН, Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия
Климанов Евгений Алексеевич	д.т.н., профессор, ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, Россия
Лебедев Юрий Анатольевич	д.ф.-м.н., Институт нефтехимического синтеза Российской академии наук, Москва, Россия
Лямшев Михаил Леонидович	к.ф.-м.н., Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия
Майоров Сергей Алексеевич	д.ф.-м.н., Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия
Никитов Сергей Аполлонович	д.ф.-м.н., академик РАН, профессор, Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, Москва, Россия
Пономаренко Владимир Павлович	д.ф.-м.н., профессор, ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, Россия
Попов Сергей Викторович	д.т.н., Холдинг «Швабе», Москва, Россия
Холоднов Вячеслав Александрович	д.ф.-м.н., профессор, Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, Москва, Россия
Хомич Владислав Юрьевич	д.ф.-м.н., академик РАН, Институт электрофизики и электроэнергетики Российской академии наук, Москва, Россия
Яковлева Наталья Ивановна	д.т.н., ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, Россия
Ямщиков Владимир Александрович	д.т.н., член-корреспондент РАН, Институт электрофизики и электроэнергетики Российской академии наук, Москва, Россия

Editorial Board

Stepan Andreev	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Konstantin Boltar	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, RD&P Center ORION, Moscow, Russia
Leonid Vasilyak	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor (<i>Deputy Editor-in-Chief</i>), Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Namik Gusein-zade	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Vyacheslav Ivanov	PhD (Phys.-Math.), Associate Professor, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Victor Ivanov	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences, Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russian
Vitaly Konov	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Academician of the Russian Academy of Sciences, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Evgeniy Klimanov	Dr. Sci. (Eng.), Professor, RD&P Center ORION, Moscow, Russia
Yuri Lebedev	Dr. Sci. (Phys.-Math.), A. V. Topchiev Institute of Petrochemical Synthesis of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Michael Lyamshev	PhD (Phys.-Math.), Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Sergey Maiorov	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Sergey Nikitov	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Academician of the Russian Academy of Sciences, Kotelnikov Institute of RadioEngineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Vladimir Ponomarenko	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, RD&P Center ORION, Moscow, Russia
Sergey Popov	Dr. Sci. (Eng.), Shvabe Holding, Moscow, Russia
Vyacheslav Kholodnov	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Kotelnikov Institute of RadioEngineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Vladislav Khomich	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Academician of the Russian Academy of Sciences, Branch of Federal State Budgetary Scientific Institution for Electrophysics and Electric Power of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Natalia Iakovleva	Dr. Sci. (Eng.), RD&P Center ORION, Moscow, Russia
Vladimir Yamshchikov	Dr. Sci. (Eng.), Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences, Branch of Federal State Budgetary Scientific Institution for Electrophysics and Electric Power of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА®

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

2025, № 4

Основан в 1994 г.

Москва

СОДЕРЖАНИЕ

ОБЩАЯ ФИЗИКА

Расчет спектральной плотности излучения чёрных (серых) тел и субволновых частиц
Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д., Хафизов Р. З.

5

ФОТОЭЛЕКТРОНИКА

Метод экспресс-контроля интегрального коэффициента пропускания оптических элементов
Полесский А. В., Семенченко Н. А., Зарипов Ш. И., Машошин Д. А.

16

Модель и расчет скорости генерации и рекомбинации носителей зарядов для структуры $\text{ZnO}/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3/\text{NiO}$ перовскитного солнечного элемента
Кармоков А. М., Козырев Е. Н., Агоев А. З., Молоканов О. А., Кармокова Р. Ю.

24

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ

Определение напряженности электрического поля в трансформаторном масле с помощью микрокапель воды
Панов В. А., Савельев А. С., Куликов Ю. М.

30

Накопление ионов в плазменной электростатической ловушке внутри облака заряженных микрочастиц в электрическом разряде
Поляков Д. Н., Шумова В. В., Василяк Л. М.

37

Влияние температуры электролита на образование мелкомасштабных пульсаций тока в газовом разряде с жидким катодом
Тазмеев Г. Х., Тазмеев А. Х.

45

О характеристиках положительного столба тлеющего разряда при низком давлении инертного газа
Майоров С. А., Голятина Р. И., Дзлиева Е. С., Карасев В. Ю.

51

ФИЗИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

Метрологическое обеспечение цифровых измерений изображений неоднородности ямок травления в монокристаллах GaAs
Комаровский Н. Ю., Князев С. Н., Соколовская Э. А., Кудря А. В., Суханова А. С., Антонова В. Е., Молодцова Е. В.

59

Длительные полевые испытания коррозии и биообрастания образцов из нержавеющей стали в условиях тропического климата
Печеркин В. Я., Дешевая Е. А., Василяк Л. М., Фиалкина С. В.

68

Моно- и поликристаллические пленки германия и германий-олова, легированные атомами галлия в процессе газофазного осаждения
Шенгуров В. Г., Титова А. М., Алябина Н. А., Денисов С. А., Чалков В. Ю., Трушин В. Н., Кудрин А. В., Бузынин Ю. Н.

74

Электрофизические свойства структур $(\text{Pd-SiO}_2)/\text{InP}$ в атмосфере водорода
Гребенщикова Е. А., Шутаев В. А., Добрычев Ф. А., Губанова Н. Н., Яковлев Ю. П.

81

ЭЛЕКТРОННЫЕ, ИОННЫЕ И ЛАЗЕРНЫЕ ПУЧКИ

Абляция бескислородной меди бихроматическими наносекундными лазерными импульсами в воздушной среде
Железнов В. Ю., Лычковский В. В., Миколуцкий С. И., Роголин В. Е., Хомич Ю. В., Чумаков А. Н.

87

Количественный ЭПР-анализ гамма-облученных семян пшеницы
Меджидов И. М., Харламов В. А., Титова Д. И., Басырова Д. В., Чиж Т. В., Павлов А. Н.

94

ФИЗИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА И ЕЁ ЭЛЕМЕНТЫ

Развитие модели расчета теплопритоков для применения в разработке конструкции вакуумного криостатируемого корпуса фотоприемных устройств
Бабенко Д. Д., Банников М. В., Некрасов Г. И.

101

Получение GeO_2 - SiO_2 ионным распылением для изучения генерации лазерного диода с внешним планарным волноводным отражателем
Кононов М. А., Светиков В. В., Пустовой В. И.

107

Динамики переключения кремниевой пластины из низкотемпературного в высокотемпературное состояние при бистабильном режиме радиационного теплообмена с элементами лампового реактора
Овчаров В. В., Куреня А. Л., Пригара В. П.

113

ИНФОРМАЦИЯ

Правила для авторов

119

APPLIED PHYSICS [in Russian]

THE SCIENTIFIC AND TECHNICAL JOURNAL

2025, No. 4

Founded in 1994

Moscow

CONTENTS

GENERAL PHYSICS

- Calculation of the spectral radiation density of black (gray) bodies and subwavelength particles**
Sviridov A. N., Saginov L. D. and Khafizov R. Z.

5

PHOTOELECTRONICS

- Integral transmittance express control method for optical elements**
Polesskiy A. V., Semenchenko N. A., Zaripov Sh. I. and Mashoshin D. A.

16

- Model and calculation of the rate of generation and recombination of charge carriers for ZnO/CH₃NH₃PbI₃/NiO perovskite solar cell designs**
Karmakov A. M., Kozyrev E. N., Agoev A. Z., Molokanov O. A. and Karmokova R. Yu.

24

PLASMA PHYSICS AND PLASMA METHODS

- Electric field strength measurements in transformer oil using microdroplets of water**
Panov V. A., Saveliev A. S. and Kulikov Yu. M.

30

- Accumulation of ions in an electrostatic plasma trap within a cloud of charged microparticles in an electric discharge**
Polyakov D. N., Shumova V. V. and Vasilyak L. M.

37

- Influence of electrolyte temperature on the formation of small-scale current pulsations in a gas discharge with a liquid cathode**
Tazmeev G. K. and Tazmeev A. K.

45

- On the characteristics of the positive column of a glow discharge at low pressure of an inert gas**
Maiores S. A., Golyatina R. I., Dзлиeva E. S. and Karasev V. Yu.

51

PHYSICAL SCIENCE OF MATERIALS

- Metrological support of digital measurements of images of etch pit inhomogeneity in GaAs single crystals**
Komarovskiy N. Y., Knyazev S. N., Sokolovskaya E. A., Kudrya A. V., Sukhanova A. S., Antonova V. E. and Molodtsova E. V.

59

- Long-term field tests of corrosion and biofouling of stainless steel samples in a tropical climate**
Pecherkin V. Ya., Deshevaya E. A., Vasilyak L. M. and Fialkina C. V.

68

- In situ Ga-doped mono- and polycrystalline Ge and GeSn films deposited by HW CVD**
Shengurov V. G., Titova A. M., Alyabina N. A., Denisov S. A., Chalkov V. Yu., Trushin V. N., Kudrin A. V. and Buzynin Yu. N.

74

- Electrophysical properties of (Pd-SiO₂)/InP structures in hydrogen medium**
Grebenshchikova E. A., Shutayev V. A., Dobrychev F. A., Gubanova N. N. and Yakovlev Yu. P.

81

ELECTRON, ION AND LASER BEAMS

- Ablation of oxygen-free copper by bichromatic nanosecond laser pulses in air**
Zheleznov V. Yu., Lychkovskiy V. V., Mikolutskiy S. I., Rogalin V. E., Khomich Yu. V. and Chumakov A. N.

87

- Quantitative EPR analysis of gamma-irradiated wheat seeds**
Medzhidov I. M., Kharlamov V. A., Titova D. I., Basyrova D. V., Chizh T. V. and Pavlov A. N.

94

PHYSICAL EQUIPMENT AND ITS ELEMENTS

- Development of a model for calculating heat flows for use in the design of a vacuum cryostatic housing for photodetectors**
Babenko D. D., Bannikov M. V. and Nekrasov G. I.

101

- Production of GeO₂-SiO₂ by ion sputtering for studying the generation of a laser diode with an external planar waveguide reflector**
Kononov M. A., Svetikov V. V. and Pustovoy V. I.

107

- Silicon wafer switching dynamics from low temperature to high temperature state in bistable mode of radiation heat exchange with elements of a lamp reactor**
Ovcharov V. V., Kurennya F. L. and Prigara V. P.

113

INFORMATION

Rules for authors

119

УДК 536.3
EDN: AGJQQE

PACS: 44.40.+a, 42.68Ay, 42.72.g

**Расчет спектральной плотности излучения чёрных (серых) тел
и субволновых частиц**© А. Н. Свиридов^{1,*}, Л. Д. Сагинов¹, Р. З. Хафизов²¹ Федеральный научный агроинженерный центр ВИМ, Москва, 109428 Россия

*E-mail: sviridtoly@yandex.ru

² АО «ОКБ «АСТРОН», Московская обл., г. Лыткарино, 140080 Россия

Статья поступила в редакцию 25.04.2025; после доработки 20.05.2025; принята к публикации 11.08.2025

Шифр научной специальности: 1.3.14

Предложена новая методика расчетов спектральных мощностей излучения субволновых частиц, в которой расчеты выполняются с использованием зависимости добротности электрически малых радиоантенн (ESA) от их относительных (по отношению к длине излучаемой волны) размеров. Получена формула для расчета спектральной плотности излучения абсолютно чёрных (серых) тел и субволновых частиц, а также соотношение для расчетов мощности, излучаемой в одной пространственно-спектральной моде чёрных (серых) тел и субволновых частиц. Приведены новые варианты представления спектральных зависимостей по формулам Планка и Стефана-Больцмана.

Ключевые слова: закон Планка; пространственно-спектральная мода; субволновая частица; электрически малая антенна (ESA); Нормальная мода; Радианная сфера; Радианная мода; Радианный излучатель; добротность; ближнее поле; дальнее поле.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-5-15

Введение

Известно [1–8], что законы Планка и Стефана-Больцмана, хорошо описывающие тепловое излучение тел, нельзя применять в случаях, когда размеры тел становятся меньше $\lambda_{\max}^1$. Такие тела (далее будем называть их субволновыми частицами – СЧ) нельзя считать черными или серыми излучателями. Их излучательные способности и спектральный состав излучения зависят не только от материала тел, но и от их размеров и формы. Известно несколько методов расчета тепловых излучений СЧ [1–8]. Однако, несмотря на наличие различных методик расчетов излуче-

ний частиц, нельзя полагать, что эта задача в достаточной мере решена. В этой связи проблема разработки новых методик расчетов излучений СЧ остается актуальной. Аналогичные проблемы возникают и в радиодиапазоне [9–16] при рассмотрении природы и математическом описании процессов излучения объектов с размерами меньше излучаемых (принимаемых) длин волн. Разработчики приемопередающих модулей для мобильной связи, приёмников спутниковых навигационных систем и других устройств микроэлектроники стремятся уменьшить их размеры не только в абсолютном выражении, но и относительно длин волн, которые они излучают или принимают. Поэтому вопрос о пределе уменьшения размеров объектов по отношению к излучаемым или принимаемым длинам волн имеет большое научное и практическое значение.

¹ $\lambda_{\max}$ – длина волны, соответствующая максимальной интенсивности излучения черного (серого) тела, нагретого до температуры T .

Обоснование методики расчетов

В области радиотехники ещё в 40-х годах прошлого века предпринимались попытки решения этой проблемы. В 1947 и 1959 годах Н. А. Wheeler опубликовал статьи [9, 10], в которых дал определение электрически малых антенн (*Electric Small Antenna, ESA*). *ESA* – это антенны, для которых справедливо следующее соотношение:

$$K \times \alpha < 1 \quad (1)$$

где $K = 2\pi/\lambda$ – модуль волнового вектора, α – радиус *Антенной сферы (Antenna Sphere, AS)*, охватывающей максимальный размер дипольной антенны (или радиус соответствующей полусферы для случая монополя). В этом случае для *ESA* справедливо следующее соотношение ($D = 2\alpha$):

$$(\pi \times D)/\lambda < 1. \quad (2)$$

В [10] было введено понятие *Радиянной сферы (Radian Sphere, RS)*, которое широко используется в теории антенн. Поверхность этой сферы часто интерпретируется как эталонная граница между ближним и дальним полями, создаваемыми излучающей *ESA*. На рис. 1 схематически показана дипольная *ESA* [10, 11], заключенная в воображаемую *RS* с диаметром $D_r = \lambda/\pi$, внутри которой находится воображаемая *AS* с диаметром $D = 2\alpha$, охватывающая максимальный размер реальной дипольной антенны. Поверхность *RS* является границей ближнего поля, создаваемого *ESA*. В объеме между сферами сосредоточена колебательная энергия электрических и (или) магнитных полей, возбуждаемых *ESA*, т. е. реактивная энергия, не распространяющаяся в дальнюю зону. Нераспространяющиеся волны² – это волны, у которых одна компонента волнового вектора является мнимой. В дальней зоне эти компоненты ближнего поля отсутствуют. В то же время возбуждаемые в объеме между сферами *TEM* (поперечные электромагнитные) волны свободно распространяются в дальней зоне за пределами *RS* и образуют поток электромагнитной энергии, излучаемый антенной.

² В оптике нераспространяющиеся в дальнюю зону ЭМ волны теплового излучения, называют эванесцентными волнами.

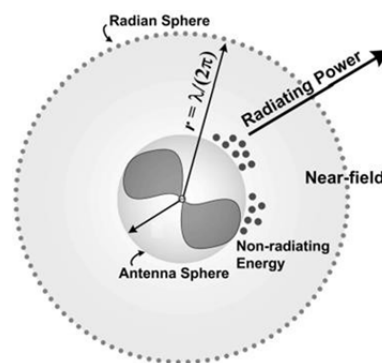


Рис. 1. Дипольная *ESA*, заключенная в воображаемую радианную сферу

Таким образом, можно считать, что *AS* сама непосредственно не излучает ЭМ энергию в дальнюю зону (в свободное пространство). Антенна нужна для создания электрического и магнитного полей в непосредственной близости от неё. А эти поля уже служат источниками излучения, в них зарождаются *TEM* электромагнитные волны, которые затем распространяются в окружающей среде. Действительно, создаваемые *ESA* высокочастотные потенциалы противоположной полярности в плечах диполя, приводят к тому, что в окружающей диполь среде возбуждаются переменные электрические и магнитные поля. Их интенсивность (напряжённость) быстро убывает по мере удаления от границ *AS* и за пределами *RS*³ этих полей уже нет. Пространство вокруг *AS*, ограниченное *RS*, называют «ближней зоной». Колебания электрического и магнитного полей ближней зоны сдвинуты по фазе друг относительно друга на угол близкий к 90°. Таким образом, для источника, питающего антенну, ближняя зона представляет собой преимущественно реактивную нагрузку, эквивалентную по своим свойствам высокодобротному колебательному *LC* контуру. Отметим еще раз, что в свободное про-

³ Развивая эти соображения, можно представить *RS* в виде согласующего устройства между источником колебаний и внешней средой. Его входное сопротивление равно входному сопротивлению антенны в точке питания от источника колебаний, а выходное равно волновому сопротивлению среды (для вакуума это 377 Ом). Для электрических диполей очень малых размеров (например, атомов) выходное сопротивление может на много порядков быть больше волнового сопротивления вакуума [17]. В результате чего энергия кванта на возбужденном уровне излучается «заторможено», т. е. за много периодов колебаний.

странство излучают поля ближней зоны, которые создаёт *ESA*. С помощью антенны источник колебаний накачивает энергию в ближнюю зону, восполняя её потери, в том числе потери на излучение. Поля ближней зоны ограничены *RS*. Размер этой сферы – это эффективный размер излучающей *виртуальной антенны*. Назовем подобный излучатель *Раддианным излучателем (Radian Emitter, RE)*, а излучаемые им моды *Раддианными модами (Radian Modes, RM)*.

Радио и оптические излучения, распространяющиеся в свободном пространстве, являются *ТЕМ*-волнами, отличающимися только частотными диапазонами. Учитывая вышесказанное, можно считать, что для всех *RE*, излучающими антеннами являются не сами эти объекты, а создаваемые ими электрические и магнитные поля, находящиеся внутри *RS*. Размеры *RS*, которые равны $D_R = \lambda/\pi$, всегда больше геометрических размеров самих *RE*, никак не зависят от физических размеров самих *RE* и определяются только длиной излучаемой волны.

Например, для атома водорода, имеющего диаметр $D_H = 1,58 \times 10^{-10}$ м, излучающего на длине волны $0,6562 \times 10^{-6}$ м (переход 3–2 серии Бальмера) одну *RM*, размер виртуальной излучающей антенны (т. е. размер *RS*) $D_R = \lambda/\pi = 2,089 \times 10^{-7}$ м, а отношение $D_R/D_H = 1,974 \times 10^3$. Таким образом, у атома водорода эффективный размер излучающей антенны почти в 2000 раз больше самого атома и соизмерим с излучаемой длиной волны. Тогда становится понятно, почему даже такой маленький (по сравнению с длиной излучаемой волны) объект как атом, может излучать в свободное пространство *ТЕМ* волны.

Из (7) (см. ниже) следует, что для всех *RE* (независимо от их размеров) $M_{\lambda R}$ – число пространственно-спектральных *RM*, излучаемых *RS* в телесном угле 4π с длиной волны λ , всегда равно единице.

$$M_{\lambda R} = \left(4\pi \times \frac{\pi D_r^2}{4} \right) / \lambda^2 = 1 \quad (3)$$

Далее рассмотрим (на примере *ESA*) факторы, определяющие зависимость энергии *RM* от отношения длины волны к размеру *RE*.

В 1948 году Chu L. J. формулирует фундаментальные пределы *Q*-добротности для *ESA* с линейной и круговой поляризациями, вписанных в *AS* [12]. Добротность характеризовалась отношением электромагнитной энергии *W*, накопленной внутри *RS*, окружающей *ESA*, умноженной на ω , к мощности P_{rad} , излучаемой за ее пределы в дальнюю зону.

$$Q = \omega \times W / P_{rad}, \quad (4)$$

где *W* – неизлучаемая энергия, накапливаемая либо электрическим, либо магнитным полем (в зависимости от типа диполя), ω обозначает круговую частоту электромагнитных колебаний. Chu L. J. получил приближенные выражения для добротности *ESA* в случае вертикальной линейной и круговой поляризации при $K \times \alpha \rightarrow 0$. Далее R. F. Harrington [13] уточнил теорию Chu L. J. в части влияния размеров антенны на величину *Q*. В последующие годы теория и техника *ESA*-радиоантенн активно развивалась: R. E. Collin and S. Rothschild [14], R. C. Hansen [15], McLean J. S. [16] предложили различные уточненные варианты математических выражений, описывающих зависимости добротности $Q(K \times \alpha)$ *ESA*-радиоантенн от их относительных (по сравнению с излучаемой длиной волны) размеров. Все эти зависимости практически совпадают при $K \times \alpha < 0,3$.

Разработка математической модели для расчета мощности и спектральной плотности излучения чёрных (серых) тел и субволновых частиц

Выше было отмечено, что оптические, инфракрасные и радиоизлучения, распространяющиеся в свободном пространстве, являются *ТЕМ* волнами, отличающимися только частотными диапазонами, поэтому природа фундаментальных ограничений, показывающих увеличение доли энергии неизлучаемой в дальнюю зону (по отношению к излучаемой энергии) при уменьшении относительных размеров излучателей, одинакова как для *ESA* радиоантенн, так и для СЧ и *RE*.

Исходя из этих соображений, в [18] мы предложили использовать для разработки но-

вой методики расчетов тепловых излучений СЧ следующие выражения для Q , описывающие зависимости добротности ESA радиоантенн от их относительных геометрических размеров [13]:

$$Q = \frac{1}{2K^3\alpha^3} + \frac{1}{K\alpha} + \sqrt{\frac{1}{4K^6\alpha^6} + \frac{1}{K^2\alpha^2}} \quad (5)$$

$$Q_1 = \frac{1}{K^3\alpha^3} + \frac{1}{K\alpha} \quad (6)$$

Результаты расчетов Q по выражению (5) очень мало отличаются от результатов расчетов по часто приводимому во многих работах (например, [11, 14]) упрощенному выражению (6). Поэтому в дальнейшем мы будем использовать выражение (6).

Следует отметить, что ESA антенны не обеспечивают полностью взаимность между режимами излучения и приема. Результаты, полученные для ESA передающих антенн, не могут быть в полной мере распространены на аналогичные приемные ESA антенны, поскольку предположение о сферичности⁴ излучаемых волн не является справедливым для принимаемых волн, так как фронт электромагнитных волн, принимаемых из дальней области поля, практически плоский. Это не позволяет строго использовать теорему взаимности между режимами излучения и приема. Поэтому зависимости $Q(K, \alpha)$, выведенные для описания процессов излучения ESA радиоантенн, мы в дальнейшем будем использовать для построения математической модели, описывающей только излучения СЧ и RE . Процессы поглощения теплового излучения СЧ будем рассчитывать с использованием модовой теории [5–7, 19]. Исходя из представления о том, что тепловое излучение, распространяющееся в свободном пространстве в телесном угле Ω в виде полихроматического пучка сечением S_{csa} в его основании, можно

представить набором монохроматических лучей (пространственно-спектральных мод) [18], число которых M_λ для любой длины волны λ этого пучка равно [6, 20, 21]

$$M_\lambda = S_{csa} \times \Omega / \lambda^2 \quad (7)$$

где M_λ – число пространственно-спектральных мод⁵ этого пучка с длиной волны λ .

Будем называть эти моды (в отличие от RM) нормальными модами (NM). Отметим, что энергия каждой NM определяется только температурой частицы и длиной излучаемой волны, тогда как энергия каждой RM определяется не только температурой и длиной излучаемой волны, но и размером частицы. Субволновая частица диаметром D при любых $\lambda < 2,221 \times D$ излучает в свободное пространство (в телесном угле $\Omega = 2\pi$) M_λ пространственно-спектральных мод, энергия каждой из которых определяется только температурой частицы T и длиной излучаемой волны и не зависит от размеров частицы [6, 20, 21]. При $\lambda = 2,221 \times D$ в дальнюю зону будет излучаться только одна мода ($M_\lambda = 1$) с длиной волны λ и энергией $W_{NM}(\nu, T)$. Обозначим эту волну как $\lambda_{cutoff} = 2,221 \times D$. При $\lambda > \lambda_{cutoff}$ (в соответствии с (7)) число свободно излучаемых мод становится меньше единицы $M_\lambda < 1$ и, следовательно, СЧ не должна излучать в дальнюю зону моды с длинами волн большими λ_{cutoff} .

Однако в действительности (как будет показано ниже) СЧ, у которых $M_\lambda < 1$, все же излучают в дальнюю зону на каждой из длин волн $\lambda > \lambda_{cutoff}$, но всего по одной пространственно-спектральной моде. Выше мы обозначили эти моды как $M_{\lambda R}$ и назвали их *Радианными модами*. RM – это необычные моды, их энергия зависит от отношения длины излучаемой волны к геометрическому размеру источника излучения и очень быстро уменьшается (см. рис. 5) при уменьшении размеров СЧ относительно длин излучаемых волн.

⁴ В сферических волнах, излучаемых ESA , электромагнитная энергия в основном сосредоточена вблизи поверхности излучателя в ближних полях (реактивных полях), которые вносят маленький вклад в дальнее поле, что соответственно приводит к снижению коэффициента излучения.

⁵ Под пространственно-спектральной модой (типом колебаний) понимают TEM волну с заданными частотой ν , волновым вектором K и поляризацией ρ_e , где ρ_e – единичный вектор поляризации; e – индекс, принимающий только два значения: $e = 1, 2$ [20, 21].

Кроме СЧ, для которых неравенство $M_\lambda < 1$ выполняется лишь частично (только для мод с длинами волн большими λ_{cutoff}), оно выполняется всегда для таких объектов как атомы, молекулы, кластеры, квантовые точки. В радиодиапазоне к объектам, у которых неравенство $M_\lambda < 1$ также всегда выполняется, относятся электрически малые антенны – ESA . Все эти объекты излучают в дальнюю зону поперечные электромагнитные волны, отличающиеся лишь частотой. По механизму излучения в дальнюю зону их можно отнести к классу дипольных электрически малых антенн.

Субволновые частицы, поглощающие или излучающие тепловую энергию, также можно рассматривать как дипольные антенны. Действительно, СЧ, которая поглощает энергию электромагнитных волн, можно также представить как диполь, размеры которого много меньше поглощаемых длин волн. Под действием электрических и магнитных полей падающего излучения в СЧ возникают колебания токов проводимости и (или) смещения. В первом приближении эти колебания аналогичны собственным колебаниям электрического диполя [17]. Для волн с $\lambda > \lambda_{cutoff}$ субволновую частицу (у которой $M_\lambda < 1$) можно рассматривать как ESA . СЧ наряду с нормальными модами (NM), энергия которых определяется только температурой и длиной излучаемой волны и не зависит от размера частицы, могут излучать (на $\lambda > \lambda_{cutoff}$) и RM .

В атомах и молекулах электроны совершают в орбиталях периодические движения вокруг положительно заряженного ядра, что в плоскости электронной орбиты соответствует периодическим колебаниям тока (зарядов) в дипольной ESA антенне. Поскольку для длин волн, излучаемых атомами, молекулами, кластерами, квантовыми точками и ESA , всегда выполняется неравенство $\lambda \gg \lambda_{cutoff}$, эти объекты способны излучать только RM . Поэтому будем относить перечисленные выше объекты к RE .

Выполним расчеты излучаемой мощности для графитового шарика, температура которого равна T в зависимости от частот излучаемых волн и диаметра. Приведем основные соотношения, применяемые в дальнейших расчетах, в которых используются следующие

обозначения (размерность в СИ): h , k , c – соответственно, постоянные Планка, Больцмана и скорость света, D – диаметр шарика, S_{csa} – площадь поперечного сечения шарика, $S_{csa} = \pi D^2/4$, Ω – телесный угол, в котором излучает (поглощает) полусфера поверхности шарика, ε_i – коэффициент излучения материала, из которого сделан шарик. Обозначим $W_{NM}(\nu, T)$ энергию одной пространственно-спектральной NM с частотой ν , излучаемой черным телом с температурой T [20, 21]:

$$W_{NM}(\nu, T) = \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (8)$$

Если $\Psi_{abc}(\nu, T, D)$ – сумма излучаемой в свободное пространство энергии и накопленной в RS неизлучаемой энергии⁶, на частоте ν за время, равное $1/2\pi\nu$, то её величина может быть рассчитана путем произведения числа мод $M(\nu, D)$, излучаемых полусферой СЧ в телесном угле $\Omega = 2\pi$ (в виде пучка с площадью поперечного сечения S_{csa}), на энергию каждой моды $W_{NM}(\nu, T)$. Это произведение необходимо умножить на 4 для учета излучения двумя полусферами поверхности шарика и двух возможных поляризаций излучаемых мод:

$$\Psi_{abc}(\nu, T, D) = 4\varepsilon_i W_{NM}(\nu, T) \times M(\nu, D),$$

$$\text{где } M(\nu, D) = \frac{S_{csa} \Omega \nu^2}{c^2} \quad (9)$$

Следует отметить, что $\Psi_{abc}(\nu, T, D)$ может быть рассчитана и с использованием формулы Планка по следующему выражению:

$$\Psi_{abc}(\nu, T, D) = \varepsilon_i \pi D^2 \times P_{Plank}(\nu, T), \quad (10)$$

$$\text{здесь } P_{Plank}(\nu, T) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2 \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (11)$$

⁶ Неизлучаемая энергия образует RS и накапливается в ней при частотах $\nu < c/\lambda_{cutoff}$.

Формулы (8) и (9) справедливы только для частот $\nu \geq c/\lambda_{cutoff}$, при которых длины излучаемых волн будут меньше или равны λ_{cutoff} . Моды с этими частотами (мы их обозначили как NM) свободно излучаются в дальнее поле, т. к. в этих случаях $M_\lambda \geq 1$ и выходное сопротивление излучателя равно волновому сопротивлению среды. Для частот $\nu < c/\lambda_{cutoff}$ $M_\lambda < 1$ и виртуальной излучающей антенной становится не поверхность частицы, а электрические и магнитные поля внутри RS . В этих случаях частица излучает только RM моды.

Пусть

$$\begin{aligned} P_{abc}(\nu, T, D) &= \omega \times \Psi_{abc}(\nu, T, D) = \\ &= 2\pi\nu \times \Psi_{abc}(\nu, T, D) \end{aligned} \quad (12)$$

где $P_{abc}(\nu, T, D)$ – сумма мощности, излучаемой частицей в свободное пространство и неизлучаемой реактивной мощности электрических и (или) магнитных колебаний на частоте ν внутри RS . Обозначим $\Psi_R(\nu, T, D)$ неизлучаемую в свободное пространство энергию (реактивную энергию) электрических и (или) магнитных колебательных полей на частоте ν , накопленную за время $1/2\pi\nu$ внутри RS и $P_R(\nu, T, D)$ неизлучаемую в свободное пространство мощность (реактивная мощность) электрических и (или) магнитных колебаний на частоте ν внутри RS , тогда

$$\begin{aligned} P_R(\nu, T, D) &= \omega \times \Psi_R(\nu, T, D) = \\ &= 2\pi\nu \times \Psi_R(\nu, T, D) \end{aligned} \quad (13)$$

Если $P_{rad}(\nu, T, D)$ – мощность, излучаемая частицей в свободное пространство на частоте ν , то выражение для $Q(\nu, D)$ запишется в соответствии с (4) и (6) в следующем виде:

$$Q_1(\nu, D) = \frac{\omega \times \Psi_R(\nu, T, D)}{P_{rad}(\nu, T, D)} = \frac{c^3}{\pi^3 D^3 \nu^3} + \frac{c}{\pi D \nu} \quad (14)$$

Будем считать, что

$$P_{abc}(\nu, T, D) = P_R(\nu, T, D) + P_{rad}(\nu, T, D), \quad (15)$$

$$\text{тогда } P_{rad}(\nu, T, D) = \frac{P_{abc}(\nu, T, D)}{Q_1(\nu, D) + 1} \quad (16)$$

и, соответственно,

$$P_R(\nu, T, D) = Q_1(\nu, D) \times P_{rad}(\nu, T, D) \quad (17)$$

Приведем (для сравнения) следующие выражения для вычисления спектральных мощностей, использующие формулы Планка:

$$P_{Pabc}(\nu, T, D) = 2\pi\nu \epsilon_i \pi D^2 P_{Plank}(\nu, T), \quad (18)$$

$$P_{Prad}(\nu, T, D) = \frac{P_{Pabc}(\nu, T, D)}{Q_1(\nu, D) + 1}, \quad (19)$$

где $P_{Pabc}(\nu, T, D)$ – сумма мощности, излучаемой частицей в свободное пространство и неизлучаемой реактивной мощности электрических и (или) магнитных колебаний на частоте ν внутри Радианной сферы, рассчитанная с помощью формулы Планка и $P_{Prad}(\nu, T, D)$ – мощность, излучаемая частицей в свободное пространство на частоте ν , рассчитанная с помощью формулы Планка. Отметим, что приведенные выше выражения справедливы для одночастотного режима как для ESA радиоантенн, так и для СЧ.

Обсуждение результатов расчетов

На рис. 3 приведены зависимости излучаемой и неизлучаемой (реактивной) мощности от частоты ν , рассчитанные для графитового шарика диаметром 3×10^{-6} м, нагретого до температуры $T = 1273$ К.

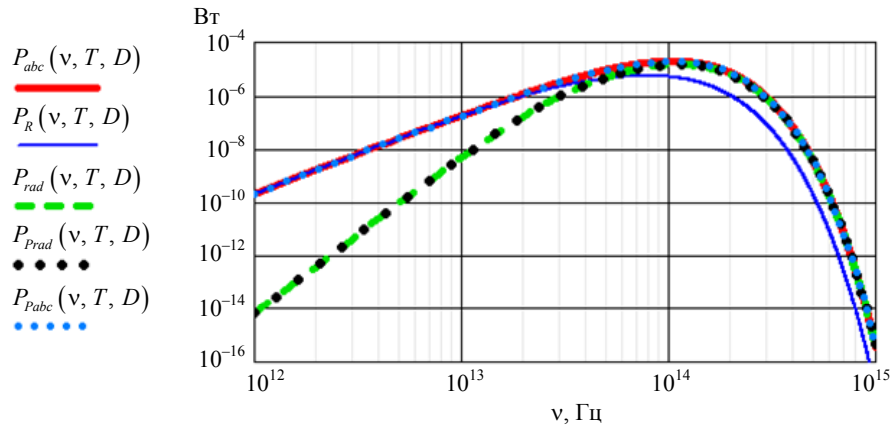


Рис. 2. Зависимости $P_{abc}(\nu, T, D)$, $P_R(\nu, T, D)$, $P_{rad}(\nu, T, D)$ от частоты ν рассчитаны с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственно-спектральных мод. Зависимости $P_{Prad}(\nu, T, D)$, $P_{Pabc}(\nu, T, D)$, рассчитаны (для сравнения) с использованием формулы Планка. Все зависимости рассчитывались при $D = 3 \times 10^{-6}$ м, $\varepsilon_i = 0,7$ и $T = 1273$ К

Результаты расчетов показывают, что $P_{abc}(\nu, T, D)$ – зависимость, построенная на представлении мощности теплового потока в виде набора мощностей монохроматических лучей (пространственных мод), полностью совпадает с $P_{Pabc}(\nu, T, D)$ – зависимостью на основе формулы Планка⁷. При этом для $\nu \geq 1 \times 10^{14}$ Гц (т. е. при $\nu \geq c/\lambda_{cutoff}$) зависимости $P_{abc}(\nu, T, D)$ и $P_{Pabc}(\nu, T, D)$ практически совпадают с зависимостью излучаемой мощности $P_{rad}(\nu, T, D)$. При $\nu \leq 5 \times 10^{13}$ Гц (т. е. при $\nu < c/\lambda_{cutoff}$) $P_{rad}(\nu, T, D)$ – мощность, излучаемая в свободное пространство, становится меньше $P_R(\nu, T, D)$ – неизлучаемой мощности и уменьшается быстрее с уменьшением ν , чем это показывают зависимости $P_{abc}(\nu, T, D)$ и $P_{Pabc}(\nu, T, D)$. Это доказывает, что при $M < 1$ формула Планка непригодна для расчета спектральных мощностей излучений объектов, которые мы выше назвали RE.

Выражение $P_{Prad}(\nu, T, D)$ полностью идентично выражению $P_{rad}(\nu, T, D)$, полученному с использованием представления излу-

чаемого потока энергии набором пространственно-спектральных мод. Таким образом, для расчета спектральных мощностей излучения СЧ любых размеров и при любых температурах можно использовать любую из зависимостей: $P_{Prad}(\nu, T, D)$ или $P_{rad}(\nu, T, D)$. Из графика $P_{rad}(\nu, T, D)$ видно, что уменьшение ν (т. е. уменьшение размера частицы по отношению к λ) приводит к уменьшению (по сравнению с $P_{Pabc}(\nu, T, D)$, рассчитанной с использованием формулы Планка) мощностей излучения на длинных волнах и, следовательно, к увеличению относительной доли коротких волн. Таким образом, цвет излучающей частицы становится «более синим», чем это следует из формулы Планка.

Выше была показана (см. рис. 2) идентичность выражений (16) и (19) и, следовательно, пригодность выражения (19) для расчетов мощностей излучения не только «больших» тел, но и субволновых частиц. Формула (19) может быть представлена следующим образом: $P_{Prad}(\nu, T, D) = 2\varepsilon_i \pi \nu S_s \times \chi(\nu, T, D)$ (20), где $S_s = \pi D^2$ – площадь поверхности шаровой частицы

⁷ Это показывает полную идентичность полученной (с использованием представления излучаемого потока энергии набором пространственных спектральных мод) нами формулы $\Psi_{abc}(\nu, T, D) = 4\varepsilon_i W_0(\nu, T) \times M(\nu, D)$ с формулой Планка. Таким образом $\Psi_{abc}(\nu, T, D)$ – это другой вариант написания спектральной зависимости Планка.

$$\chi(\nu, T, D) = \left[1 + \frac{c}{\pi \nu D} + \left(\frac{c}{\pi \nu D} \right)^3 \right]^{-1} \times \left(\frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \right) \times \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (21)$$

Здесь $\chi(\lambda, T, D)$ – излучательная способность частицы на частоте ν (т. е. спектральная плотность мощности излучения на единицу площади). Выражение (21) представляет собой модификацию формулы Планка для расчетов излучательных способностей не только больших тел, но и СЧ.

Таким образом, получена универсальная формула, пригодная для расчетов излучательных способностей, как больших тел, так и субволновых частиц. В длинах волн эта формула имеет следующий вид

$$\chi(\lambda, T, D) = \left[1 + \frac{\lambda}{\pi D} + \left(\frac{\lambda}{\pi D} \right)^3 \right]^{-1} \times \left(\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \right) \times \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (22)$$

или

$$\chi(\lambda, T, D) = \left[1 + \frac{D_r}{D} + \left(\frac{D_r}{D} \right)^3 \right]^{-1} \times \left(\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \right) \times \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (23)$$

На рис. 3 показаны зависимости спектральных излучательных способностей (спектральных плотностей потоков излучения) сферических частиц от λ :

- $P_{Plank}(\lambda, T)$ – спектральная излучательная способность «большого» тела, рассчитанная по классической формуле Планка;
- $\chi(\lambda, T, D)$ – спектральные излучательные способности СЧ, рассчитанные по формуле (22), т. е. по модифицированной формуле Планка для различных значений D .

Видно, что зависимости $P_{Plank}(\lambda, T)$ и $\chi_1(\lambda, T, D)$ практически полностью совпадают при всех $\lambda < 3 \times 10^{-4}$ м. Следовательно, частицы диаметром $D \geq 2 \times 10^{-4}$ м во всем рассматриваемом спектральном диапазоне излучают (как «большое» тело) только *НМ*. При уменьшении размеров частиц происходит переход от излучения *НМ* к излучению *РМ*. Например, для зависимости $\chi_2(\lambda, T, D_2)$ – при $\lambda > 4,2 \times 10^{-5}$ м; для зависимости $\chi_3(\lambda, T, D_3)$ – при $\lambda > 4,2 \times 10^{-6}$ м; для зависимости $\chi_4(\lambda, T, D_4)$ – при $\lambda > 4,2 \times 10^{-7}$ м. Частицы с $D < 10^{-8}$ м (при $T = 1273$ К) излучают только *РМ* и, следовательно, как и атомы, молекулы, кластеры и квантовые точки являются Радианными излучателями.

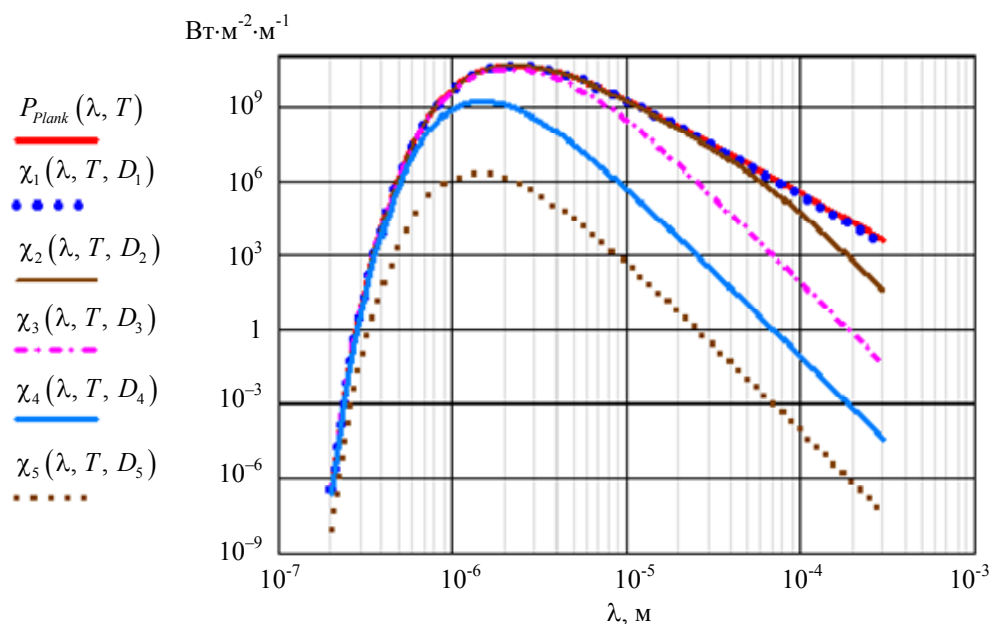


Рис. 3. Зависимости спектральных излучательных способностей «больших тел» и СЧ от λ . Расчеты проводились при следующих значениях параметров: $T = 1273$ К и $D_1 = 2 \times 10^{-4}$ м; $D_2 = 2 \times 10^{-5}$ м; $D_3 = 2 \times 10^{-6}$ м; $D_4 = 2 \times 10^{-7}$ м; $D_5 = 2 \times 10^{-8}$ м

Приведенные зависимости показывают границы применимости формулы Планка. При $T = 1273 \text{ K}$ формула Планка пригодна только для расчетов излучения частиц с $D > 2 \times 10^{-4} \text{ м}$. В то время как, модифицированная формула (21) или (22), полученная в данной работе, пригодна для расчетов излучений как «больших» тел так и субволновых частиц. Приведенные зависимости $\chi(\nu, T, D)$ показы-

вают, что ошибки при использовании формулы Планка для расчетов спектральных излучательных способностей СЧ могут достигать (в рассматриваемом примере) нескольких порядков величин.

На рис. 4 показаны $\chi(\lambda, T, D)$ – зависимости спектральных излучательных способностей сферических частиц от их диаметров, рассчитанные при различных значениях λ .

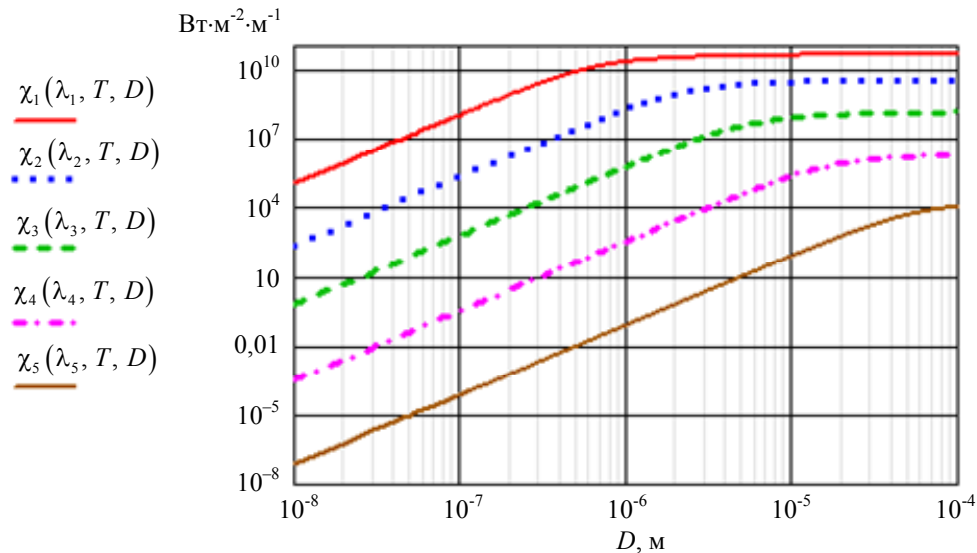


Рис. 4. $\chi(\lambda, T, D)$ – зависимости спектральных излучательных способностей сферических частиц от их диаметров, рассчитанные при $T = 1273 \text{ K}$ и следующих значениях λ : $\lambda_1 = 2,28 \times 10^{-6} \text{ м}$; $\lambda_2 = 8 \times 10^{-6} \text{ м}$; $\lambda_3 = 2 \times 10^{-5} \text{ м}$; $\lambda_4 = 6 \times 10^{-5} \text{ м}$; $\lambda_5 = 2 \times 10^{-4} \text{ м}$

На длине волны λ_1 все частицы с $D < 1 \times 10^{-5} \text{ м}$ излучают только RM , а частицы с $D > 1 \times 10^{-5} \text{ м}$ излучают NM (их спектральная излучательная способность не зависит от D).

На длине волны λ_2 частицы с $D < 3,5 \times 10^{-5} \text{ м}$ излучают только RM , а частицы с $D > 3,5 \times 10^{-5} \text{ м}$ излучают NM (их спектральная излучательная способность не зависит от D).

На длине волны λ_3 частицы с $D < 8 \times 10^{-5} \text{ м}$ излучают только RM , а частицы с $D > 8 \times 10^{-5} \text{ м}$ излучают NM (их спектральная излучательная способность не зависит от D).

На длинах волн λ_4 и λ_5 частицы с $D < 4 \times 10^{-4} \text{ м}$ излучают только RM .

Приведенные зависимости показывают изменение модового состава излучения в зависимости от размеров частиц и частоты (длины) излучаемой волны. Например, частицы с $D = 1 \times 10^{-4} \text{ м}$ излучают NM на длинах волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ и в тоже время излучают RM на длинах волн λ_4, λ_5 .

Используя выражения (8) и (16), можно получить $P_M(D, \nu, T)$ – единую формулу, пригодную для расчета мощности как NM , так и RM :

$$P_M(\nu, T, D) = 2\pi\nu \times (Q_1(\nu, D) + 1)^{-1} \times W_{NM}(\nu, T) \quad (23)$$

В длинах волн формула (23) запишется следующим образом:

$$P_M(\lambda, T, D) = \left(\frac{\lambda}{\pi D} + \frac{\lambda^3}{\pi^3 D^3} + 1 \right)^{-1} \times \frac{2\pi h c^2}{\lambda^2 \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T}\right) - 1 \right)} \quad (24)$$

На рис. 5 показана зависимость мощности, излучаемая черным ($\epsilon_l = 1$) шариком в

одной пространственно-спектральной моде, от его диаметра.

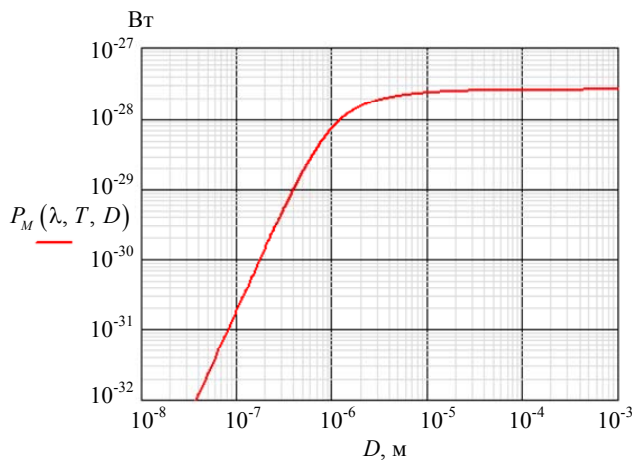


Рис. 5. Зависимость мощности $P_M(\lambda, T, D)$, излучаемой черным ($\varepsilon_i = 1$) шариком в одной пространственно-спектральной моде от его диаметра. Расчет проводился по формуле (24) при $T = 1273$ К и $\lambda = 3,5 \times 10^{-6}$ м

Видно, что при $D > 8 \times 10^{-5}$ м мощность моды не зависит от D и, следовательно, при $D > 8 \times 10^{-5}$ м частицы излучают только *NM*. При $D < 8 \times 10^{-5}$ м мощность уменьшается при уменьшении D и, следовательно, при $D < 8 \times 10^{-5}$ м частицы излучают только *RM*. Таким образом, используя формулу (24), можно рассчитывать мощность, излучаемую в одной пространственно-спектральной моде не только «больших» тел, но и субволновых частиц.

Основные результаты

На основе описанных выше представлений о механизме излучения субволновых частиц была предложена новая методика расчетов спектральных мощностей и спектральных коэффициентов излучения СЧ, в которой расчеты выполняются с использованием зависимости добротности электрически малых радиантенн (*ESA*) от их относительных (по отношению к длине излучаемой волны) размеров. Получена формула для расчетов спектральной плотности излучения чёрных (серых) тел и субволновых частиц. (Предложенная формула является модификацией формулы Планка для расчетов излучательных способностей не только «больших» тел, но и

субволновых частиц.) Выведено соотношение для расчетов мощности, излучаемой в одной пространственно-спектральной моде не только «больших» тел, но и субволновых частиц. Предложены понятия: *Нормальная мода (NM)*, *Радиянная мода (RM)* и *Радиянный излучатель (RE)*. Получены новые варианты представления спектральных зависимостей Планка и Стефана–Больцмана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mie G. / Annalen der Physik. 1908. Vol. 25. P. 377.
2. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. – М.: Мир, 1986.
3. Мартыненко Ю. В., Огнев Л. И. / ЖТФ. 2005. Т. 75. № 11. С. 130–132.
4. Elzoukal M., Yang Ch., Albert A., Lubner S., Prasher R. / Cell Reports Physical Science. 2020. Vol. 1. № 12. P. 100259.
5. Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д. / Успехи прикладной физики. 2023. Т. 11. № 5. С. 384–398.
6. Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д. / Прикладная физика. 2021. № 2. С. 12–21.
7. Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д. / Прикладная физика. 2023. № 3. С. 17–25.
8. Князев Б. А., Кузьмин А. В. / Вестник НГУ. Серия: Физика. 2007. Т. 2. Вып. 1. Р. 108–122.
9. Wheeler H. A. / Proc. of the IRE. December 1947. P. 1479–1488.
10. Wheeler H. A. / Proc. IRE. 1959. Vol. 47. P. 1325–1331.
11. Davis W. A., Yang T., Caswell E. D., Stutzman W. L. / IET Microwaves Antennas & Propagation. 2011. Vol. 5. № 11. P. 1297–1302. doi: 10.1049/iet-map.2010.0604
12. Chu L. J. / Journal of Applied Physics. 1948. Vol. 19, December. P. 1163–1175.
13. Harrington R. F. / J. Res. Nat. Bur. Stand. 1960. Vol. 64-D, Jan/Feb. P. 1–12.
14. Collin R. E., Rothschild S. / IEEE Trans. Ant. Prop. 1964. Vol. AP-12, Jan. P. 23–27.
15. Hansen R. C. / Proceedings of the IEEE. 1981. Vol. 69. № 2. P. 170–182.
16. McLean J. S. / IEEE Trans. Ant. Prop. 1996. Vol. 44. № 5. P. 672–676.
17. Хлебцов Б. Н. / Математическое моделирование, компьютерный и натурный эксперимент в естественных науках. 2016. № 2. URL: mathmod.esrae.ru/2-10
18. Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д. / Прикладная физика. 2024. № 2. С. 18–30.
19. Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д. / Прикладная физика. 2023. № 4. С. 5–15.
20. Гальярди Р. М., Карп Ш. Оптическая связь. – М.: Связь, 1978.
21. Фридрихов С. А., Мовнин С. М. Физические основы электротехники. – М.: Высшая школа, 1982. С. 148, 608.

Calculation of the spectral radiation density of black (gray) bodies and subwavelength particles

A. N. Sviridov^{1,*}, L. D. Saginov¹ and R. Z. Khafizov²

¹ FSAC VIM, Moscow, 109428 Russia

* E-mail: sviridtoly@yandex.ru

² ODB «ASTROHN» JSC, Lytkarino, Moscow Region, 140080 Russia

Received 25.04.2025; revised 20.05.2025; accepted 11.08.2025

A new method for calculating the spectral radiation powers of subwavelength particles is proposed, in which calculations are performed using the dependence of the quality factor of electric small radio antennas (ESA) on their relative (relative to the wavelength of the emitted wave) dimensions. A formula is obtained for calculating the spectral radiation density of black (gray) bodies and subwavelength particles, as well as a ratio for calculating the power emitted in one spatially spectral mode of black (gray) bodies and subwavelength particles. New versions of the Planck and Stefan–Boltzmann spectral dependences are presented.

Keywords: Planck's law; spatial-spectral mode; subwavelength particle; electrically small antenna (ESA); Normal mode; Radian sphere; Radian mode; Radian Emitter; Q-factor; near field; far field.

REFERENCES

1. Mie G., Annalen der Physik **25**, 377 (1908). <https://doi.org/10.1002/andp.19083300302>
2. Boren K. and Hafman D., Absorption and scattering of light by small particles, Moscow, Mir, 1986 [in Russian].
3. Martynenko Yu. V. and Ognev L. I., ZhTF (Technical Physics) **75** (11), 130–132 (2005) [in Russian]
4. Elzukul M., Jan Ch., Albert A., Lubner S. and Prasher R., Cell Reports Physical Science **1** (12), 100259 (2020) <https://doi.org/10.1016/j.xcrp.2020.100259>
5. Sviridov A. N. and Saginov L. D., Journal of Communications Technology and Electronics **67** (Suppl. 1), S83–S88 (2022).
6. Sviridov A. N. and Saginov L. D., Applied Physics, № 2, 12–21 (2021) [in Russian].
7. Sviridov A. N. and Saginov L. D., Applied Physics, № 3, 17–25 (2021) [in Russian].
8. Knyazev B. A. and Kuzmin A. V., Bulletin of the NSU. Series: Physics **2** (1), 108–122 (2007) [in Russian].
9. Wheeler H. A. Proc. of the IRE, December, 1479–1488 (1947).
10. Wheeler H. A., Proc. IRE **47** (Aug), 1325–1331 (1959).
11. Davis W. A., Yang T., Caswell E. D. and Stutzman W. L., IET Microwaves Antennas & Propagation **5** (11), 1297–1302 (2011). doi: 10.1049/iet-map.2010.0604
12. Chu L. J., Journal of Applied Physics **19** (December), 1163–1175 (1948).
13. Harrington R. F., J. Res. Nat. Bur. Stand. **64-D** (Jan/Feb), 1–12 (1960).
14. Collin R. E. and Rothschild S., IEEE Trans. Ant. Prop. **AP-12** (Jan.), 23–27 (1964).
15. Hansen R. C., Proceedings of the IEEE **69** (2), 170–182 (1981).
16. McLean J. S., IEEE Trans. Ant. Prop. **44** (5), 672–676 (1996).
17. Khlebtsov B. N., Mathematical modeling, computer and physical experiments in natural sciences, № 2 (2016). URL: mathmod.esrae.ru/2-10 [in Russian].
18. Sviridov A. N. and Saginov L. D., Journal of Communications Technology and Electronics, **69** (4–6), 158–167. (2024).
19. Sviridov A. N. and Saginov L. D., Journal of Communications Technology and Electronics **68** (Suppl. 2), S176–S183 (2023).
20. Gagliardi R. M. and Karp Sh., Optical communication, New York, London, John Wiley & sons, 1976; Moscow, Svyaz, 1978.
21. Friedrichov S. A. and Movnin S. M., Physical foundations of electrical engineering. Moscow, Higher School, 1982. pp. 148, 608 [in Russian].

Об авторах

Свиридов Анатолий Николаевич, к.ф.-м.н., научный консультант, Федеральный научный агроинженерный центр ВИМ (109428, Россия, Москва, 1-й Институтский проезд, 5). E-mail: sviridtoly@yandex.ru Author ID 171370

Сагинов Леонид Дмитриевич, д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Федеральный научный агроинженерный центр ВИМ (109428, Россия, Москва, 1-й Институтский проезд, 5). E-mail: lsaginov@yandex.ru SPIN-код РИНЦ 1677-3738, Author ID 171369

Хафизов Ренат Закирович, к.ф.-м.н., начальник исследовательского центра, АО «ОКБ «АСТРОН» (140080, Россия, Московская обл., г. Лыткарино, ул. Парковая, 1). E-mail: imagelab@mail.ru SPIN-код РИНЦ 3045-0138, Author ID 725980

УДК 535.24
EDN: MINBWS

PACS: 42.62.Eh

Метод экспресс-контроля интегрального коэффициента пропускания оптических элементов

© А. В. Полесский*, Н. А. Семенченко, Ш. И. Зарипов, Д. А. Машошин

АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

* E-mail: poleskiyav@orion-ir.ru

Статья поступила в редакцию 16.06.2025; после доработки 4.07.2025; принята к публикации 11.08.2025
Шифр научной специальности: 2.2.6

Представлены результаты технической реализации метода экспресс-контроля интегрального коэффициента пропускания оптических элементов по образцу-спутнику с помощью матричного фотоприемного устройства. Измерение коэффициента пропускания основано на измерении дифференциального потока излучения. Небольшие модификации метода позволяют использовать его для измерения интегрального коэффициента внутреннего пропускания (или поглощения) материала и измерения интегрального коэффициента пропускания объектива.

Ключевые слова: интегральный коэффициент пропускания; измерение; погрешность измерения; оптический элемент; матричный фотоприемник; дифференциальный поток излучения.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-16-23

Введение

При организации и в ходе серийного производства оптических элементов необходимо контролировать ряд параметров, среди которых одним из важных является коэффициент пропускания. Наиболее популярным методом контроля в настоящее время является метод спектрального анализа [1], при котором измеряется зависимость коэффициента пропускания от длины волны, и его последующее интегрирование в заданном диапазоне длин волн. Данный метод пользуется популярностью и хорошо зарекомендовал себя, но для реализации требует дорогостоящего спектрофотометра. К недостаткам метода можно отнести, что для полноценного анализа работы измеряемых оптических элементов в составе оптико-электронного прибора (ОЭП) надо учитывать спектральные характеристики фоно-целевой обстановки, в которой работает ОЭП и спектральную чувствительность приемника излучения ОЭП.

В связи с необходимостью проведения измерений оптических элементов в ходе их производства с учетом спектральной чувствительности приемника излучения целевого ОЭП, а также фоно-целевой обстановки, был разработан и предложен метод экспресс-контроля интегрального коэффициента пропускания оптических элементов, лишенный указанных недостатков. При разработке метода решались следующие задачи:

- метод должен позволять имитировать фоно-целевую обстановку, которая наблюдается при работе ОЭП;
- метод должен учитывать спектральную характеристику приемника излучения ОЭП;
- метод должен обеспечивать высокую повторяемость измерений;
- метод должен быть устойчив к бликам и переотражениям, которые могут появиться при проведении измерений;
- метод должен иметь высокую производительность для быстрого проведения измерений.

Исходные данные для разработки метода экспресс-контроля

Отправной точкой для разработки метода являлся метод фотоэлектрического фотометра, который устанавливает порядок определения коэффициента пропускания объектива в видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Метод основан на сравнении направленного потока излучения, падающего на объектив, и потока, прошедшего через объектив, с помощью одноэлементного приемника излучения. Метод обладает высокой точностью и обеспечивает определение коэффициента пропускания с абсолютной погрешностью $\pm 0,02$ при $\tau > 0,1$ [2]. Принципиальная схема установки приведена на рис. 1.

Измерения в данном методе происходят в два этапа: с контролируемым изделием и без него – для определения величины падающего потока. Техническая реализация метода представлена системой, состоящей из осветителя 1 и объектива коллиматора 2, которая формирует параллельный пучок потока излучения,

далее диафрагма 3 формирует идентичный по величине поток излучения в ходе проведения измерений как с контролируемым образцом, так и без него. Поток излучения фиксируется одноэлементным фотоприемником 4. При этом размер фоточувствительного элемента больше размера диафрагмы, что позволяет фиксировать полную величину потока. Далее за диафрагмой 4 устанавливается контролируемый объектив, при прохождении через который теряется часть потока излучения, и фотоприемник, который регистрирует поток излучения, прошедший через объектив. При этом на фотоприемнике допускается расфокусированное изображение, но его размер не должен выходить за пределы фоточувствительного элемента фотоприемника. На втором этапе проведения измерений контролируемый объектив убирают из хода лучей и фиксируют величину излучения, соответствующую потоку излучения, падающего на контролируемый объектив. Отношение значений сигналов на измерительном приборе и будет интегральным коэффициентом пропускания.

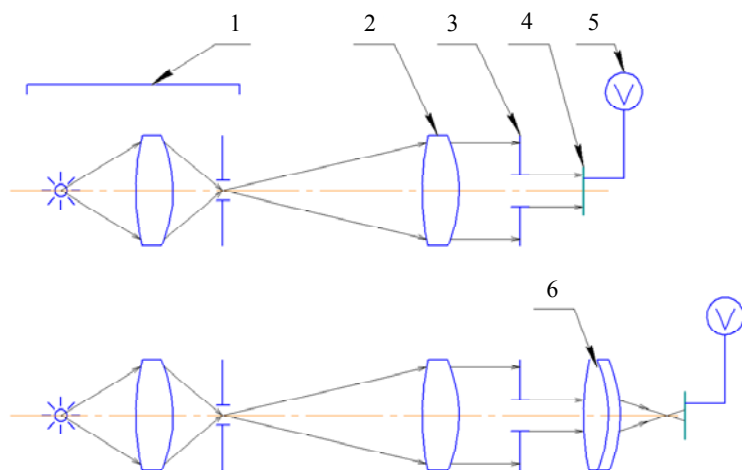


Рис. 1. Принципиальная схема установки для измерения интегрального коэффициента пропускания объективов методом фотоэлектрического фотометра: 1 – осветитель; 2 – объектив коллиматора; 3 – диафрагма; 4 – фотоприемник; 5 – измерительный прибор; 6 – испытуемый объектив

Техническая реализация данного метода на самом деле несколько сложнее. Она включает в себя дополнительно оптические фильтры для формирования заданной фоноцелевой обстановки, непрозрачный экран между диафрагмой и фотоприемником для устранения постоянной составляющей сигнала при отсутствии падающего потока излучения, и проверку линейности передаточной характеристик фотоприемника.

Разработка метода экспресс-контроля

Метод претерпел несколько итераций и прошел путь от начальной концепции до финальной версии через несколько этапов разработки. Метод разрабатывался для двух спектральных диапазонов 0,4–1,7 мкм и 8–14 мкм, однако для данных спектральных диапазонов не существуют фотоприемников с большим размером фоточувствительной площадки.

Решением данной проблемы стало применение матричного фотоприемника с заданным диапазоном спектральной чувствительности. Такая замена позволила проводить измерения в требуемом спектральном диапазоне длин волн и облегчило процесс сборки и юстировки, однако с другой стороны вызвало ряд проблем. Первой проблемой было то, что динамический диапазон матричных фотоприемников ограничен динамическим диапазоном емкости накопления БИС, и он существенно ниже, чем у одноэлементных. Динамический диапазон большинства фотоприемников с БИС-считывания составляет около 5×10^3 раз, в то время как у одноэлементных он достигает 10^6 раз [3, 4]. Поэтому в процессе проведения измерений в диапазоне 0,4–1,7 мкм часто наблюдалась «пересветка» матрицы, которую нужно было компенсировать либо расфокусировкой контролируемого объектива, либо изменением времени накопления (с учетом этого в последующих расчетах). Второй проблемой стало то, что в диапазоне 8–14 мкм проблематично создать сильный энергетический поток, что приводило к тому, что при проведении измерений падающий на каждый пиксель поток был соизмерим с пороговым, что, в свою очередь, приводило к необходимости дополнительной калибровки системы. При этом временной дрейф сигнала на микроболометрической матрице за время измерения, включая установку объектива и фокусировку, а также различные переменные фоновые засветки и переотражения приводили к большим ошибкам измерения (до 500 %) в диапазоне 8–14 мкм.

Таким образом, было необходимо дальше совершенствовать метод для нахождения решений указанных выше задач, в частности уменьшения влияния временного дрейфа сигналов матрицы, устранения переполнения ячеек накопления матрицы и обеспечения устойчивости к переменным фоновым засветкам. Указанные проблемы удалось устранить за счет модификации метода, в частности, усовершенствованный метод обеспечивает проведение измерения коэффициента пропускания по одному кадру, не использует промежуточную фокусировку изображения и работает на основе измерения изменения дифференциального потока излучения при прохождении через контролируемый образец.

Схема измерения дифференциального потока излучения показана на рисунке 2.

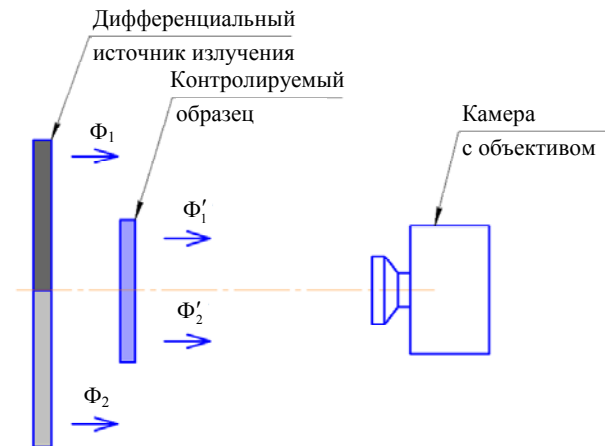


Рис. 2. Схема измерения дифференциального потока излучения при проведении измерений

Дифференциальный источник излучения образуют два потока Φ_1 и Φ_2 , которые проходят через контролируемый образец и уменьшаются на величину интегрального коэффициента пропускания образца в соответствии с зависимостями:

$$\Phi'_1 = \Phi_1 \cdot \tau_{\text{инт}}, \quad (1)$$

$$\Phi'_2 = \Phi_2 \cdot \tau_{\text{инт}}, \quad (2)$$

где Φ_1 – поток излучения от светлой (горячей) части источника излучения;

Φ_2 – поток излучения от темной (холодной) части источника излучения;

$\tau_{\text{инт}}$ – интегральный коэффициент пропускания контролируемого образца;

Φ'_1 и Φ'_2 – потоки излучения, соответствующие потокам Φ_1 и Φ_2 , прошедшим через контролируемый образец.

По определению интегральный коэффициент пропускания является отношением прошедшего потока излучения к величине падающего потока излучения в заданном спектральном диапазоне. В случае разрабатываемого метода необходимо доказать правомерность применения дифференциального потока излучения и идентичность получаемого результата определению:

$$\frac{\Phi'_2 - \Phi'_1}{\Phi_2 - \Phi_1} = \frac{\Phi_2 \cdot \tau_{\text{инт}} - \Phi_1 \cdot \tau_{\text{инт}}}{\Phi_2 - \Phi_1} = \tau_{\text{инт}}. \quad (3)$$

Таким образом измерение интегрального коэффициента пропускания с помощью дифференциального потока возможно. Дополнительным преимуществом использования дифференциального потока излучения является устойчивость метода к фоновым засветкам и переотражениям. Схемы появления фоновых засветок и переотражений для двух характерных случаев показаны на рисунке 3. В первом случае (рис. 3а) имеется внешний источник, создающий фоновый поток, который попадает на контролируемый образец и отражается от него, при этом образец защищает область дифференциального источника излучения от попадания на него потока излучения от внешнего источника. При этом от области дифференциального источника, не защищенного об-

разцом, происходит отражение падающего фонового потока. Данный случай описывает случай, когда источник фонового излучения находится за матричным фотоприемником. Второй случай характерен при боковой засветке, когда поток фонового излучения отражается от всего дифференциального источника и контролируемого образца.

Выражения (4) и (5) подтверждают, что метод устойчив к наличию равномерной фоновой засветки и переотражениям в случаях, соответствующих рисункам 3а и 3б. Равномерность фоновой засветки можно обеспечить за счет максимального сближения областей измерения всех четырех потоков излучения или введением светорассеивающих экранов

$$\frac{(\Phi'_2 + \Phi_{\text{отр.2}}) - (\Phi'_1 + \Phi_{\text{отр.2}})}{(\Phi_2 + \Phi_{\text{отр.1}}) - (\Phi_1 + \Phi_{\text{отр.1}})} = \frac{(\Phi_2 \cdot \tau_{\text{инт}} + \Phi_{\text{отр.2}}) - (\Phi_1 \cdot \tau_{\text{инт}} + \Phi_{\text{отр.2}})}{\Phi_2 - \Phi_1} = \tau_{\text{инт}} \quad (4)$$

$$\frac{(\Phi'_2 + \Phi_{\text{отр.2}}) - (\Phi'_1 + \Phi_{\text{отр.2}})}{(\Phi_2 + \Phi_{\text{отр.1}}) - (\Phi_1 + \Phi_{\text{отр.1}})} = \frac{((\Phi_2 + \Phi_{\text{отр.1}}) \cdot \tau_{\text{инт}} + \Phi_{\text{отр.2}}) - ((\Phi_1 + \Phi_{\text{отр.1}}) \cdot \tau_{\text{инт}} + \Phi_{\text{отр.2}})}{\Phi_2 - \Phi_1} = \tau_{\text{инт}} \quad (5)$$

где $\Phi_{\text{отр.1}}$ – фоновый поток излучения, отраженный от дифференциального источника излучения;
 $\Phi_{\text{отр.2}}$ – фоновый поток излучения, отраженный от контролируемого образца.

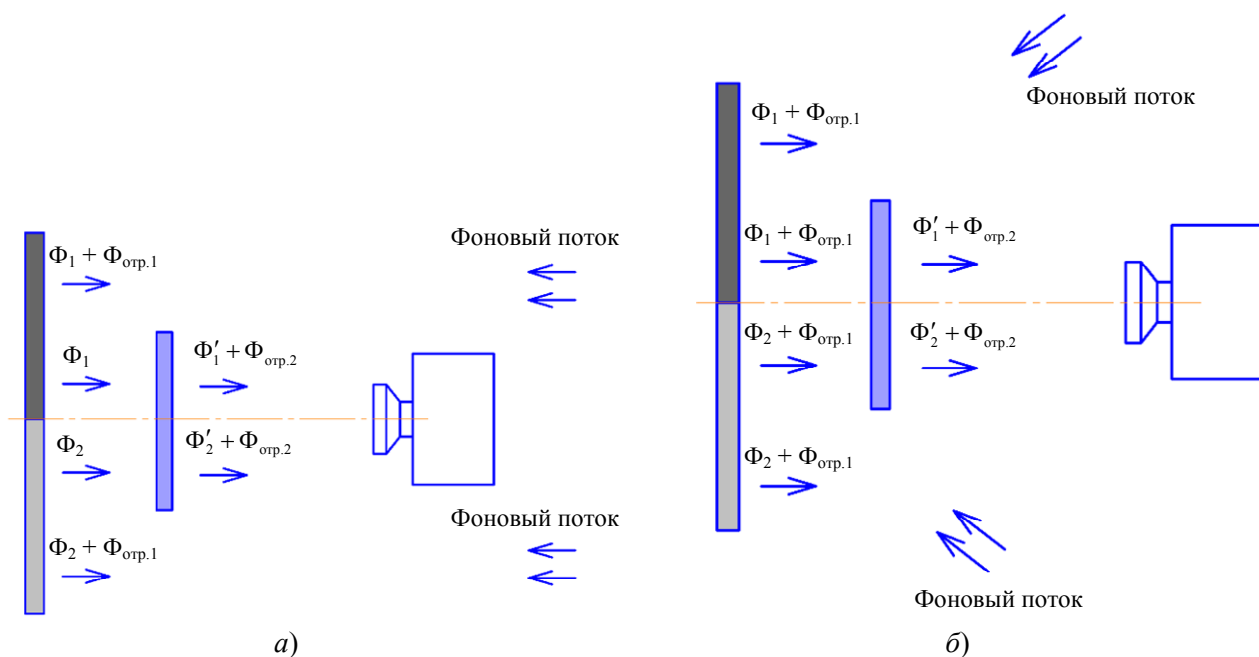


Рис. 3. Схемы образования переотражений и фоновых засветок при проведении измерений

Ограничением разработанного метода является то, что он позволяет проводить экспресс-контроль только плоскопараллельных пластин. Вместе с тем данный метод может быть использован в качестве основы измерения интегрального коэффициента внутреннего пропускания (или поглощения) материала: для этого необходимо провести в соответствии с ним измерение интегрального коэффициента пропускания, провести расчет составляющей Френелевского отражения [5] при известном коэффициенте преломления материала и вычислить требуемую величину. Также возможно измерение интегрального коэффициента пропускания объектива, путем измерения интегрального коэффициента пропускания сложенных вместе образцов-спутников всех линз, входящий в объектив.

На рисунке 4 схематично приведено изображение на матричном фотоприемнике при проведении измерения интегрального коэффициента пропускания разработанным методом в спектральном диапазоне в 8–14 мкм.

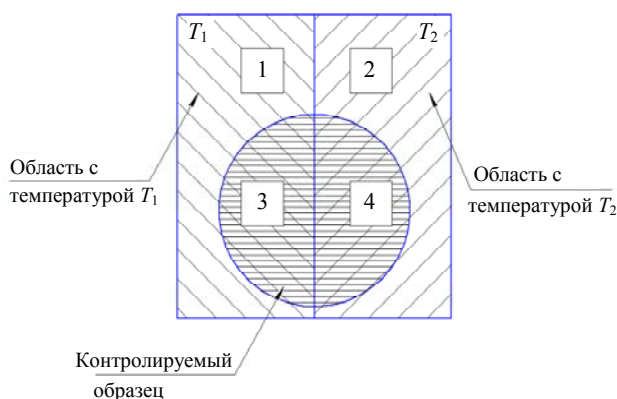


Рис. 4. Схематический вид изображения при проведении измерений с использованием дифференциального источника излучения

Одним из важных этапов разработки метода является оценка погрешности измерения [6]. При расчете погрешности необходимо учитывать, что матричный фотоприемник не измеряет поток излучения, он преобразует поток в каждом пикселе в электрический сигнал, который для идеального фотоприемника прямо пропорционален падающему потоку. Далее идет ряд преобразований, которые тоже должны быть линейными, и на выходе для каждого пикселя получаются отчеты АЦП, которые регистрируются [7]. Поскольку ввиду ряда оптических ограничений размер изме-

ряемой зоны должен быть не менее 15×15 пикселей, то за величину сигнала необходимо принимать среднее значение сигнала по пикселям в зоне измерения потока излучения, при этом краевые эффекты должны быть исключены. Измерение величин сигнала производится в областях 1–4 (рис. 4). Погрешность измерения интегрального коэффициента пропускания вычисляется по следующей формуле

$$\Delta\tau_{\text{образца}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta U_3}{U_1 - U_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U_4}{U_1 - U_2}\right)^2 + \left(\frac{U_3 - U_4}{(U_1 - U_2)^2} \Delta U_1\right)^2 + \left(\frac{U_3 - U_4}{(U_1 - U_2)^2} \Delta U_2\right)^2}, \quad (6)$$

где $\Delta U_1, \Delta U_2, \Delta U_3, \Delta U_4$ – погрешность измерения сигнала;

U_1, U_2, U_3, U_4 – значение сигнала или температуры в областях 1–4.

Поскольку для тепловизоров в большинстве случаев погрешности измерения сигнала равны между собой, то формула (6), с учетом введения доверительной вероятности 0,95, может быть записана следующим образом

$$\Delta\tau_{\text{образца}} = 1,96 \cdot \frac{\Delta U}{U_1 - U_2} \sqrt{2 \cdot \left(1 + \left(\frac{U_3 - U_4}{U_1 - U_2}\right)^2\right)}, \quad (7)$$

где ΔU – погрешность измерения сигнала (температуры), равная порогу температурной чувствительности ИК камеры с матричным фотоприемником.

Из формулы (7) видно, что метод будет тем точнее, чем будет больше отношение между дифференциальным потоком и пороговым потоком прибора, с помощью которого производятся измерения. Моделирование процессов измерения показало, что в большинстве случаев погрешность измерения интегрального коэффициента пропускания, включая методическую не должна превышать $\pm 2,5 \%$ при доверительной вероятности 0,95.

Подтверждение метрологических характеристик метода экспресс-контроля

Пример практической реализации метода экспресс-контроля интегрального коэффициента пропускания контролируемого образца

для спектрального диапазона 8–14 мкм приведен на рисунке 5.

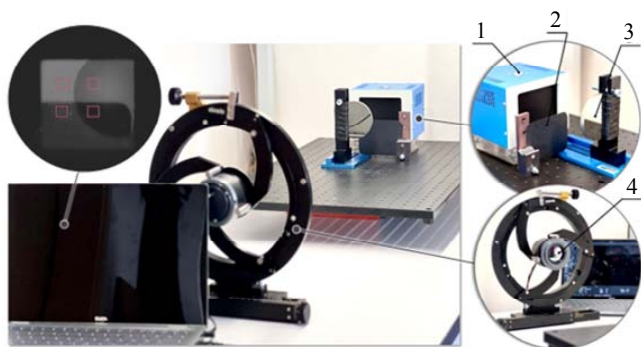


Рис. 5. Внешний вид установки для измерения интегрального коэффициента пропускания контролируемого образца

В качестве «горячей» части дифференциального источника излучения выступает излучающая полость АЧТ (поз. 1 на рис. 5), в качестве «холодной» – любое тело с высоким коэффициентом излучения в спектральном диапазоне 8–14 мкм (например, плотный матовый картон), имеющее комнатную температуру (поз. 2 на рис. 5). На держателе перед АЧТ и «фоном» закреплен контролируемый образец (поз. 3 на рис. 5). Взаимное расположение дифференциального источника излучения и контролируемого образца в поле зрения тепловизионной камеры (поз. 5 на рис. 5) должно обеспечить получение изображения,

соответствующего рисунку 4. Специальное программное обеспечение позволяет получать изображения с камер на основе матричных фотоприемников, работающих в спектральных диапазонах 0,4–1,7 мкм и 8–14 мкм, выбирать области измерения потоков излучения как напрямую от дифференциального излучателя, так и проходящее через и контролируемый образец.

Для реализации исследований метрологических характеристик метода были проведены многократные измерения одного и того же объекта, при разных значениях дифференциального потока, который обеспечивался за счет разницы температур между АЧТ и «фоном» (объектом с комнатной температурой). Также было проведено сличение метода экспресс-контроля интегрального коэффициента пропускания с методом спектрального анализа, при этом дополнительно учитывались спектральные характеристики приемника излучения и спектральные характеристики дифференциального источника. Сличение было проведено качественно, поскольку для метода спектрального анализа погрешность ряда параметров не была достоверно известна.

На рисунке 6 показана случайная погрешность измерения интегрального коэффициента пропускания контролируемого образца разработанным методом, в зависимости от температуры АЧТ и разности температур между АЧТ и «фоном».

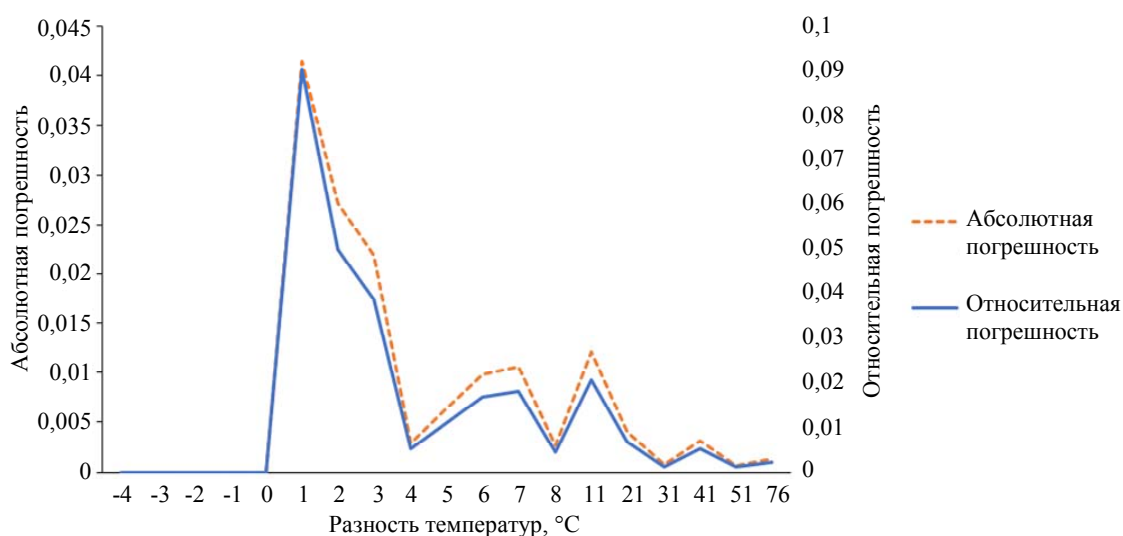


Рис. 6. Графики случайной составляющей абсолютной и относительной погрешностей измерений

Как видно из рисунка при разности температур более $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ случайная составляющая погрешности измерения при доверительной вероятности 0,95 не выходит за величину 2 %. При меньшей разности температур погрешность увеличивается вплоть до 10 %, что соответствует зависимости (7) и объясняется тем, что погрешность измерений зависит от соотношения погрешности измерения сигнала (температуры) и величины измеряемого сигнала (т.е. от величины отношения сигнал/шум).

На рисунке 7 представлены графики, использованные для проведения качественного сличения результатов разработанного экспресс-метода с методом спектроскопии. Красной линией показан спектральный коэффициент пропускания образца, синей – спектральная характеристика приемника излучения, зеленой – спектральная светимость АЧТ.

Проведенные расчеты показали, что для исследуемого образца интегральный коэффициент пропускания при заданных условиях измерения составляет 60,8 %, а фактически измеренный – 59,5 %.

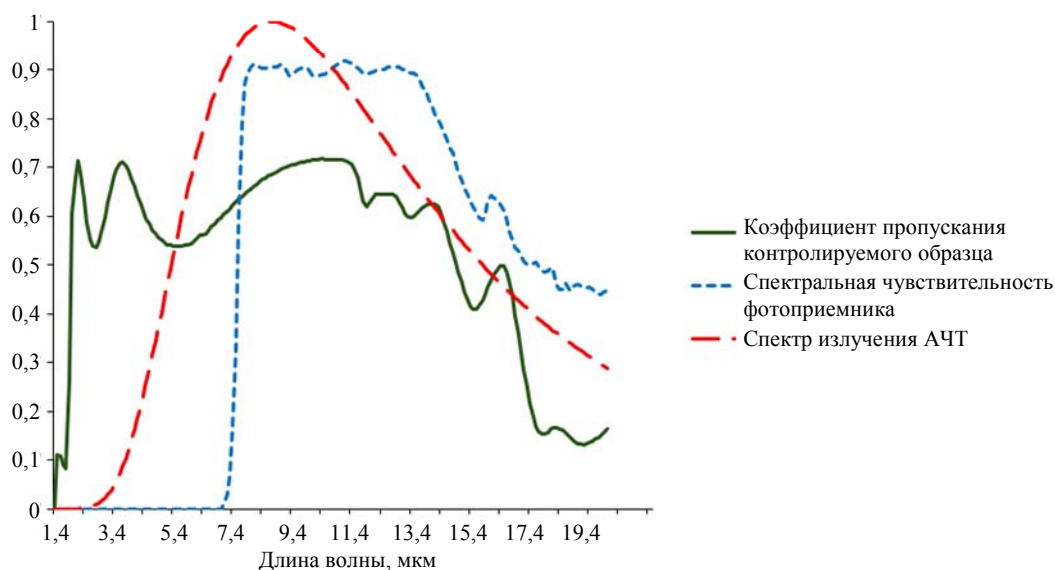


Рис. 7. Графики спектральных характеристик

Заключение

Разработанный метод, основанный на измерении изменения дифференциального потока излучения, позволяет проводить контроль интегрального коэффициента пропускания оптических элементов по образцу-спутнику в условиях приближенных к реальным.

Преимуществами разработанного метода является простота его реализации, высокая устойчивость метода к наличию равномерных фоновых засветок и переотражений. Разработанный метод с внесением небольших модификаций позволяет его использовать для измерения интегрального коэффициента внутреннего пропускания (или поглощения) материала и измерения интегрального коэффициента пропускания объектива, путем из-

мерения интегрального коэффициента пропускания сложенных вместе образцов-спутников всех линз, входящий в объектив.

Проведенный анализ метрологических характеристик метода показал, что погрешность измерения интегрального коэффициента пропускания, при установленной разности температур более $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ не превышает 3 % при доверительной вероятности 0,95. Проведенное сравнение результатов измерения по разработанному методу и по методу спектрального анализа, показало соответствие результатов измерений, т.е. достоверность разработанного метода доказана.

Разработанный метод реализован в методике измерений, аттестованной ФГБУ «Главный научный метрологический центр» Министерства обороны России.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильева В. И., Стоянова О. Ф., Шкутина И. В., Карпов С. И. Спектральные методы анализа. Практическое руководство: учеб. пособие / под ред. Селемеева В. Ф., Семенова В. Н. – Санкт-Петербург: Лань, 2014. ISBN 978-5-8114-1638-7.
2. ГОСТ 24604-81 Объективы. Метод определения коэффициента пропускания – М.: Государственный комитет СССР по стандартам, 1981. – 9 с.
3. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. – М.: Физматкнига, 2011.
4. Дразников Б. Н., Козлов К. В., Кузнецов П. А., Хамидуллин К. А., Деомидов А. Д. / Оптический журнал. 2016. Т. 83. № 9. С. 60–63.
5. Леденев А. Н. Физика. В 5 кн. Кн. 4. Колебания и волны. Оптика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. ISBN 5-9221-0464-0
6. Окрепилов В. В., Антохина Ю. А., Оводенко А. А. и др. Основы метрологии: учеб. пособие. Изд. 2-е, перераб. и доп. – Санкт-Петербург: ГУАП, 2019. ISBN 978-5-8088-1338-0
7. Гашиников М. В. Методы компьютерной обработки изображений / под ред. Сойфера В. А. Изд. 2-е, испр. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. ISBN 5-9221-0270-2

PACS: 42.62.Eh

Integral transmittance express control method for optical elements

A. V. Polesskiy*, N. A. Semenchenco, Sh. I. Zaripov and D. A. Mashoshin

RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

* E-mail: polesskiyav@orion-ir.ru

Received 16.06.2025; revised 4.07.2025; accepted 11.08.2025

The article presents development and technical implementation results of express control method of the optical elements integral transmittance using a sample-satellite using FPA. Transmittance measurement is based on the differential radiation flux measurement. Small modifications of the method allow it to be used to measure the optic material integral internal transmittance (or absorption) and measurement the lens integral transmittance coefficient.

Keywords: integral transmittance; measurement; measurement error; optical element; matrix photodetector; differential radiation flux.

REFERENCES

1. Vasilyeva V. I., Stoyanova O. F., Shkutina I. V. and Karpov S. I. Spectral Methods of Analysis. A Practical Guide: a tutorial / Ed. by Selemenev V. F., Semenov V. N. St. Petersburg, Lan, 2014. ISBN 978-5-8114-1638-7.
2. GOST 24604-81 Objectives. Method for Determining the Transmittance Coefficient. Moscow: USSR State Committee for Standards, 1981.
3. Filachev A. M., Taubkin I. I. and Trishenkov M. A. Solid-state photoelectronics. Photodiodes. Moscow, Fizmatkni-ga, 2011.
4. Drazhnikov B. N., Kozlov K. V., Kuznetsov P. A., Khamidullin K. A. and Deomidov A. D., Optical Journal **83** (9), 60–63 (2016).
5. Ledenev A. N. Physics. In 5 books. Book 4. Oscillations and Waves. Optics. Moscow, FIZMATLIT, 2005. ISBN 5-9221-0464-0.
6. Okrepilov V. V., Antokhina Yu. A., Ovodenko A. A. et al. Fundamentals of Metrology: A Textbook. 2nd ed., revised and enlarged. St. Petersburg, GUAP, 2019. ISBN 978-5-8088-1338-0
7. Gashnikov M. V. Methods of computer image processing / Ed by Soyfer V. A. 2nd ed., corrected. Moscow, FIZMATLIT, 2003. ISBN 5-9221-0270-2

Об авторах

Полесский Алексей Викторович, д.т.н., директор по НИОКР, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: polesskiyav@orion-ir.ru SPIN-код РИНЦ 3992-4520, Author ID 571156

Семенченко Наталья Александровна, начальник отдела, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: nafara@mail.ru SPIN-код РИНЦ 8094-5126, Author ID 775858

Зарипов Шамиль Ильнурович, инженер-программист, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9).

Машошин Денис Андреевич, инженер 2-й категории, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: den_m01@mail.ru SPIN-код РИНЦ 7839-7538, Orcid 0009-0001-6339-8082

УДК 620.91:51.74
EDN: AUOORC

PACS: 84.60.Jt

Модель и расчет скорости генерации и рекомбинации носителей зарядов для структуры $\text{ZnO}/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3/\text{NiO}$ перовскитного солнечного элемента© А. М. Кармоков¹, Е. Н. Козырев², А. З. Агоев¹, О. А. Молоканов¹, Р. Ю. Кармокова^{1,*}¹ Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х. М. Бербекова,
г. Нальчик, 360004 Россия

* E-mail: karrit@mail.ru

² Северо-Кавказский горно-металлургический институт (технологический университет),
г. Владикавказ, 362021 РоссияСтатья поступила в редакцию 5.12.2024; после доработки 14.01.2025; принята к публикации 11.08.2025
Шифр научной специальности: 1.3.8.

Предложена модель, позволяющая рассчитать параметры перовскитного солнечного элемента структуры $\text{ZnO}/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3/\text{NiO}$ с контактными слоями ИТО и Ag. Построена зонная диаграмма предложенной структуры и проведен расчет ее фотоэлектрических параметров энергетической эффективности. Согласно расчетам квантовая эффективность поглощающего слоя перовскита в изученной части спектра солнечного излучения в среднем составляет около 90 %. Показано, что в интервале длин волн регистрируемого излучения от 0,38 мкм до 0,76 мкм значение коэффициента поглощения в перовските более чем в 2 раза превосходит поглощение в пленках ИТО и ZnO. Построены профили распределения скоростей генерации и рекомбинации электронно-дырочных пар в функциональных слоях структуры, из которых видно, что скорость генерации носителей достигает значения $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, что на несколько порядков величины превосходит скорости захвата электронов и дырок.

Ключевые слова: перовскит; солнечный элемент; оксид цинка; оксид титана; носители заряда.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-24-29

Введение

В последние годы широко обсуждается в литературе разработка новых недорогих солнечных элементов на основе перовскита и создаются новые математические модели для предсказания и оптимизации фотоэлектрических свойств таких структур. В численных экспериментах при моделировании солнечных элементов, скорости генерации и рекомбинации носителей зарядов являются исходными параметрами, определяющими эффективность фотонно-индуцированной генерации носителей зарядов, и от этих параметров зависят выходные характеристики солнечного элемента в целом. У разных авторов коэффициент эф-

фективности генерации значительно различается, например в [1, 2] от 80 до 100 %.

В настоящей работе проведена оценка коэффициента поглощения, скоростей генерации и рекомбинации носителей зарядов в тонких слоях исследуемой нами структуры нового солнечного элемента со слоями $\text{ITO}/\text{ZnO}/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3/\text{NiO}/\text{Ag}$ (ITO – электропроводящий слой оксидов олова и индия). Излучение падает перпендикулярно поверхности элемента на стороне ИТО.

Результаты исследования

Оценка коэффициентов поглощения излучения и скоростей генерации и рекомбина-

ции проводилась для основной рабочей области структуры солнечного элемента с тонкими оксидными слоями ZnO, перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ и NiO, где происходит генерация и рекомбинация носителей зарядов [1–4]. Профили энергетических уровней по толщине этих основных слоев, составляющих структу-

ру показана на зонной диаграмме (рис. 1). Толщины слоев составляют 100/400/100 нм, соответственно. Расчёты проводились с помощью программ SCAPS-1D, широко применяемой исследователями при моделировании подобных структур солнечных элементов [5, 6] и MathCad.

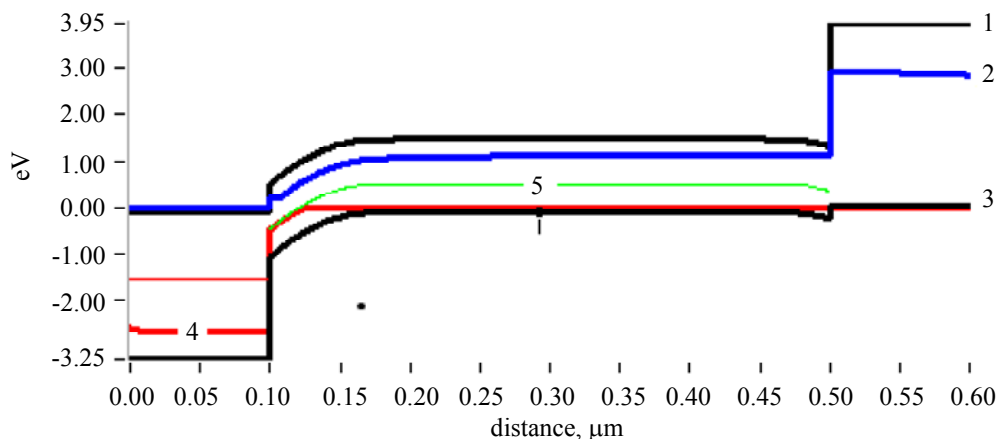


Рис. 1. Зонная диаграмма структуры $\text{ZnO}/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3/\text{NiO}$: 1 – зона проводимости; 2 – уровень Ферми F_n в слоях ZnO , $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$; 3 – валентная зона; 4 – уровень Ферми F_p в NiO ; 5 – уровень Ферми для проводимости собственного типа

При взаимодействии солнечного излучения с функциональными слоями солнечного элемента происходит последовательное поглощение фотонов, энергия которых расходуется на образование экситонов и последующее разделение экситонов. Кроме того при прохождении фотонов через среду плотность тока уменьшается в результате поглощения, поэтому скорость генерации также является функцией глубины x от поверхности и выражается соотношением [1]:

$$G(\lambda, x) = \int_0^{\lambda_0} \gamma(x) I(\lambda) (\alpha, x) e^{-\alpha(\lambda)x} d\lambda \quad (1)$$

где λ – длина волны, λ_0 – край поглощения, $\gamma(\lambda)$ – эффективность преобразования падающего фотона в ток, а $I(\lambda)$ – эффективная плотность падающего света, $\alpha(\lambda)$ – коэффициент поглощения.

Кривая, описывающая область спектра (от 380 до 760 нм), участвующую в генерации носителей зарядов [7], аппроксимируется с хорошей достоверностью ($R^2 = 0,9851$) полиномом

$$I(\lambda) = -5,42 \times 10^{-10} \lambda^4 + 1,25 \times 10^{-6} \lambda^3 - 1,07 \times 10^{-3} \lambda^2 + 4,08 \times 10^{-1} \lambda - 56,2 \left[\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{нм}) \right] \quad (2)$$

В этой области спектра излучения Солнца максимальное значение спектральной плотности интенсивности составляет 1,5 Вт/(м²·нм), которое достигается при длине волны ~0,47 мкм. В наших расчетах использовано максимальное значение 1,5 из спектра AM1 [7]. Энергия кванта света в области $\lambda = 0,38$ –0,76 мкм изменяется в пределах от 3,35 до 1,63 эВ. Поэтому, для генерации электронно-дырочной пары в поглощающем слое солнечного элемента ширина запрещенной зоны должна быть меньше, чем минимальная энергия кванта света 1,63 эВ. Приводимые в литературе экспериментальные значения ширины запрещенной зоны в перовскитах, используемых в солнечных элементах, различаются, и находятся в пределах от 1,45 до 1,70 эВ.

Рассчитанная нами квантовая эффективность преобразования солнечной энергии в носители заряда от длины волны представлена на рисунке 2. Она согласуется с уравнением аппроксимации, полученным нами по кривой AM1 из [7] для области $\lambda = 0,38$ –0,76 мкм.

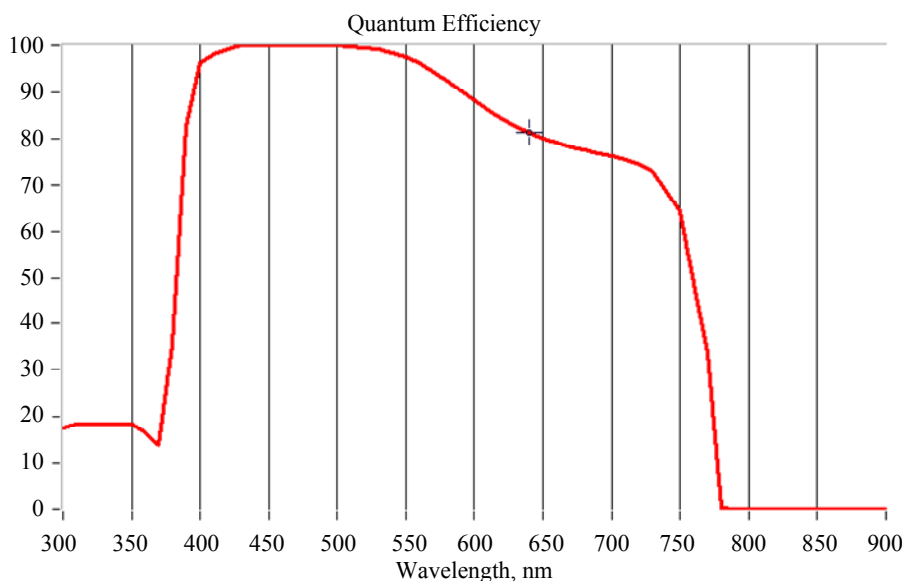


Рис. 2. Квантовая эффективность преобразования солнечной энергии в носители заряда от длины волны

Как видно из рисунка, квантовый выход для перовскита хорошо согласуется с интенсивностью солнечного излучения, описываемой уравнением (2). Кроме того, известно, что при энергиях фотона, превышающих в 2 и более раза ширину запрещенной зоны полупроводника, т.е. $E_g < 2h\nu$ (h – постоянная Планка, ν – частота излучения), эмиссия носителей зарядов может увеличиться в два и более раза [8, 9]. Для наиболее перспективного перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$, широко применяемого в исследованиях, $E_g = 1,55$ эВ. Поэтому, для расчета эффективности преобразования падающего фотона в ток $\gamma(\lambda)$ в уравнении (1) в использованном нами перовските можно принять равным единице, так как для перовскита $E_g < h\nu$, а в ИК-области $E_g < 2h\nu$.

Коэффициент поглощения $\alpha(\lambda)$ зависит от энергии кванта света, падающего на поверхность, и ширины запрещенной зоны полупроводникового материала и выражается соотношением [6, 8]:

$$\alpha(\lambda) = B_\alpha \sqrt{\frac{hc}{\lambda} - E_g}, \quad (3)$$

где B_α – независимая константа, определенная как $10^5 \text{ см}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-0,5}$, а hc/λ представляет собой энергию фотона. На рисунке 3 показаны рассчитанные по (3) зависимости коэффициента поглощения от длины волны излучения в области $\lambda = 0,38\text{--}0,76$ мкм для рабочих слоев элемента.

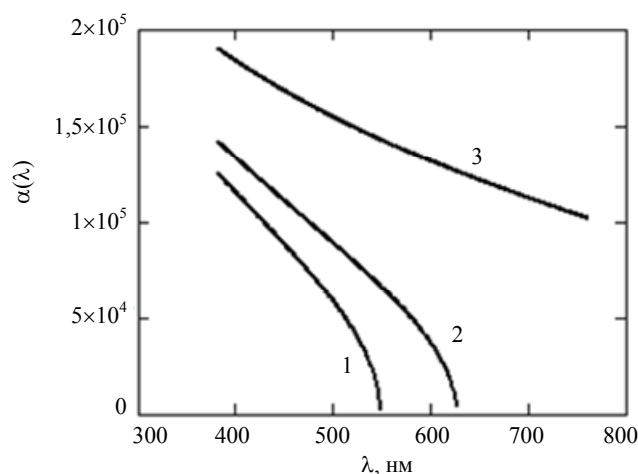


Рис. 3. Зависимости коэффициента поглощения от длины волны излучения в области $\lambda = 0,38\text{--}0,76$ мкм для пленок: 1 – ITO; 2 – ZnO и 3 – перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$

Как видно из рисунка коэффициенты поглощения ITO и ZnO в несколько раз меньше, чем у перовскита и у них значение $\alpha(\lambda)$ резко снижается с увеличением длины волны излучения и становятся незначительными при длинах волн больше 550 и 630 нм, соответственно. Значение коэффициента поглощения перовскита изменяется в $\sim 1,5$ раза в области $\lambda = 0,38\text{--}0,76$ мкм спектра и превосходит поглощение оксидов более, чем в 2 раза. В отличие от оксидов цинка и никеля, слой перовскита поглощает излучения во всей области спектра с $\lambda = 0,38\text{--}0,76$ мкм. Таким образом, предлагаемый нами солнечный элемент, как и

в [4], подходит для преобразования инфракрасного излучения в электрическую энергию.

Рекомбинация свободных носителей заряда в материалах с низкой концентрацией дефектов и малой подвижностью часто описывается прямой рекомбинацией. Согласно теории Ланжевена, скорость рекомбинации зарядов пропорциональна плотностям электронов и дырок:

$$R = r(np - n_i^2), \quad (4)$$

где r – коэффициент рекомбинации, $n_i = N_c \exp(-E_{gap}/2kT)$ – концентрация носителей зарядов собственной проводимости, которая в перовскитных материалах очень мала, по сравнению с носителями зарядов, генерируемыми фотонами. Рекомбинация также может произойти через ловушки и дефекты, которые можно описать методом Шокли-Рида-Холла [3, 9]:

$$R = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)}, \quad (5)$$

где τ_p и τ_n – времена жизни дырки и электрона соответственно, где n_1 и p_1 – концентрации электронов и дырок, когда квазиуровень Ферми совпадает с энергией ловушки. В то время как n_1 и p_1 зависят от энергетических уровней центров рекомбинации E_d :

$$n_1 = N_c \exp[-(E_c - E_d)/(kT)],$$

$$p_1 = N_v \exp[(E_v - E_d)/(kT)].$$

На рисунке 4 показаны профили распределения скоростей генерации и рекомбинации носителей зарядов в активных слоях ZnO/CH₃NH₃PbI₃/NiO структуры солнечного элемента при толщине слоев: ZnO 100 нм, перовскита 850 нм и NiO 100 нм.

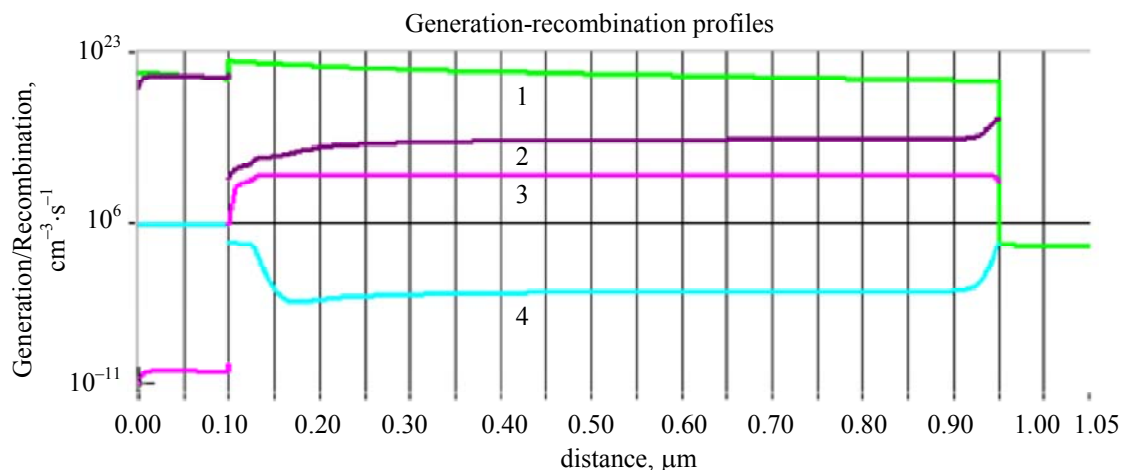


Рис. 4. Профили распределения скоростей генерации и рекомбинации в слоях ZnO/CH₃NH₃PbI₃/NiO: 1 – генерация электронно-дырочных пар; 2 – захват дырок; 3 – эмиссия дырок; 4 – эмиссия электронов

Как видно из рисунка скорость генерации электронно-дырочных пар имеет наибольшее значение $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ и превосходит скорости захвата электронов и дырок на несколько порядков величины.

Заключение

Расчеты, проведенные по предлагаемой модели, показывают высокую квантовую эффективность слоя перовскита по всей анализируемой области спектра солнечного излуче-

ния. Зонная диаграмма предлагаемой структуры обеспечивает высокую эффективность генерации носителей зарядов. Коэффициент поглощения слоем перовскита значительно выше, чем в слоях оксидов цинка и никеля. Скорость генерации электронно-дырочных пар в структуре имеет высокое значение, превосходящее $10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 23-13-20012).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhou Y., Gray-Weale A. / Physical Chemistry Chemical Physics. 2016. Vol. 18 (6). P. 4476–4486.
2. Ullah S., Gulnaz A., Wang G. / Journal of Applied Mathematics and Physics. 2024. Vol. 12. № 3. doi: 10.4236/jamp.2024.123061
3. Саенко А. В., Малуков С. П., Рожко А. А. / Прикладная физика. 2022. № 1. С. 19–27.
4. Takashi Minemoto, Yu Kawano, Takahito Nishimura, Jakapan Chantana / Optical Materials. 2019. Vol. 92. P. 60.
5. Burgelman M., Nollet P., Degraeve S. / Thin Solid Films. 2000. Vol. 361–362. P. 527–532.
6. Kapim Kenfack A. D., Thantsha N. M., Msimanga M. / Solar. 2023. Vol. 3 (3). P. 458–472. doi: 103390/solar3030025
7. Справочник по геофизике и космическому пространству / Под ред. С. Л. Валлея и МакГроу-Хилла. — Нью-Йорк, 1965.
8. Акманов А. Г., Шакиров Б. Г. Основы квантовых и оптоэлектронных приборов: учеб. пособие. — Уфа: РИО БашГУ, 2003.
9. Пухтин А. Н. Оптическая и квантовая электроника. — М.: Высшая школа, 2001. С. 350.

PACS: 84.60.Jt

Model and calculation of the rate of generation and recombination of charge carriers for ZnO/CH₃NH₃PbI₃/NiO perovskite solar cell designs

A. M. Karmokov¹, E. N. Kozyrev², A. Z. Agoev¹, O. A. Molokanov¹
and R. Yu. Karmokova^{1,*}

¹ Kabardino-Balkarian State University named after H. M. Berbekov, Nalchik, 360004 Russia

* E-mail: karrit@mail.ru

² North Caucasus Mining-Metallurgical Institute (Technological University), Vladikavkaz, 362021 Russia

Received 5.12.2024; revised 14.01.2025; accepted 11.08.2025

A model is proposed for calculating the parameters of a perovskite solar cell of the ZnO/CH₃NH₃PbI₃/NiO structure with ITO and Ag contact layers, a zone diagram of the proposed structure was also constructed and its photoelectric parameters and energy efficiency were calculated. According to calculations, the quantum efficiency of the perovskite absorbing layer in the studied part of the solar radiation spectrum is on average about 90 %. It is shown that in the wavelength range from 0.38 μm to 0.76 μm , the absorption coefficient in perovskite is more than 2 times higher than the absorption in ITO and ZnO films. Profiles of the distribution of the rates of generation and recombination of electron-hole pairs in the functional layers of the structure have been constructed, from which it can be seen that the generation rate reaches a value of $\sim 10^{22} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, which is several orders of magnitude higher than the capture rates of electrons and holes.

Keywords: perovskite; solar cell; zinc oxide; titanium oxide; charge carriers.

REFERENCES

1. Zhou Y. and Gray-Weale A., Physical Chemistry Chemical Physics **18** (6), 4476–4486 (2016).
2. Ullah S., Gulnaz A. and Wang G., Journal of Applied Mathematics and Physics **12** (3), (2024). doi: 10.4236/jamp.2024.123061
3. Saenko A. V., Malyukov S. P. and Rozhko A. A., Applied Physics, № 1, 19–27 (2022) [in Russian].
4. Takashi Minemoto, Yu Kawano and Takahito Nishimura, Jakapan Chantana, Optical Materials **92**, 60–66 (2019).
5. Burgelman M., Nollet P. and Degraeve S., Thin Solid Films **361–362**, 527–532 (2000).
6. Kapim Kenfack A. D., Thantsha N. M. and Msimanga M., Solar **3** (3), 458–472 (2023). doi: 103390/solar3030025
7. Handbook of geophysics and outer space / ed. Valley S. L. and McGraw-Hill, New York, 1965.

8. Akmanov A. G. and Shakirov B. G. Fundamentals of quantum and optoelectronic devices. Study guide. Ufa: RIO BashSU, 2003, p. 129 [in Russian].
9. Pikhtin A. N. Optical and quantum electronics. Moscow, Higher School, 2001 [in Russian].

Об авторах

Кармоков Ахмед Мацевич, д.ф.-м.н., профессор, Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х. М. Бербекова (360004, Россия, г. Нальчик, ул. Чернышевского, 173). E-mail: karmokov@kbsu.ru SPIN-код РИНЦ 5445-9389, Author ID 248531

Козырев Евгений Николаевич, д.т.н., профессор, Северо-Кавказский горно-металлургический институт (Технологический университет) (362021, Россия, г. Владикавказ, ул. Николаева, 44). E-mail: kozyrev@skgmi-gtu.ru SPIN-код РИНЦ 9131-1691, Author ID 202347

Агоев Артур Залимханович, студент (магистр 2-го года обучения), Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х. М. Бербекова (360004, Россия, г. Нальчик, ул. Чернышевского, 173). SPIN-код РИНЦ 6458-6420, Author ID 1266717

Молоканов Олег Артемович, к.т.н., научный руководитель кафедры, Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х. М. Бербекова (360004, Россия, г. Нальчик, ул. Чернышевского, 173). E-mail: molokanov@kbsu.ru SPIN-код РИНЦ 6057-8764, Author ID 110079

Кармокова Рита Юрьевна, к.ф.-м.н., старший преподаватель, Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х. М. Бербекова (360004, Россия, г. Нальчик, ул. Чернышевского, 173). E-mail: karrit@mail.ru SPIN-код РИНЦ 4770-5532, Author ID 719705

УДК 532.5, 537.39
EDN: VTHMIB

PACS: 68.03.Hj

**Определение напряженности электрического поля
в трансформаторном масле с помощью микрокапель воды**

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

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412 Россия

*E-mail: panovvladislav@gmail.com

Статья поступила в редакцию 24.03.2025; после доработки 11.04.2025; принята к публикации 11.08.2025

Шифр научной специальности 1.3.9

Экспериментальное определение напряженности импульсного электрического поля в жидком диэлектрике может быть затруднительно, когда требуется минимизировать вносимое измерением возмущение. Оптический метод, основанный на эффекте Керра, применим при достаточно высоких напряженностях. В качестве альтернативного решения могут выступать введенные микрокапли воды, дробление которых в электрическом поле определяется его амплитудой и наступает при электрическом капиллярном числе $Ca_E \geq 0,2$. Проведены экспериментальное и расчетно-теоретическое исследования для капель одного размера, которые показали потенциальную применимость данного способа. Обсуждается влияние глубины резкости оптической системы и начального заряда капель на точность измерений.

Ключевые слова: электрическое поле; напряженность; измерение; микрокапли; вода; электрическое капиллярное число.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-30-36

Введение

До основополагающей работы Тейлора были распространены представления о том, что капли жидкости, погруженные в другую несмешивающуюся жидкость, ведут себя как идеальный диэлектрик, и что воздействие электрического поля на них всегда приводит к вытянутой деформации (удлинению вдоль направления электрического поля) поверхности [1]. Эта концепция получила название электрогидростатической модели, в которой силы электростатической природы действуют только по нормали к межфазной границе. Позже было обнаружено [2], что не все диэлектрические жидкости подвержены удлинению вдоль направления электрического поля и, вопреки электрогидростатической модели, некоторые из них демонстрируют сплюснутую деформацию (удлинение перпендикулярно

направлению приложенного электрического поля). На основе этих экспериментов Тейлор разработал модель диэлектрика с малой проводимостью, полагая, что наличие у жидкости ненулевой проводимости допускает протекание электрического тока небольшой величины через себя, и это приводит к накоплению свободного заряда на границе жидкость-жидкость [3, 4].

В диэлектрике с малой проводимостью взаимодействие этого свободного заряда с электрическим полем приводит к созданию электрических сил, направленных по касательной к границе, в дополнение к нормальным напряжениям. Поскольку в стационарном случае тангенциально направленные силы должны быть скомпенсированы, Тейлор пришел к выводу о существовании завихренного гидродинамического течения, что позднее было подтверждено экспериментально. Теория

Тейлора достаточно хорошо предсказывает небольшую деформацию каплей эмульсии при течении Стокса. Более поздние экспериментальные и теоретические исследования [5] поведения каплей в постоянном и переменном электрическом поле показали, что теория Тейлора занижает величину деформации для большинства рассмотренных случаев, хотя форма деформации, наблюдаемая в экспериментах, хорошо согласуется с предсказаниями Тейлора. В дальнейших публикациях [6] модель Тейлора была улучшена, что позволило рассчитать деформацию капли до приближения второго порядка.

Исследования позволили выделить ряд характерных параметров, определяющих эволюцию капли. Для капли радиусом a , находящейся под действием невозмущенного внешнего электрического поля напряженностью E , характерная скорость U определяется как $U = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{out}} E^2 a / \mu_{\text{out}}$, индексы «in» и «out» относятся к жидкостям капли и окружающей среды, соответственно, ε – диэлектрическая проницаемость, μ – динамическая вязкость. Динамика деформации капли зависит от безразмерных параметров, основанных на свойствах жидкости, таких как отношение проводимостей $R = \sigma_{\text{in}} / \sigma_{\text{out}}$, отношение диэлектрических проницаемостей $S = \varepsilon_{\text{in}} / \varepsilon_{\text{out}}$ и отношение вязкостей $M = \mu_{\text{in}} / \mu_{\text{out}}$ между внутренней и внешней жидкостями. Процедура обезразмеривания приводит к другим безразмерным параметрам, таким как число Рейнольдса потока Re , электрическое число Рейнольдса Re_E и электрическое капиллярное число Ca_E . Число Re представляет собой отношение инерционных сил к вязким и выражается математически как $Re = \rho_{\text{out}} a U / \mu_{\text{out}}$, где ρ_{out} – плотность внешней жидкости. Модель Тейлора работает только для течения с малым числом Рейнольдса $Re \leq O(1)$ и, соответственно, для малых размеров каплей. Число, равное отношению вязкой силы к инерционной силе и поверхностному натяжению определяет переходные режимы деформации, такие как монотонный и колебательный, и называется числом Онезорге: $Oh = \mu_{\text{in}} / (\rho_{\text{in}} \gamma a)^{0.5}$, где γ – коэффициент поверхностного натяжения между двумя жидкостями. Электрическое капиллярное число есть отношение между величиной электрических напряжений εE^2 и капиллярными напряже-

ниями γ/a , оно определяет режимы деформации капли (устойчивая и неустойчивая деформация): $Ca_E = \mu_{\text{out}} U / \gamma = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{out}} E^2 a / \gamma$. Электрическое число Рейнольдса определяется как отношение характерного времени релаксации заряда $t_c = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{out}} / \sigma_{\text{out}}$ ко времени переноса заряда течением $t_h = \mu_{\text{out}} / (\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{out}} E^2)$. Малое значение электрического числа Рейнольдса Re_E свидетельствует о том, что эффекты конвекции заряда пренебрежимо малы. В зависимости от свойств среды, Re_E определяется как $Re_E = t_c / t_h = \varepsilon_0^2 \varepsilon_2^2 E^2 / \mu_2 \sigma_2$. Другим важным безразмерным числом является число Сэвилла Sa , которое представляет собой отношение электрического числа Рейнольдса к электрическому капиллярному числу и определяет переходы между режимами распада капли: $Sa = Re_E / Ca_E$. Для условий настоящих исследований рассмотренные выше числа лежат в следующих диапазонах: $Re = (0,01-0,1)$, $Re_E = (10^4-10^5)$, $Oh = 0,035$, $Ca_E = (0,05-1)$.

Ниже определенного критического капиллярного числа проводящая капля, таким образом, достигает устойчивой формы, и наблюдается отсутствие течений в капле и окружающей среде. По мере увеличения капиллярного числа выше критического, электрическое напряжение на капле увеличивается до тех пор, пока поверхностное натяжение перестанет уравнивать электрическое напряжение, что приводит к разрыву капли. Тейлор рассчитал критическое капиллярное число [7], которое составило около 0,2, используя приближение сфероидальной капли. Несколько экспериментальных [8], аналитических [6, 9] и численных [10–14] исследований подтверждают, что критическое Ca_E составляет около $0,2 \pm 0,02$.

Цель настоящей работы состоит в установлении возможности использования микрокапель воды для определения величины напряженности электрического поля в отдельных точках разрядного промежутка в трансформаторном масле.

Экспериментальная установка

На рисунке 1 представлена схема экспериментальной установки для исследования деформации и разрушения капель полярной жидкости (воды) под действием электричес-

кого поля. В емкость T в форме прямого параллелепипеда с прозрачными стенками налиты две несмешивающихся жидкости (вода W снизу и трансформаторное масло O сверху). В воду с электропроводностью 300 мкСм/см погружен закругленный электрод $E1$, который через измерительный резистор R_s (сопротивлением 25 Ом) соединен с заземлением, а в масло – заостренный электрод $E2$, к которому при помощи полупроводникового высоковольтного ключа S подводится напряжение с запасящего конденсатора C , который заряжается через балластный резистор R_b (1 МОм) от высоковольтного источника положительного напряжения до напряжения $+20 \text{ кВ}$. Для того, чтобы ограничить ток в электрической цепи, в схему введен резистор R_1 сопротивлением 5 кОм . При подаче низковольтного импульса с цифрового генератора G на управляющий вход ключа S последний коммутирует высокое напряжение на электрод $E2$. В отсутствие синхроимпульса ключ соединяет электрод $E2$ с землей через ограничивающий ток резистор R_g сопротивлением 50 Ом . Это обеспечивает отсутствие накопления заряда в области подачи высокого напряжения до момента начала эксперимента. Характеристики полупроводникового ключа таковы, что фронт нарастания напряжения составляет величину около $0,1 \text{ мкс}$, а фронт спада – также $0,1 \text{ мкс}$.

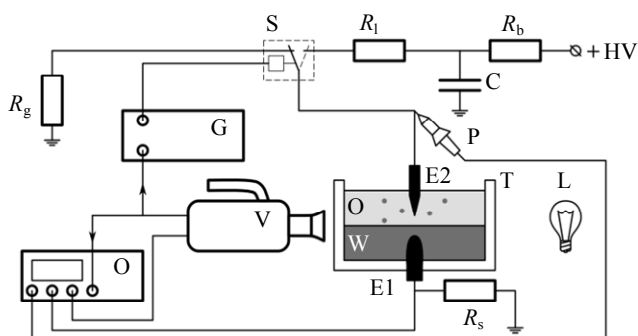


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: O – осциллограф, V – камера, T – разрядная ячейка, $E1$, $E2$ – пара электродов, L – источник света, G – генератор импульсов, P – пробник напряжения, HV – высоковольтный источник, S – полупроводниковый высоковольтный ключ, R_s – токовый шунт, R_g – защитное сопротивление ключа, R_1 – токоограничительное сопротивление, R_b – балластное сопротивление, C – ударная емкость

Для создания капель воды в масле проводится предварительный запуск с такой длительностью приложения высокого напряжения

к электроду $E2$, чтобы между электродами смог сформироваться электрический разряд по механизму, описанному в [15]. В этом случае между электродами формируется быстро расширяющаяся область горячего газа (плазмы), приводящая к быстрой деформации и разрушению границы раздела жидкостей с формированием капель одной жидкости в другой (на рисунке точками показаны капли воды в масле). Поскольку плотности жидкостей близки, а вязкость их относительно велика, взвешенные капли одной жидкости в другой существуют значительное время, характерное время их перемещения значительно больше, чем время приложения напряжения. Это дает возможность провести следующий эксперимент в течение нескольких десятков секунд после момента создания капель.

Для визуализации процесса деформации и разрушения капель используется скоростная цифровая видеокамера V и фоновая подсветка емкости T с помощью лампы накаливания L . Для измерения электрических параметров процесса используется осциллограф O , высоковольтный пробник $1:1000 \text{ Р}$, токовый шунт R_s . Для синхронизации во времени визуализации и измерения сигнал REC_READY , соответствующий началу съемки кинограммы, с видеокамеры V подается одновременно на осциллограф для его запуска и на вход генератора G , который через заранее установленную задержку во времени управляет ключом S . Дополнительно на один из каналов осциллографа подается сигнал видеокамеры F_SYNC , соответствующий моментам времени экспозиции кадров кинограммы. Длительность времени подачи высокого напряжения на электрод $E2$ составляет $0,4 \text{ мс}$, что меньше времени, необходимого для развития разряда между электродами.

Математическая модель

Подробное описание постановки задачи для моделирования дано в работе [16]. Здесь приведем только основные геометрические параметры модели. Распределение электрического поля рассчитывается в цилиндрической системе координат, ось которой совпадает с осью электродной системы. Размер расчетной области в радиальном направлении составляет 40 мм . Расстояние от острия электрода, погруженного в масло, до межфазной границы

составляет 3 мм, общая толщина масляного слоя составляет 15 мм, расстояние от поверхности штыревого электрода до межфазной границы составляет также 3 мм. Диаметр цилиндрической части заостренного электрода составляет 1 мм, цилиндрического электрода – 1,8 мм. Радиус скругления вершины иглы составляет 70 мкм. Параметры воды и масла, используемые в расчетах: плотность 1000 и 980 кг/м³, динамическая вязкость $8,9 \times 10^{-4}$ и $2,36 \times 10^{-2}$, диэлектрическая проницаемость 80 и 2, электропроводность 300 мкСм/см и 1 пСм/см, коэффициент поверхностного натяжения между водой и маслом 24,7 мН/м.

Результаты и обсуждение

На рисунке 2 даны фотографии разрядного промежутка, сделанные с экспозицией 17 мкс в моменты времени 0 и 400 мкс, на которых отмечены капли, за которыми ведется наблюдение. Красным цветом выделены те из них, которые разрушаются на отдельные более мелкие капли (11 шт.), синим – капли со слабой деформацией и без разрушения (19 шт.), розовым – капли без видимой деформации (7 шт.). Общим для капель, обозначенных красным цветом, является их близость либо к высоковольтному электроду, либо к границе раздела сред, потенциал которой близок к потенциалу штыревого электрода за счет относительно высокой проводимости воды. Розовые капли лежат на периферии области наблюдения, а синие – занимают промежуточное положение. Часть капель обладают резко видимой границей, что указывает на их положение в плоскости фокусировки оптической системы и позволяет достоверно определить их размер. Изображения других отмеченных капель имеют размытую границу, эти капли находятся вне плоскости фокусировки, и об их размере можно судить лишь приближенно. Среднее значение диаметра всех выбранных капель составляет около 50 мкм.

Для всех идентифицированных капель было рассчитано электрическое капиллярное число Ca_E (рис. 3). Результаты представлены с разбивкой на три выше обозначенные группы, внутри каждой из которых точки отсортированы по увеличению Ca_E . Отдельно взятые значения Ca_E не всегда удовлетворяют критерию дробления $Ca_E \geq 0,2$. Существуют капли,

которые не испытывают дробления при $Ca_E \geq 0,2$, а также капли, которые наоборот – дробятся при $Ca_E < 0,2$.

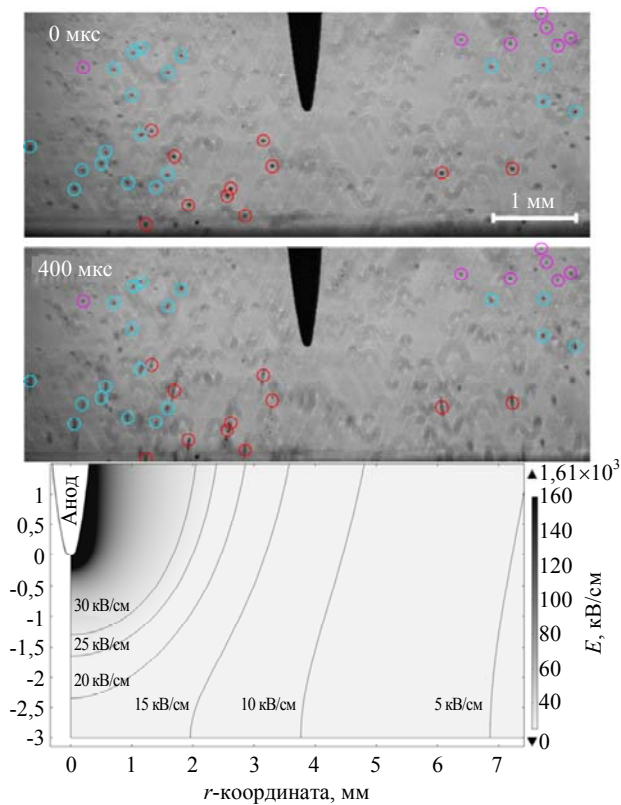


Рис. 2. Деформация и распыление капель воды, взвешенных в масле, под действием импульса напряжения амплитудой 20 кВ и длительностью 400 мкс (моменты времени 0 и 400 мкс). Красными окружностями отмечены капли с дроблением, синими – с заметной деформацией, розовыми – без заметной деформации

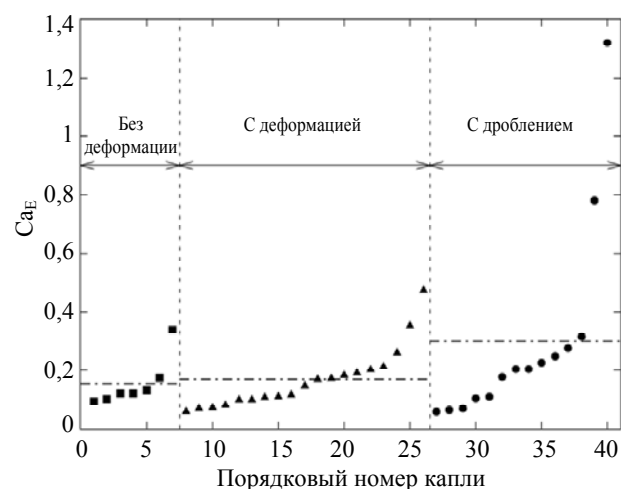


Рис. 3. Электрическое капиллярное число Ca_E для капель, идентифицированных на рисунке 2. Вертикальные пунктирные линии разграничивают группы капель «без деформации», «с деформацией» и «с дроблением». Горизонтальные штрих-пунктирные линии обозначают среднюю величину Ca_E в группе

Горизонтальная черта в каждой группе представляет среднее значение Ca_E : 0,15, 0,17 и 0,30. Средние значения лучше соответствуют литературным данным относительно критической величины: при значениях, меньших, чем 0,2 (т. е. 0,15 и 0,17), наблюдается лишь деформация или полное отсутствие отклика капли на воздействие поля; а при значении 0,30 наблюдается дробление капель.

Наиболее вероятное объяснение несоответствия деформации некоторых капель величине рассчитанного Ca_E состоит в следующих обстоятельствах. Во-первых, используемый в качестве объектива камеры микроскоп имеет значительную глубину резкости при заданном увеличении (рис. 4). Вид зависимости d/d_0 от расстояния между каплями и плоскостью фокусировки L говорит о том, что видимый диаметр капель d будет слабо меняться относительно истинного ее диаметра d_0 при отклонении положения капли от плоскости фокусировки на $L = 1$ мм.

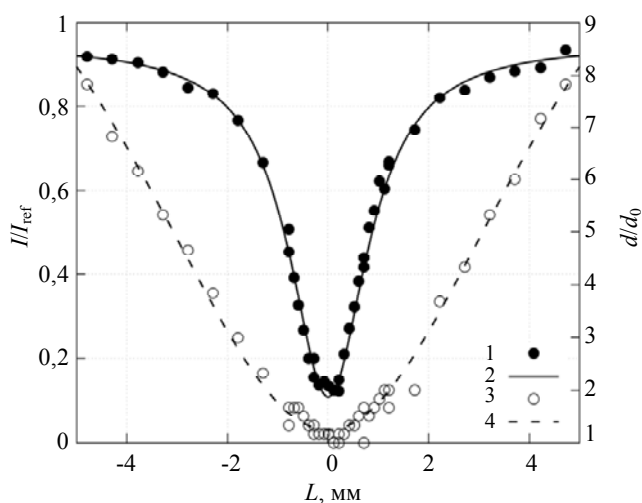


Рис. 4. Экспериментально измеренные зависимости относительной интенсивности изображений капель (I/I_{ref} , «1») и их относительного видимого диаметра (d/d_0 , «3»), а также их соответствующие аппроксимации функцией Лоренца («2» и «4»)

Такое относительно небольшое отклонение L может, тем не менее, приводить к значительным изменениям величины напряженности, взятой для расчета Ca_E для видимого центра капли, ввиду особенности конфигурации сильно неоднородного поля – от острия. Этим объясняется деформация без дробления капель, для которых расчетное число $>0,2$. Второе обстоятельство заключается в элек-

трическом заряде капле, который они могут приобретать, если рождаются с границы раздела в электрическом поле. Оценим вклад поверхностного заряда в критерий дробления капли по электрическому капиллярному числу Ca_E . Для этого рассмотрим распад заряженной капли без внешнего электрического поля. Потеря устойчивости и дробление происходят при числе $f = E_c/(2E_s) \geq 1$, где E_c и E_s – энергия заряженной сферы и поверхностная энергия капли соответственно, которые можно выразить как $E_c = Q^2/(8\pi\epsilon_0 a)$, $E_s = 4\pi\gamma a^2$. После подстановки в формулу для f имеем: $f = Q^2/(64\pi^2\epsilon_0 a^4) \geq \gamma/a$. Рассматривая теперь случай заряженной капли во внешнем электрическом поле, объединяем полученное условие с условием $Ca_E \geq 0,2$:

$$Q^2 / (64\pi^2\epsilon_0 a^4) + 5\epsilon_0\epsilon_{oil}E^2 \geq \gamma/a. \quad (1)$$

Для практической применимости полученного выражения оценим величину заряда капли, образованной в результате отрыва от границы раздела вода-масло. Будем считать, что поверхностная плотность зарядов капли перед отрывом и поверхности, от которой она отрывается, равны. Зная величину напряженности электрического поля E_n на оси электродов вблизи поверхности, полученную в результате численного моделирования (рис. 2), можно оценить поверхностную плотность заряда как $\sigma = \epsilon_0 E_n$. Тогда выражение (1) приобретет следующий вид:

$$1 / (4\epsilon_0 E_n^2) + 5\epsilon_0\epsilon_{oil}E^2 \geq \gamma/a. \quad (2)$$

Такая поправка дает вклад от 10 % до 20 % в критерий дробления по капиллярному электрическому числу и объясняет дробление капель, для которых вычисленное $Ca_E < 0,2$.

Выводы

При увеличении напряженности электрического поля происходит деформация проводящей капли, в результате чего она приобретает форму сфероида, большая ось которого ориентирована в направлении вектора электрического. Эта деформация может быть как устойчивой, так и неустойчивой. Конкретная реализация одного из видов деформации

определяется значением электрического капиллярного числа. Если капиллярное число для капли $Ca_E < 0,2$, то деформация является устойчивой. При превышении порогового значения Ca_E , деформация капли будет неустойчивой, и её дальнейший распад будет также зависеть от параметров, описанных выше: соотношения проводимостей, диэлектрических проницаемостей, динамических вязкостей, а также числа Сэвилла.

Экспериментальные результаты показывают, что средние значения электрического капиллярного числа, взятые по группам капель, не испытавших заметную деформацию, испытавших заметную деформацию, а также подвергшихся распаду, коррелируют с литературными данными о критической величине, равной 0,2. Данное обстоятельство может быть использовано на практике для оценки величины напряженности электрического и её распределения в межэлектродном промежутке при известных величинах диаметра капель.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O'Konski C. T., Thacher H. C. / The Journal of Physical Chemistry. 1953. Vol. 57. № 9. P. 955–958.
2. Allan R., Mason S. / Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1962. Vol. 267. № 1328. P. 62–76.
3. Taylor G. I. / Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1966. Vol. 291. № 1425. P. 159–166.
4. Melcher J. R., Taylor G. I. / Annual Review of Fluid Mechanics. 1969. Vol. 1. № 1. P. 111–146.
5. Torza S., Cox R. G., Mason S. G. / Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1971. Vol. 269. № 1198. P. 295–319.
6. Ajayi O. O. / Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences. 1978. Vol. 364. № 1719. P. 499–507.
7. Wilson C. T. R., Taylor G. I. / Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. 1925. Vol. 22. № 5. P. 728–730.
8. Ha J.-W., Yang S.-M. / Journal of Fluid Mechanics. 2000. Vol. 405. P. 131–156.
9. Taylor G. / Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1964. Vol. 280. № 1382. P. 383–397.
10. Miksis M. J. / The Physics of Fluids. 1981. Vol. 24. № 11. P. 1967–1972.
11. Sherwood J. D. / Journal of Fluid Mechanics. 1988. Vol. 188. P. 133–146.
12. Basaran O. A., Scriven L. E. / Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. 1989. Vol. 1. № 5. P. 799–809.
13. Feng J. Q., Scott T. C. / Journal of Fluid Mechanics. 1996. Vol. 311. № 1. P. 289.
14. Dubash N., Mestel A. J. / Physics of Fluids. 2007. Vol. 19. № 7.
15. Панов В. А., Куликов Ю. М., Печеркин В. Я., Василяк Л. М., Савельев А. С. / Прикладная физика. 2023. № 6. С. 5–10.
16. Панов В. А., Савельев А. С., Куликов Ю. М. / Прикладная физика. 2025. № 2. С. 5–11.

PACS: 68.03.Hj

Electric field strength measurements in transformer oil using microdroplets of water

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

Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow 125412 Russia

*E-mail: panovvladislav@gmail.com

Received 24.03.2025; revised 11.04.2025; accepted 11.08.2025

Experimental determination of the pulsed electric field strength in a liquid dielectric can be difficult when it is necessary to minimize the disturbance introduced by the measurement. The optical method based on the Kerr effect is applicable at sufficiently high strengths. An alternative solution can be water microdroplets introduced into the gap, the fragmentation of which in the electric field is determined by its amplitude and occurs at an electric capillary number $Ca_E \geq 0.2$. Experimental and theoretical studies for droplets of the same size have been conducted, which have shown the potential applicability of this method. The influence of the

depth of field of the optical system and the initial charge of the droplets on the accuracy of measurements is discussed.

Keywords: electric field; intensity; measurement; microdroplets; water; electric capillary number.

REFERENCES

1. O’Konski C. T. and Thacher H. C., The Journal of Physical Chemistry **57** (9), 955–958 (1953).
2. Allan R. and Mason S., Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences **267** (1328), 62–76 (1962).
3. Taylor G. I., Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences **291** (1425), 159–166 (1966).
4. Melcher J. R. and Taylor G. I., Annual Review of Fluid Mechanics **1** (1), 111–146 (1969).
5. Torza S., Cox R. G. and Mason S. G., Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences **269** (1198), 295–319 (1971).
6. Ajayi O. O., Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences **364** (1719), 499–507 (1978).
7. Wilson C. T. R. and Taylor G. I., Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society **22** (5), 728–730 (1925).
8. Ha J.-W. and Yang S.-M., Journal of Fluid Mechanics **405**, 131–156 (2000).
9. Taylor G., Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences **280** (1382), 383–397 (1964).
10. Miksis M. J., The Physics of Fluids **24** (11), 1967–1972 (1981).
11. Sherwood J. D., Journal of Fluid Mechanics **188**, 133–146 (1988).
12. Basaran O. A. and Scriven L. E., Physics of Fluids A: Fluid Dynamics **1** (5), 799–809 (1989).
13. Feng J. Q. and Scott T. C., Journal of Fluid Mechanics **311** (1), 289 (1996).
14. Dubash N. and Mestel A. J., Physics of Fluids **19** (7), (2007).
15. Panov V. A., Kulikov Yu. M., Pecherkin V. Ya., Vasilyak L. M. and Saveliev A. S., Applied Physics, № 6, 5–10 (2023) [in Russian].
16. Panov V. A., Saveliev A. S. and Kulikov Yu. M., Applied Physics, № 2, 5–11 (2025) [in Russian].

Об авторах

Панов Владислав Александрович, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2). E-mail: panovvladislav@gmail.com SPIN-код РИНЦ 5821-2776, Author ID 755538

Савельев Андрей Сергеевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2). E-mail: fisteh@mail.ru SPIN-код РИНЦ 6888-7369, Author ID 866343

Куликов Юрий Матвеевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2). E-mail: kulikov-yurii@yandex.ru SPIN-код РИНЦ 7719-8459, Author ID 1130937

УДК 537.525
EDN: BFPHPG

PACS: 52.27.Lw; 37.10.Ty.

**Накопление ионов в плазменной электростатической ловушке
внутри облака заряженных микрочастиц в электрическом разряде**© Д. Н. Поляков^{1,*}, В. В. Шумова^{1,2}, Л. М. Василяк¹¹ Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, 125412 Россия

*E-mail: cryolab@ihed.ras.ru

² Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семёнова
Российской академии наук, Москва, 119991 РоссияСтатья поступила в редакцию 9.04.2025; после доработки 30.04.2025; принята к публикации 11.08.2025
Шифр научной специальности: 1.3.9

Рассмотрен новый тип плазменной ловушки с электростатическим способом удержания положительно заряженных ионов внутри облака отрицательно заряженных микрочастиц в плазме положительного столба тлеющего разряда (комплексной плазме). Такая ловушка может представлять интерес для плазменных технологий при низких и криогенных температурах, так как характеризуется высокой концентрацией удерживаемых ионов и выделяет меньше тепла, чем плазма без микрочастиц. На основе данных эксперимента проведён расчёт параметров комплексной плазмы с использованием жидкостной модели и выполнена оценка эффективности накопления ионов в плазменной ловушке. Получено, что интенсивность накопления ионов в облаке микрочастиц может превышать или быть ниже интенсивности их образования в плазме свободного от микрочастиц разряда. В первом случае комплексная плазма находится в режиме эффективного удержания ионов, где ловушка является концентратором ионов, а во втором – в режиме неэффективного. Основываясь на значениях коэффициента относительного перегрева, показано, что комплексная плазма электрического разряда представляет собой более эффективный инструмент для создания необходимой концентраций холодных ионов, чем плазма без микрочастиц.

Ключевые слова: комплексная плазма; разряд постоянного тока; облако заряженных микрочастиц; эффективность ионной ловушки.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-37-44

Введение

При решении различных физических задач, связанных с удержанием необходимой концентрации ионов в заданной области пространства, применяются электродинамические ловушки Пеннинга [1] и Пауля [2]. Заряженные частицы, заключенные в электродинамические ловушки, образуют сильно связанные кулоновские системы [3]. Для уменьшения

кинетической энергии ионов применяется охлаждение ионов до предельно низких температур [4], что позволяет изучать их потенциалы взаимодействия, процессы переноса, термализацию и коллективные явления. В этом случае, ловушки Пауля и Пеннинга позволяют удерживать и изучать как отдельные замороженные ионные атомы [5], так и ионные облака в виде атомно-ионных кулоновских кластеров и кристаллов [6, 7].

В плазмохимии исследователи стремятся получить управление химическими реакциями, что реализуется путём охлаждения области их протекания [8]. Помимо этого, реакции, протекающие при низких и ультранизких температурах [9], позволяют получать при плазменно-химическом синтезе состояния новой фазы, которые невозможно получить в других условиях [10]. Этим определяется интерес исследователей к поиску приложений, связанных с получением плазменных химически активных сред при криогенных температурах [11]. Отметим, что применение электродинамических ловушек в области прикладной плазмохимии малоэффективно ввиду малого числа удерживаемых в них ионов $N_i \sim 10^4$ и ограничений по их концентрации $n_i < 10^8 \text{ см}^{-3}$ [3, 12], а также сложности изготовления и высокой стоимости таких ловушек. Для прикладной плазмохимии представляет интерес получение ионов с высокой концентрацией в большом реакционном объёме. Для увеличения концентрации положительных ионов необходимо нейтрализующий фон из электронов, что реализуется в низкотемпературной газоразрядной плазме. Так, простейшим источником с высокой концентрацией ионов в большом объёме плазмы ($\sim 1000 \text{ см}^3$) может служить, например, тлеющий разряд постоянного тока в неоне, где в положительном столбе разряда могут быть получены $n_i \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$ [13]. Однако этот способ наработки ионов из-за большого тепловыделения малоприменим для применения в условиях криогенного охлаждения [14]. Наиболее перспективный способ удержания и генерации ионов, лишённый большей части рассмотренных недостатков, реализуется в пылевой (комплексной) плазме (КП) [15]. В КП электрических разрядов в газах можно создать ловушки в виде облаков из заряженных микрочастиц в плазме, работающие на принципах сильного электростатического взаимодействия, в которых могут накапливаться и локализоваться ионы [16, 17]. Такие облака могут формировать Кулоновские кристаллы и кластеры [15] подобно ионам в охлаждаемых ловушках Пауля [6, 7]. КП в электрическом разряде можно получить в большом объёме. Такая КП была получена в тлеющем разряде в аргоне в трубке радиусом 40 см и длиной 80 см [18]. В настоящее время также исследуется КП газового

разряда в условиях криогенных температур, которая способна накапливать и поддерживать холодные ионы с заданной концентрацией [10, 19, 20].

В данной работе численными методами исследовалось накопление положительных ионов в электростатической ловушке, образованной облаком заряженных микрочастиц и плазмой электрического разряда постоянного тока в неоне, и анализировалась эффективность этой ловушки.

Модель расчёта параметров комплексной плазмы

Расчёт параметров КП проводился с использованием диффузионно-дрейфовой модели положительного столба тлеющего разряда в неоне с микрочастицами [14, 16, 17]. Модель удовлетворяла условиям эксперимента, где длины свободного пробега ионов и электронов были много меньше радиуса разряда. Эксперименты были проведены в вертикально расположенной стеклянной трубке длиной $L = 40 \text{ см}$ с внутренним радиусом $R = 0,825 \text{ см}$ в протяжённом разряде постоянного тока ($R \ll L$). Расчёты были выполнены для характерных средних параметров облаков, образованных микрочастицами диаметром 2,55 мкм, при значениях тока и давления неона, соответствующих эксперименту.

В рассматриваемой модели КП в уравнениях материального баланса учтены процессы рождения и гибели электронов, ионов и метастабильных атомов неона с энергией 16,6 эВ, в объёме плазмы и на поверхности микрочастиц. Перечень столкновительных процессов, учтённых в модели, приведён в [14]. Дрейф и диффузия электронов, ионов и метастабильных атомов рассматривались в аксиальном (продольном) электрическом поле E_z и в самосогласованном радиальном электрическом поле E_r . Средняя энергия электронов, транспортные коэффициенты и константы скоростей реакций возбуждения и ионизации с участием электронов рассчитаны с помощью программного пакета BOLSIG+ [21] с базой данных SIGLO [22]. Заряд микрочастиц определён с учётом ион-атомных взаимодействий в приближении слабостолкновительной плазмы [23]. Поток возбуждённых

атомов на микрочастицы рассчитан в газокинетическом приближении, а тушение – в приближении полной аккомодации энергии. Предполагалось, что эмиссия электронов и фотоэлектронов с поверхности пылевых частиц отсутствует, распределение микрочастиц внутри облака однородное, а на границе облака экспоненциально спадает. Принималось, что полный ток I через поперечное сечение разряда сохранялся в разряде при изменении концентрации микрочастиц n_p , поскольку экспериментальные исследования проводились в условиях неизменности величины тока.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 схематично показана область плазмы, для которой выполнялся расчёт; левая часть рисунка иллюстрирует состав плазмы со схемой измерения падения напряжения применяемой в эксперименте, а в правой части рисунка показаны радиальные распределения электрического поля, концентраций ионов и электронов. Верхний фрагмент соответствует плазме без микрочастиц, а нижний плазме с облаком микрочастиц с $n_p = 4 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$. В плазме без микрочастиц (свободном разряде) основные потери плазмы определяются гибелью электронов (синий фон левой части рисунка) и ионов (там же красные точки) на стенке разрядного устройства, которые возникают в результате их радиальной диффузии и дрейфа. Дрейф заряженных частиц происходит в радиальном электрическом поле E_r . Без микрочастиц профили электронов $n_e(r, 0)$ и ионов $n_i(r, 0)$ близки к распределению Бесселя $J_0(2,4r/R)$. Максимум ионизации расположен на оси разряда. Ионизационный баланс обеспечивает компенсацию радиальных потерь и сохранение I в продольном поле $E_z(0)$. Вольтметр в разряде без частиц показывает значение потенциала $V_0 = E_z(0)l$. При поступлении микрочастиц в плазму на оси разряда происходит их самоорганизация в облако, ограниченное радиусом r_c (рис. 1, нижний фрагмент). При этом наблюдается отличная от чистого разряда картина потерь и ионизационных процессов. К потерям заряженных частиц

плазмы на стенке разрядной трубки добавляются потери на микрочастицах. Более высокая подвижность электронов относительно ионов, приводит к образованию более интенсивных электронных потоков на микрочастицы, что определяет их отрицательный заряд q . Микрочастицы могут приобретать значительный заряд $q \sim 10^4 e^-$. Уравнение электронейтральности для КП примет вид $n_i = n_p q / e^- + n_e$. Концентрация положительных ионов $n_i(r, n_p)$ в области облака микрочастиц растёт, нейтрализуя большой q , и может значительно превышать концентрацию ионов в разряде без микрочастиц $n_i(r, 0)$. Компенсация дополнительных потерь плазмы на микрочастицах и сохранение тока I реализуется путём увеличения частоты ионизации, которая происходит в результате увеличения температуры электронов при увеличении продольного электрического поля E_z . В этом случае, в эксперименте наблюдалось образование облака микрочастиц в плазме разряда, которое сопровождалось увеличением потенциала V на участке плазмы, где образуется облако из микрочастиц с радиусом r_c . Отметим, что увеличение температуры электронов получено экспериментально при изучении влияния пылевых частиц на интенсивность спектральных линий плазмы [24]. Поле E_z в плазме с облаком зависит от n_p , так как микрочастицы могут представлять собой существенный источник потерь плазмы [25]. Вольтметр в разряде с облаком с концентрацией микрочастиц n_p показывает увеличение значения потенциала $V = E_z(n_p)l$. Сдвиг положения максимума концентрации электронов на рис. 1 показывает, что максимум ионизации смещается от оси разряда за границу облака. Изменения поля $E_z(n_p)$ в тлеющем разряде постоянного тока, вызванные различной концентрацией n_p , получены в экспериментах и в численных расчётах для различных газов: воздуха [26–28], неона [25, 29], аргона [30] и гелия [31]. Из представленных на рис. 1 распределений n_i видно, что облако заряженных микрочастиц с плазмой является своего рода ловушкой для положительных ионов, которая концентрирует ионы вокруг микрочастиц внутри облака.

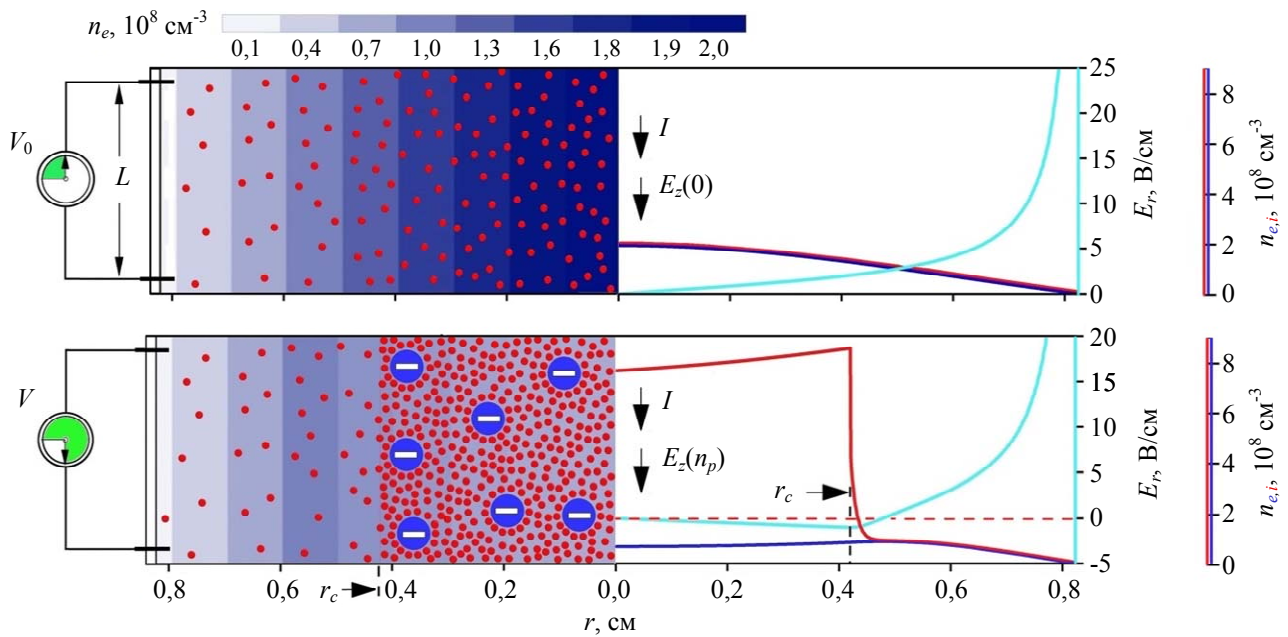


Рис. 1. Схема аксиального сечения участка разрядной трубки с плазмой в месте измерения напряжения V . В левой части сечения показан состав плазмы: красные точки – положительно заряженные ионы, голубая заливка – электроны, синие круги – отрицательно заряженные пылевые частицы. В правой части сечения показаны профили концентраций ионов n_i (красные линии), электронов n_e (синие линии) и радиального электрического поля E_r (голубые линии) для $I = 0,5 \text{ мА}$ и $p = 0,6 \text{ Торр}$. Верхний фрагмент – разряд без микрочастиц, нижний фрагмент – разряд с микрочастицами с $n_p = 4 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ в облаке с радиусом r_c

Картина процесса захвата ионов отрицательно заряженной сферой и их распределений была получена в результате PIC моделирования [32], которое показало, что захваченные ионы группируются в плотные сгустки окружающие сферу, дополнительно экранируя её, при этом значительно компенсируют дефицит положительного заряда плазмы в условиях большой величины электрического поля вблизи сферы. Эффективность ионной ловушки можно описать рядом показателей, определяющих эффективности накопления ионов для облака и отдельной микрочастицы, и показателей, отражающих эффективность энергетических затрат [16]. Существуют режимы разряда с одинаковыми параметрами, когда концентрации ионов в области плазмы, ограниченной радиусом облака, в разряде с микрочастицами – $n_i(r_c, n_p)$ лежат либо выше, либо ниже концентраций $n_i(r_c, 0)$ для разряда без микрочастиц. Если $n_i(r_c, n_p) > n_i(r_c, 0)$, то облако с плазмой является ловушкой для ионов. Эффективность накопления ионов ловушкой определяется из соотношения $\zeta = n_i(r_c, n_p)/n_i(r_c, 0)$ [16, 17]. В случае, когда имеются данные о количестве ионов в реакционном объёме

плазмы, эффективность накопления ионов облаком может быть определена через погонное число ионов $\zeta^* = N_i(r_c, n_p)/N_i(r_c, 0)$. Где $N_i(r_c, n_p) = 2\pi \int_0^{r_c} r n_i(r, n_p) dr$ и $N_i(r_c, 0) = 2\pi \int_0^{r_c} r n_i(r, 0) dr$ – погонное количество ионов в облаке и погонное количество ионов в разряде без микрочастиц в области ограниченной радиусом облака, соответственно [16, 33].

На рис. 2 показана эффективность накопления ионов облаком ζ^* в зависимости от концентрации микрочастиц и тока разряда при разных давлениях неона. Если комплексная система находится в состоянии с $\zeta^* > 1$, то ловушка является концентратором ионов и находится в состоянии эффективного накопления ионов область I на рис. 2). Максимальные значения эффективности накопления ионов облаком ($\zeta_{\max}^* = 4,73$ при $p = 0,6 \text{ Торр}$, $\zeta_{\max}^* = 4,71$ при $p = 0,3 \text{ Торр}$ и $\zeta_{\max}^* = 4,2$ при $p = 0,9 \text{ Торр}$) соответствуют минимальным значениям I и максимальным значениям n_p . Неэффективному состоянию системы соответ-

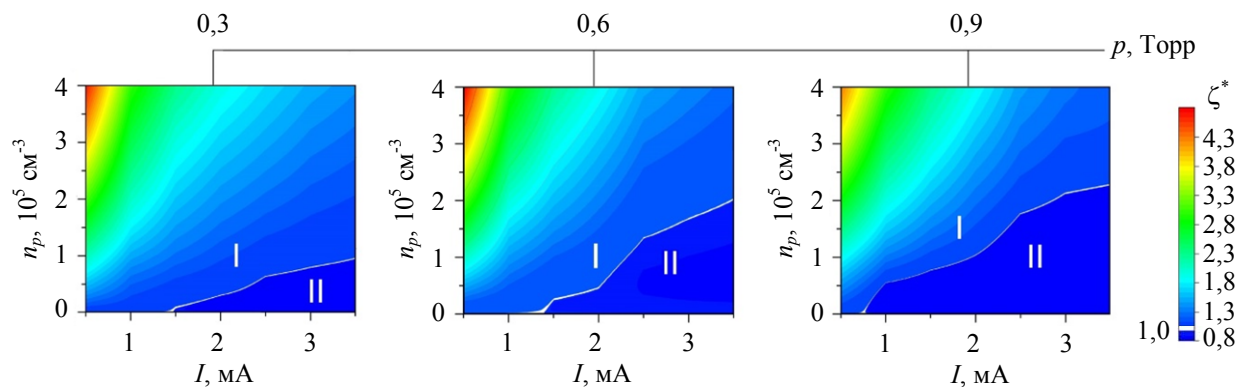


Рис. 2. Эффективность накопления ионов облаком ζ^* в зависимости от концентрации микрочастиц n_p и тока разряда I при разных давлениях неона p

ствует область II с $\zeta^* \leq 1$. Граница перехода между областями ($\zeta^* = 1$) проведена белой линией. Из рис. 2 можно заключить, что область значений с $\zeta^* \leq 1$ расширяется с ростом p при изменении I к большим и меньшим его значениям при увеличении n_p .

Можно постулировать, что КП представляет собой более эффективный инструмент для создания необходимой концентрации ионов, чем плазма свободного разряда. В свободном разряде в нормальном режиме $n_i \propto I$, E_z слабо меняется при изменении тока, или не зависит от тока. Энергетическая цена рождения одного иона пропорциональна погонной электрической мощности разряда $P_i \propto IE_z$ [16]. Нарботка дополнительных ионов в процессе увеличения частоты ионизации приводит к пропорциональному увеличению потерь за счет амбиполярной диффузии к границе разряда. В КП увеличение концентрации ионов достигается в условиях снижения амбиполярных потерь плазмы, когда дополнительно увеличение концентрации ионов происходит за счет перераспределения ионов в область облака микрочастиц от периферии разряда к его центру. Помимо этого, свободный разряд обладает рядом недостатков, по сравнению с разрядом с микрочастицами, а увеличение тока I приводит к:

- увеличению тепловыделения на электродах и дополнительной эрозии электродов;
- увеличению приэлектродных падений потенциала и тепловыделения в приэлектродной плазме;
- дополнительному нагреву плазмы разряда и развитию тепловой неустойчивости разряда, приводящей к его контракции;

– необходимости увеличивать поверхность катода для обеспечения необходимой эмиссии электронов при сохранении нормальной плотности тока.

Энергетическое преимущество в разряде с микрочастицами относительно свободного разряда связано с дополнительным Джоулевым нагревом плазмы. В КП по сравнению с плазмой без микрочастиц, при наработке одинаковой концентрации ионов может выделяться меньше тепла в определённом диапазоне значений I , при одинаковых p . Такие режимы обнаружены при $I < 2,7$ мА [14]. Энергетическое преимущество в этих режимах определяется путём определения коэффициента относительного перегрева η_Q . Этот коэффициент в работе [14] вычислялся как отношение дополнительной погонной мощности, расходуемой в плазме свободного разряда при наработке одинаковой концентрации ионов, к аналогичной величине в разряде с микрочастицами $\eta_Q = Q(n_p = 0)/Q(n_p)$. В свободном разряде приращение концентрации ионов может быть достигнуто путём увеличения тока на величину ΔI при $E_z \approx \text{const}$, в то время как, в разряде с микрочастицами это приращение связано с приращением электрического поля ΔE_z при $I = \text{const}$, тогда $\eta_Q \approx \Delta IE_z / \Delta E_z I$. Знание коэффициента η_Q весьма полезно, в первую очередь, для технологий и процессов в плазме, протекающих при низких и криогенных температурах, когда выделение тепла нежелательно [10, 11, 19, 20, 33, 34].

На рис. 3 показано изменение η_Q при изменении давления для разных токов разряда. С увеличением тока η_Q уменьшается при всех давлениях, при этом тепловой выигрыш для

комплексной плазмы пропадает быстрее для более высоких давлений. Тепловой выигрыш полностью исчезает в точке (8) на рис. 4 при $I = 2,7$ мА и $p = 0,3$ Торр, тогда в комплексной плазме и свободном разряде выделяется одинаковое количество тепла. Максимум распределений η_Q наблюдается при $p \approx 0,5$ Торр для тока 0,5 мА (1). При этом давлении получен значительный тепловой выигрыш для комплексной плазмы $\eta_Q \approx 13$. При увеличении тока данный максимум смещается в область более низких давлений и соответствует $p = 0,3$ Торр при $I = 0,75$ мА (3).

Необходимо отметить, что комплексная плазма обладает дополнительным преимуществом относительно плазмы свободного разряда, которое состоит в возможности управления облаком микрочастиц [17, 35], что позволяет менять пространственное расположение облака в разряде и, соответственно, создаёт условия для получения нужной концентрации ионов в оптимальной зоне реакции.

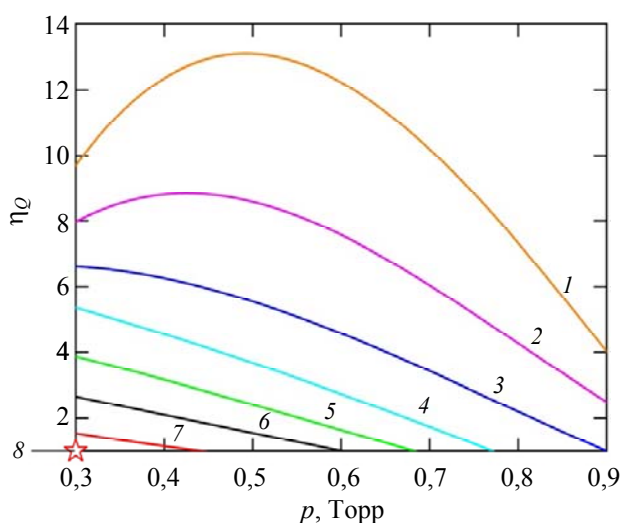


Рис. 3. Коэффициента относительного перегрева η_Q в зависимости от давления неона p , при разных токах разряда I : 1 – 0,5 мА, 2 – 0,6 мА, 3 – 0,75 мА, 4 – 1 мА, 5 – 1,5 мА, 6 – 2 мА, 7 – 2,5 мА, 8 – 2,7 мА

Заключение

Комплексная плазма, образованная рядом постоянного тока низкого давления с микрочастицами, в определённом диапазоне параметров разряда является электростатической плазменной ловушкой, которая способна накапливать и локализовать ионы внутри облака из заряженных микрочастиц. Существуют режимы КП, при которых концентрации

ионов в облаке меньше концентраций ионов, полученных, при тех же условиях в свободном разряде в одинаковой области плазмы. Предложен показатель эффективности накопления ионов в облаке микрочастиц ζ^* , определяемый через погонное число ионов в облаке. Определены значения ζ^* в зависимости от концентрации микрочастиц ($n_p = 0-4 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$) и тока разряда ($I = 0,5-3,5$ мА) при давлениях неона 0,3, 0,6 и 0,9 Торр. Показано, что максимальные значения ζ^* реализуются при минимальных токах и максимальных концентрациях микрочастиц. Получены области параметров комплексной плазмы с $\zeta^* > 1$, когда ионная ловушка является концентратором ионов и находится в состоянии эффективного накопления ионов. Обнаружены неэффективные состояния плазменной системы с $\zeta^* \leq 1$. Получено, что область значений $\zeta^* \leq 1$ на $n_p - I$ диаграммах расширяется с ростом давления при изменении тока в направлении большего и меньшего его значений и при увеличении концентрации микрочастиц. Получено, что с уменьшением тока, тепловой выигрыш для комплексной плазмы определяемый значением коэффициента относительного перегрева η_Q , увеличивается при увеличении давления. Максимальное значение $\eta_Q \approx 13$ принимает при $p \approx 0,5$ Торр и $I = 0,5$ мА. Показано, что комплексная плазма представляет собой более эффективный инструмент для создания необходимой концентрации холодных ионов, чем плазма свободного разряда.

Работа выполнена при поддержке
Министерства науки и высшего образования
Российской Федерации (Государственное задание
№ 075-00269-25-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dehmelt H. / Rev. Mod. Phys. 1990. Vol. 62. P. 525–530.
2. Paul W. / Rev. Mod. Phys. 1990. Vol. 62. P. 531–540.
3. Mihalcea B. M., Filinov V. S., Syrovatka R. A., Vasilyak L. M. / Phys. Rep. 2023. Vol. 1016. P. 1–103.
4. Balakrishnan N. / J. Chem. Phys. 2016. Vol. 145. P. 150901.
5. Langin T. K., Gorman G. M., Killian T. C. / Science. 2019. Vol. 363. P. 61.

6. Wineland D. *et al.* / Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 2935–2938.
7. Bollinger J. J. *at al.* / J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2003. Vol. 36. P. 499–510.
8. Krems R. V. / Phys. Chem. Chem. Phys. 2008. Vol. 10. P. 4079–4092.
9. Goldanskii V. I. / Ann. Rev. Phys. Chem. 1976. Vol. 27. P. 85–126.
10. Polyakov D. N., Shumova V. V., Vasilyak L. M. / Surf. Eng. Appl. Electrochem. 2015. Vol. 51. P. 143–151.
11. Stauss S., Muneoka H., Terashima K. / Plasma Sources Sci. Technol. 2018. Vol. 27. P. 023003.
12. Vasilyak L. M. *at al.* / New J. Phys. 2013. Vol. 15. P. 043047.
13. Grigorian G. M., Dyatko N. A., Kochetov I. V. / Phys. Plasmas. 2017. Vol. 24. P. 073503.
14. Polyakov D. N., Shumova V. V., Vasilyak L. M. / J. Appl. Phys. 2020. Vol. 128. P. 053301.
15. Fortov V. E., Morfill G. E. Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space. – Boca Raton.: CRC Press, 2009.
16. Polyakov D. N., Shumova V. V., Vasilyak L. M. / Plasma Sources Sci. Technol. 2022. Vol. 31. P. 074001.
17. Polyakov D. N., Shumova V. V., Vasilyak L. M. / Plasma Sources Sci. Technol. 2021. Vol. 30. P. 07LT01.
18. Thomas E., Amatuucci W. E., Compton Ch., Christy B. / Phys. Plasmas. 2002. Vol. 9. P. 3154–3158.
19. Polyakov D. N., Shumova V. V., Vasilyak L. M. / Russ. J. Phys. Chem. B. 2023. Vol. 17. № 4. P. 1241–1245.
20. Шумова В. В., Поляков Д. Н., Василяк Л. М. / Химическая физика. 2025. Т. 44. № 4. С. 106–114.
21. <https://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>
22. <https://nl.lxcat.net>
23. Khrapak S. A., Morfill G. E., Khrapak A. G., D'yachkov L. G. / Phys. Plasmas. 2006. Vol. 13. P. 052114.
24. Kostenko A. S., Ochkin V. N., Tskhai S. N. / Tech. Phys. Lett. 2016. Vol. 42. № 7. P. 743–746.
25. Polyakov D. N., Shumova V. V., Vasilyak L. M. / Plasma Phys. Rep. 2017. Vol. 43. № 3. P. 397–404.
26. Vasilyak L. M., Polyakov D. N., Fortov V. E., Shumova V. V. / High Temp. 2011. Vol. 49. P. 623–628.
27. Polyakov D. N., Shumova V. V., Vasilyak L. M. / Surf. Eng. Appl. Electrochem. 2013. Vol. 49. P. 114–124.
28. Ding Z., Chen Q., Liu C., Qian Z. / Journal of Electrostatics. 2025. Vol. 135. P. 104048.
29. Vasilyak L. M., Polyakov D. N., Shumova V. V. / Contrib. Plasma Phys. 2013. Vol. 53. P. 432–435.
30. Tian R. *et al.* / J. Appl. Phys. 2018. Vol. 123. P. 083301.
31. Fedoseev A. V., Salnikov M. V., Demin N. A. *et al.* / Phys. Plasmas. 2018. Vol. 25. P. 083710.
32. Kiselyov A. A., Dolgonosov M. S., Krasovsky V. L. / Doklady Physics. 2014. Vol. 59. № 5. P. 209–213.
33. Polyakov D. N., Shumova V. V., Vasilyak L. M. / Russ. J. Phys. Chem. B. 2024. Vol. 18. № 4. P. 1128–1133.
34. Shumova V. V., Polyakov D. N., Vasilyak L. M. / J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. Vol. 50. P. 405202.
35. Polyakov D. N., Shumova V. V., Vasilyak L. M. / Plasma Phys. Rep. 2024. Vol. 50. № 12. P. 1609–1613.

PACS: 52.27.Lw; 37.10.Ty.

Accumulation of ions in an electrostatic plasma trap within a cloud of charged microparticles in an electric discharge

D. N. Polyakov^{1,*}, V. V. Shumova^{1,2} and L. M. Vasilyak¹

¹ Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia
*E-mail: cryolab@ihed.ras.ru

² Semenov Federal Research Center for Chemical Physics, Russian Academy of Sciences,
Moscow, 119991 Russia

Received 9.04.2025; revised 30.04.2025; accepted 11.08.2025

A novel plasma trap using an electrostatic method to trap positively charged ions within a cloud of negatively charged microparticles in the plasma of a positive column of a glow discharge (complex plasma) is considered. Such a trap may be of interest for plasma technologies at low and cryogenic temperatures, as it is characterised by a high concentration of trapped ions and generates less heat than plasma without microparticles. Calculation of the parameters of the complex plasma was carried out on the basis of experimental data by means of the liquid model. The efficiency of ion accumulation in the plasma trap within the microparticle cloud was evaluated. It is found that the intensity of the accumulation of ions in the cloud of microparticles can be higher or lower than the intensity of their birth in the plasma of a discharge free of microparticles. In the first case, the complex plasma is in the efficient ion retention regime, where the trap is an ion concentrator, and, in the inefficient retention regime in the second case. Based on the determination of the values of the relative superheat coefficient, it is

shown that complex plasma is a more effective tool for producing the required concentration of cold ions than the plasma without microparticles.

Keywords: complex plasma; direct current discharge; charged microparticle cloud; ion trap efficiency.

REFERENCES

1. Dehmelt H., Rev. Mod. Phys. **62**, 525–530 (1990).
2. Paul W., Rev. Mod. Phys. **62**, 531–540 (1990).
3. Mihalcea B. M., Filinov V. S., Syrovatka R. A. and Vasilyak L. M., Phys. Rep. **1016**, 1–103 (2023).
4. Balakrishnan N., J. Chem. Phys. **145**, 150901 (2016).
5. Langin T. K., Gorman G. M. and Killian T. C., Science **363**, 61 (2019).
6. Wineland D. et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 2935–2938 (1987).
7. Bollinger J. J. et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **36**, 499–510 (2003).
8. Krems R. V., Phys. Chem. Chem. Phys. **10**, 4079–4092 (2008).
9. Goldanskii V. I., Ann. Rev. Phys. Chem. **27**, 85–126 (1976).
10. Polyakov D. N., Shumova V. V. and Vasilyak L. M., Surf. Eng. Appl. Electrochem. **51**, 143–151 (2015).
11. Stauss S., Muneoka H. and Terashima K., Plasma Sources Sci. Technol. **27**, 023003 (2018).
12. Vasilyak L. M. et al., New J. Phys. **15**, 043047 (2013).
13. Grigorian G. M., Dyatko N. A. and Kochetov I. V., Phys. Plasmas. **24**, 073503 (2017).
14. Polyakov D. N., Shumova V. V. and Vasilyak L. M., J. Appl. Phys. **128**, 053301 (2020).
15. Fortov V. E. and Morfill G. E. Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space. Boca Raton, CRC Press, 2009.
16. Polyakov D. N., Shumova V. V. and Vasilyak L. M., Plasma Sources Sci. Technol. **31**, 074001 (2022).
17. Polyakov D. N., Shumova V. V. and Vasilyak L. M., Plasma Sources Sci. Technol. **30**, 07LT01 (2021).
18. Thomas E., Amatuucci W. E., Compton Ch. and Christy B., Phys. Plasmas. **9**, 3154–3158 (2002).
19. Polyakov D. N., Shumova V. V. and Vasilyak L. M., Russ. J. Phys. Chem. B. **17** (4), 1241–1245 (2023).
20. Shumova V. V., Polyakov D. N. and Vasilyak L. M., Russ. J. Phys. Chem. B. **19**. (2025) (in print).
21. <https://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>
22. <https://nl.lxcat.net>
23. Khrapak S. A., Morfill G. E., Khrapak A. G. and D'yachkov L. G., Phys. Plasmas. **13**, 052114 (2006).
24. Kostenko A. S., Ochkin V. N. and Tskhai S. N., Tech. Phys. Lett. **42** (7), 743–746 (2016).
25. Polyakov D. N., Shumova V. V. and Vasilyak L. M., Plasma Phys. Rep. **43** (3), 397–404 (2017).
26. Vasilyak L. M., Polyakov D. N., Fortov V. E. and Shumova V. V., High Temp. **49**, 623–628 (2011).
27. Polyakov D. N., Shumova V. V. and Vasilyak L. M., Surf. Eng. Appl. Electrochem. **49**, 114–124 (2013).
28. Ding Z., Chen Q., Liu C. and Qian Z., Journal of Electrostatics **135**, 104048 (2025).
29. Vasilyak L. M., Polyakov D. N. and Shumova V. V., Contrib. Plasma Phys. **53**, 432–435 (2013).
30. Tian R. et al., Journal of Applied Physics **123**, 083301 (2018).
31. Fedoseev A. V., Salnikov M. V., Demin N. A. et al., Phys. Plasmas. **25**, 083710 (2018).
32. Kiselyov A. A., Dolgonosov M. S. and Krasovsky V. L., Doklady Physics **59** (5), 209–213 (2014).
33. Polyakov D. N., Shumova V. V. and Vasilyak L. M., Russ. J. Phys. Chem. B. **18** (4), 1128–1133 (2024).
34. Shumova V. V., Polyakov D. N. and Vasilyak L. M., J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 405202 (2017).
35. Polyakov D. N., Shumova V. V. and Vasilyak L. M., Plasma Phys. Rep. **50** (12), 1609–1613 (2024).

Об авторах

Поляков Дмитрий Николаевич, старший научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2). E-mail: cryolab@ihed.ras.ru SPIN-код РИНЦ 8670-4302, Author ID 25782

Шумова Валерия Валерьевна, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2); Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семёнова Российской академии наук (119991, Россия, Москва, ул. Косыгина, 4). E-mail: shumova@ihed.ras.ru SPIN-код РИНЦ 2700-8783, Author ID 12812

Васильяк Леонид Михайлович, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2). E-mail: vasilyak@ihed.ras.ru SPIN-код РИНЦ 5623-5167, Author ID 19599

УДК 537.523.9
EDN: BJNUFN

PACS: 52.80.-s

Влияние температуры электролита на образование мелкомасштабных пульсаций тока в газовом разряде с жидким катодом

© Г. Х. Тазмеев*, А. Х. Тазмеев

*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Набережночелнинский институт,
г. Набережные Челны, 423812 Россия*** E-mail: gktazmeev@kpfu.ru**Статья поступила в редакцию 29.01.2025; после доработки 25.04.2025; принята к публикации 11.08.2025
Шифр научной специальности: 1.3.9*

Экспериментально исследован газовый разряд с жидким электролитным катодом в следующих диапазонах параметров: ток 80–170 мА, температура электролита 5–70 °С, межэлектродное расстояние 2–8 мм. В качестве катода был использован водный раствор хлорида натрия с молярной концентрацией 0,1 моль/л. Образование пульсаций тока рассмотрены в предположении капельного переноса вещества из водного раствора в плазму разряда.

Ключевые слова: газовый разряд; граница жидкость-плазма; капельный перенос вещества; перенос зарядов; разряд с жидким катодом; воднорастворный катод; пульсации тока.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-45-50

Введение

Газовые разряды, создаваемые с использованием жидких электролитов в качестве электродов, являются источниками плазмы с обширными возможностями для практических применений [1, 2]. В работах многих авторов рассматривается газовый разряд с жидким электролитным катодом [3–7]. Получен большой объем экспериментальных данных об электрических, тепловых и оптических свойствах разряда. Однако еще нет полной ясности в процессах переноса вещества и зарядов, происходящих на границе «плазма-жидкий катод». В работах [8, 9] предполагается, что перенос вещества электролита в плазму происходит за счет локального неравновесного испарения под воздействием потока ионов, бомбардирующих катод. Однако при таком подходе остается неясным механизм образования капелек. Не раскрывается механизм распыления катода в виде мелких капель.

В работе [10] изложены результаты, полученные с использованием водного раствора

хлорида натрия в качестве жидкого электролитного катода. Авторами предложены два механизма генерации капель из электролитного катода. Первый – это искажение формы поверхности электролита. Капли образуются на кончике конусообразной поверхности электролита с помощью процесса, аналогичного электрораспылению. Применение высокоскоростной видеосъемки выявило, что первый механизм работает на ранней стадии временной эволюции разряда. Второй механизм – это взрывная реакция между частицами натрия и водой. Предполагается, что частицы натрия образуются из атомов в газовой фазе. При этом остаются открытыми вопросы о том, как образуются частицы натрия и почему они не сдуваются паровоздушным потоком, а направляются к водному раствору (электролитному катоду). Считается, что за счет второго механизма процесс распыления жидкого катода становится самоподдерживающимся.

В работе [11] представлены результаты спектроскопических исследований плазмы разряда с электродом на основе дистиллиро-

ванной воды. Проанализированы оптические эффекты, возникающие под действием различных факторов. Оказалось, что одним из таких факторов является температура воды, которая служит катодом. Обнаружено уменьшение интенсивность полосы ОН в два раза при повышении температуры воды от 30 до 60 °С. Предполагается, что такой эффект вызван увеличением парциального давления паров воды.

Влияние температуры жидкого катода на свойства разряда целенаправленно изучено авторами работы [12]. Разряд постоянного тока горел между жидким электролитным катодом и металлическим соплом-анодом, из которого вытекал миниатюрный поток гелия. В качестве катода был использован водный раствор хлорида натрия. Выявлено существенное влияние температуры жидкого электролитного катода на вынос натрия в плазму. Интенсивность излучения натрия уменьшалась при охлаждении катода электролита и увеличивалась при его нагревании. При подаче импульсно-модулированного постоянного напряжения излучение натрия происходило с задержкой относительно начала разряда.

Таким образом, изменение температуры жидкого электролита существенно влияет на процессы переноса вещества из электролитного катода в плазму. Целью данной работы явилось изучение влияния температуры жидкого электролита на капельный перенос на основе анализа осциллограмм тока.

Эксперимент

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Разряд горел в воздухе между металлическим анодом 1 и жидким электролитным катодом 2. Зажигание осуществлялось контактным способом с помощью вспомогательного металлического электрода. Межэлектродное расстояние (далее l) устанавливалось изменением уровня жидкого электролита в емкости 3. Анод представлял собой вольфрамовый стержень с диаметром 3 мм. В качестве электролита служил водный раствор хлорида натрия с молярной концентрацией 0,1 моль/л. Для создания электрического контакта с жидким электролитом использовался графитовый электрод 4. Он был

помещен в сосуд 5 с отверстиями 6 около доньшка. Применение сосуда 5 предотвращало проникновение электролизного водорода, образуемого на поверхности электрода 4, в разрядную зону под анодом 1. Тем самым исключались пульсации тока, которые могли возникнуть из-за попадания пузырьков водорода в разрядную зону. Электрическое питание подавалось от источника 10, снабженного индукционно-емкостным фильтром. Выходное напряжение составляло 1740 В. Ток регулировался изменением сопротивления балластного резистора R1 в пределах 6–12 кОм. Осциллограммы тока регистрировались цифровым осциллографом 9 (АКИП-15/1 имеющий полосу пропускания 25 МГц) при помощи шунта R2 = 10 Ом. Температура электролита измерялась ртутным термометром 8 с ценой деления 1 °С.

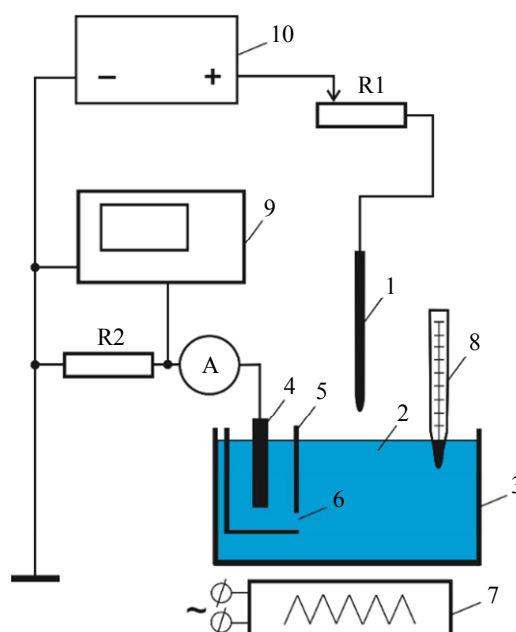


Рис. 1. Экспериментальная установка

Для повышения температуры водного раствора использовался электронагреватель 7 с мощностью 1 кВт. Равномерность нагрева осуществлялся механическим перемешиванием. Измерения проводились при выключенном нагревателе в течении короткого времени, составляющем около 1 минуты. За такое непродолжительное время температура водного раствора менялась незначительно (не более 1 °С). Для опытов с температурами ниже комнатной использовались растворы, которые были предварительно охлаждены.

Длительность отдельного эксперимента (время, в течение которого производилось зажигание разряда, измерение температуры раствора и регистрация осциллограмм) не превышало 1 мин. Опыты, проведенные контактным методом (соприкосновением металлического анода с жидким катодом при максимальном токе 170 мА), показали, что джоулевым нагревом раствора (жидкого катода) в пределах длительности эксперимента можно пренебречь.

Мгновенные фотографии разряда были получены с помощью скоростной видеокамеры ВИДЕОСКАН-401.

Результаты экспериментов и их анализ

На рис. 2 приведены осциллограммы тока, которые являются характерными для режимов горения разряда в малом и более про-

тяженном разрядном промежутках (2 и 8 мм). В случае горения разряда в малом промежутке пульсации тока незначительны (рис. 2а–в). При увеличении температуры электролита на осциллограммах появляется фон, состоящий из вертикальных штрихов. Такой фон затрудняет наблюдение пульсаций тока (рис. 2в). Причиной появления фона является термическое разрушение анода с образованием металлических микрочастиц.

Опыты показали, что влияние температуры электролита становится значимым при увеличении межэлектродного расстояния l . При этом повышение температуры приводит к существенному усилению пульсаций. Такую закономерность наглядно демонстрируют осциллограммы на рис. 2г–е. Амплитуда пульсаций постепенно возрастает и при температуре 70 °С достигает до десятков миллиампер (рис. 2е).

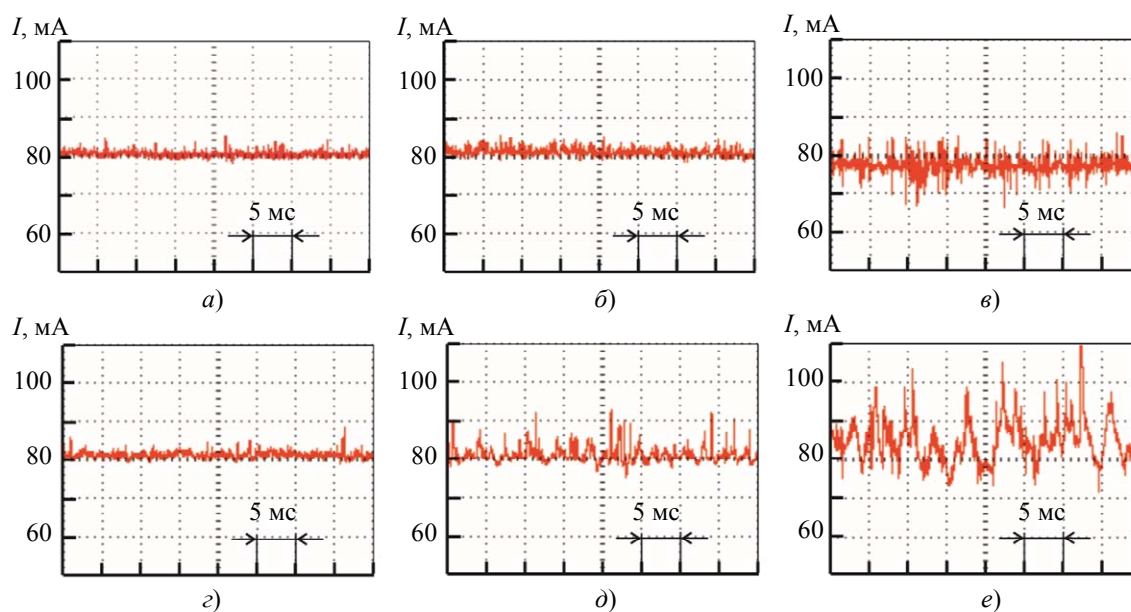


Рис. 2. Осциллограммы тока. Межэлектродное расстояние: а), б), в) – 2 мм; г), д), е) – 8 мм. Температура электролита: а), г) – 6 °С; б), д) – 20 °С; в), е) – 70 °С

Особенностью пульсаций тока является то, что они возникают как скачки тока в сторону увеличения от некоторого номинального значения. При этом их частота и амплитуда меняются случайным образом. Исходя из таких закономерностей, наблюдаемых на осциллограммах, можно предположить, что пульсации тока образуются из-за выноса капель жидкого электролита катода в разрядную область. В составе капель выносятся натрий, содержащийся в электролите. В разрядной обла-

сти атомы натрия ионизируются. При этом электроны, которые появляются при ионизации атомов натрия, легко приходят в движение под действием электрического поля и начинают участвовать в создании электрического тока. Таким образом получается, что каждая капля выносит в разрядную область порцию носителей тока. Из-за этого происходят скачкообразные изменения тока в сторону увеличения. Одновременно с ионизацией происходят процессы рекомбинации. Естествен-

но, при этом количество электронов уменьшается и ток убывает до номинального значения.

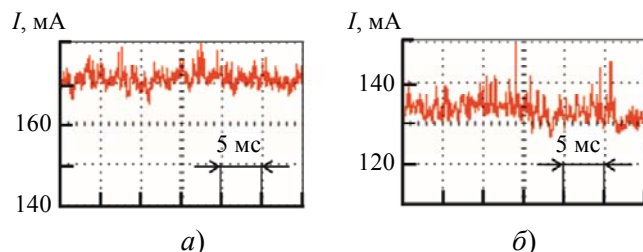


Рис. 3. Осциллограммы при повышенных токах. а) – $l = 2$ мм, температура электролита $20\text{ }^{\circ}\text{C}$; б) – $l = 8$ мм, температура электролита $6\text{ }^{\circ}\text{C}$

На рис. 3 приведены осциллограммы, зарегистрированные при повышенных токах. Температурные режимы выбраны так, чтобы была возможность сравнения с осциллограммами на рис. 2. Можно сравнивать рис. 3а с рис. 2б, а также рис. 3б с рис. 2г. В обоих случаях выявляется одна и та же закономерность: при одних и тех же температурах электролита вместо незначительных пульсаций (рис. 2б и 2г) появляются более интенсивные (рис. 3а и 3б). Следовательно, повышение тока способствует усилению пульсаций тока. По-видимому, такая ситуация связана с тепловыми явлениями на поверхности электролита в зоне привязки разряда. Основным каналом поступления энергии на электролитный катод является бомбардировка положительными ионами, ускоренными электрическим полем. С увеличением тока количество бомбардирующих ионов возрастает. Энергия поступает больше, и она не может быть удалена мгновенно за счет теплопроводности и конвекции.

Возникает бурное локальное кипение с выбросом капелек. Натрий, содержащийся в капелях, выступает в роли индикатора такого взрывного кипения. Как уже было отмечено, попадая в разрядную область, он способствует возникновению пульсаций тока.

Еще одной особенностью пульсаций тока является то, что они наиболее интенсивны при сравнительно низких частотах. Такая особенность отчетливо проявилась в спектрах пульсаций, полученных с использованием функции Фурье-анализа осциллографа. Для наглядности на рис. 4 приведен один из спектров, сформированных случайным образом. Здесь можно выделить интервал частот $0\text{--}1,0$ кГц, где амплитуда пульсаций тока имеет наибольшие значения. При частотах выше $1,0$ кГц фиксируется монотонная картина без каких-либо значимых максимумов амплитуды. Эти же закономерности наблюдались и при низких, и при повышенных температурах водного раствора (жидкого катода).

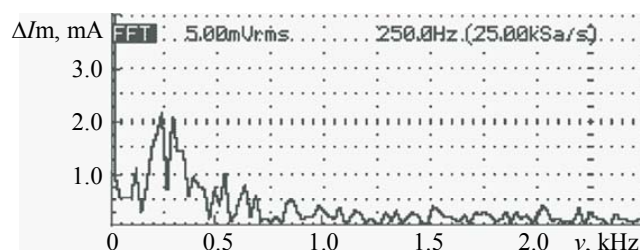


Рис. 4. Спектр пульсаций тока. Температура электролита $70\text{ }^{\circ}\text{C}$. $l = 6$ мм. $I = 100$ мА

Благодаря переносу натрия из электролита в разрядную область межэлектродное пространство окрашивается желтым цветом (рис. 5).

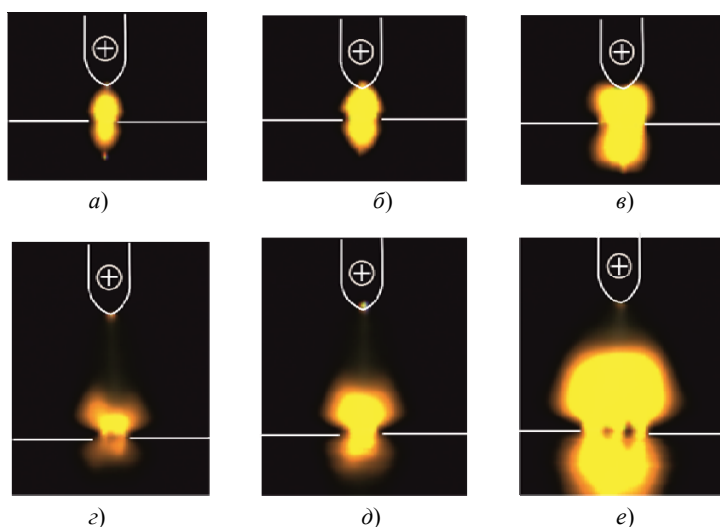


Рис. 5. Мгновенные фото разряда. Белыми линиями обозначены контуры анода и поверхность электролита. На поверхности раствора видно отражение разрядного столба. Экспозиция 1 мс. Межэлектродное расстояние: а), б), в) – 2 мм; г), д), е) – 8 мм. Температура электролита: а), г) – $6\text{ }^{\circ}\text{C}$; б), д) – $20\text{ }^{\circ}\text{C}$; в), е) – $70\text{ }^{\circ}\text{C}$

В случае горения разряда на коротких промежутках межэлектродное пространство практически полностью заполняется желтым облаком (рис. 5а–в). При увеличении температуры электролита желтое облако расширяется и начинает обволакивать торец анода (рис. 5в). По-видимому, в таких условиях анод нагревается сильнее. Он начинает эродировать, и поэтому на осциллограммах появляется фон (рис. 2в). При горении разряда в более протяженных промежутках желтое облако примыкает к поверхности электролита (рис. 5г, 5в и 5е). Повышение температуры электролита до 70 °С приводит к многократному увеличению его размеров (рис. 5е). Такая картина свидетельствует о существенном увеличении количества вещества, поступающего от жидкого электролита в разрядную область. Часть вещества выносится в виде капелек. Чем выше температура электролита, тем интенсивней становится капельный перенос вещества.

Заключение

Экспериментально установлено, что мелкомасштабные пульсации тока, возникающие в газовом разряде с жидким электролитным катодом, в значительной степени зависят от температуры электролита. Увеличение температуры электролита приводит к усилению их интенсивности. При пониженных температурах могут быть реализованы режимы горения с незначительными пульсациями тока. Закономерности образования пульсаций соответствуют капельной модели переноса вещества из жидкого катода в плазму. Полученные данные могут найти применение в более детальной разработке этой модели.

Работа выполнена за счет гранта Академии наук Республики Татарстан, предоставленного молодым кандидатам наук (постдокторантам) с целью защиты докторской диссертации, выполнения научно-исследовательских работ, а также выполнения трудовых функций в научных и образовательных организациях Республики Татарстан в рамках Государственной программы Республики Татарстан «Научно-технологическое развитие Республики Татарстан», соглашение № 42/2024-ПД от 16.12.2024.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reuter S., Hamdan A. / Plasma Processes and Polymers. 2025. Vol. 22 (1). P. 2400278.
2. Bruggeman P. J. et al. / Plasma sources science and technology. 2016. Vol. 25. № 5. P. 053002.
3. Verreycken T., Schram D. C., Leys C., Bruggeman P. / Plasma Sources Sci. Technol. 2010. Vol. 19. P. 045004.
4. Сироткин Н. А., Титов В. А. / Прикладная физика. 2016. № 6. С. 25–31.
5. Баринев Ю. А. / Прикладная физика. 2023. № 6. С. 19–22.
6. Чистилинов А. В., Якушин Р. В., Лубин А. А., Перфильева А. В. / Прикладная физика. 2024. № 4. С. 5–13.
7. Тазмеев Г. Х., Тимеркаев Б. А., Тазмеев Х. К., Мифтахов М. Н. / Химия высоких энергий. 2018. Т. 52. № 1. С. 83–86.
8. Захаров А. Г., Максимов А. И., Титова Ю. В. / Успехи химии. 2007. Т. 76. № 3. С. 260.
9. Хлюстова А. В., Максимов А. И., Сироткин Н. А. / Электронная обработка материалов. 2011. Т. 47. № 2. С. 66–69.
10. Shirai N., Suga G., Sasaki K. / Plasma Sources Sci. Technol. 2020. Vol. 29. P. 025007.
11. Чучман М. П. и др. // ЖПС. 2016. Т. 83. № 5. С. 742.
12. Shirai N., Ichinose K., Uchida S., Tochikubo F. / Plasma Sources Sci. Technol. 2011. Vol. 20. P. 034013.

PACS: 52.80.-s

Influence of electrolyte temperature on the formation of small-scale current pulsations in a gas discharge with a liquid cathode

G. K. Tazmeev* and A. K. Tazmeev

Kazan (Volga Region) Federal University, Naberezhnye Chelny Institute, Naberezhnye Chelny, 423812 Russia
*E-mail: gktazmeev@kpfu.ru

Received 29.01.2025; revised 25.04.2025; accepted 11.08.2025

A gas discharge with a liquid electrolyte cathode was experimentally studied in the following parameter ranges: current 80–170 mA, electrolyte temperature 5–70 °C, interelectrode distance

2–8 mm. An aqueous solution of sodium chloride with a molar concentration of 0.1 mol/l was used as a cathode. The formation of current pulsations was considered under the assumption of droplet transfer of matter from the aqueous solution to the discharge plasma.

Keywords: gas discharge; liquid-plasma interface; droplet transfer of matter; charge transfer; liquid cathode discharge; water-solution cathode; current pulsations.

REFERENCES

1. Reuter S. and Hamdan A., Plasma Processes and Polymers **22** (1), 2400278 (2025).
2. Bruggeman P. J. et al., Plasma sources science and technology **25** (5), 053002 (2016).
3. Verreycken T., Schram D. C., Leys C. and Bruggeman P., Plasma Sources Sci. Technol. **19**, 045004 (2010).
4. Sirotkin N. A. and Titov V. A., Applied Physics, № 6, 25 (2016) [in Russian].
5. Barinov Yu. A., Applied Physics, № 6, 19–22 (2023) [in Russian].
6. Chistolinov A. V., Yakushin R. V., Lubin A. A. and Perfilieva A. V., Applied Physics, № 4, 5–13 (2024) [in Russian].
7. Tazmeev G. K., Timerkaev B. A., Tazmeev K. K. and Miftakhov M. N., High Energy Chemistry **52** (1), 99 (2018).
8. Zakharov A. G., Maksimov A. I. and Titova Yu. V., Russian Chemical Reviews **76**, 235 (2007).
9. Khlyustova A. V., Maksimov A. I. and Sirotkin N. A., Elektronnaya obrabotka materialov **47**, 66 (2011).
10. Shirai N., Suga G. and Sasaki K., Plasma Sources Sci. Technol. **29**, 025007 (2020).
11. Chuchman M. P. et al., Journal of Applied Spectroscopy **83** (5), 781 (2016).
12. Shirai N., Ichinose K., Uchida S. and Tochikubo F., Plasma Sources Sci. Technol. **20**, 034013 (2011).

Об авторах

Тазмеев Гаяз Харисович, к.т.н., доцент, Казанский (Приволжский) федеральный университет, Набережно-челнинский институт (423812, Россия, г. Набережные Челны, проспект Мира, д. 68/19). E-mail: gktazmeev@kpfu.ru
SPIN-код РИНЦ 2893-0027, Author ID 937904

Тазмеев Алмаз Харисович, к.х.н., доцент, Казанский (Приволжский) федеральный университет, Набережно-челнинский институт (423812, Россия, г. Набережные Челны, проспект Мира, д. 68/19). E-mail: tazmeev@gmail.com
SPIN-код РИНЦ 9342-6714, Author ID 719638

УДК 537.521
EDN: XRYSD

PACS: 51.50.+v

**О характеристиках положительного столба тлеющего разряда
при низком давлении инертного газа**© С. А. Майоров^{1,*}, Р. И. Голятина², Е. С. Дзлиева³, В. Ю. Карасев³¹ Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, 125412 Россия

* E-mail: mayorov_sa@mail.ru

² Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, 119991 Россия³ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 199034 Россия

Статья поступила в редакцию 25.06.2025; после доработки 5.08.2025; принята к публикации 11.08.2025

Шифр научной специальности: 1.3.9

Выполнен анализ кинетических характеристик электронов и ионов при их дрейфе в инертных газах в условиях экспериментов с пылевой плазмой в разряде постоянного тока в трубке диаметром 2 см, давлении газа 0,33 Торр и токе 1,5 мА. Методом динамики многих частиц с розыгрышем столкновений по процедуре Монте Карло вычислены скорость дрейфа электронов, энергетический коэффициент Таунсенда, средняя энергия, коэффициент ионизации и доля энерговклада на возбуждение и ионизацию газа для случаев однородного и стратифицированного разрядов. Получены оценки потенциала стенки и плотности плазмы, проведено сравнение с экспериментом. Рассчитаны характеристики ионной компоненты, сделаны оценки влияния распыления никелевого катода на временные характеристики разряда.

Ключевые слова: тлеющий разряд; диффузия; подвижность; функция распределения; метод Монте-Карло; ионизация; инертные газы; распыление катода; нагрев газа.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-51-58

Введение

Целью настоящей работы является анализ экспериментов с пылевой плазмой, результаты которых представлены в работе [1]. В этой работе в стоячих стратах в тлеющем разряде пылевые ловушки формировались в разных инертных газах при одинаковых параметрах разряда: газоразрядная трубка с радиусом $R = 1$ см, давление $p = 0,33$ Торр и ток $i = 1,5$ мА. Для всех инертных газов получены данные о размере удерживаемых в гравитационно-электростатической ловушке пылевых частиц. Обнаружены весьма значительные изменения среднего размера полидисперсных частиц из кварца: от 6,3 мкм в гелии до 3,0 мкм в ксеноне. Это указывает на очень большое изменение характеристик плазмы положительного столба в разряде с различными плазмообразующими газами при одинако-

вых значениях параметров подобию $pR = 3,3 \times 10^{-4}$ Торр·см и $i/R = 1,5 \times 10^{-3}$ А·см [2–5].

Рассмотрим основные факторы, влияющие на пылевую подсистему при одинаковом токе и давлении различных газов в трубке фиксированного диаметра:

1) при изменении сорта газа меняется напряжение между анодом и катодом, значение средней напряженности электрического поля в положительном столбе и функция распределения электронов по энергии, определяющая все кинетические характеристики электронной подсистемы;

2) пылевые частицы левитируют в страте с сильно неоднородным электрическим полем и эффект нелокальности может быть очень значителен;

3) ионная компонента определяет не только силу увлечения, действующую на пылинки, но также и необходимую для поддер-

жания самостоятельного разряда частоту ионизации из-за рекомбинации ионов на стенках трубки;

4) распыление катода приводит к появлению в благородном газе паров металла, которые более легко ионизируются и могут за довольно короткий промежуток времени значительно менять ионный состав плазмы.

В эксперименте [1] в положительном столбе содержались пылевые частицы, но условия были таковы, что они не оказывали сколько-нибудь существенного влияния на характеристики газоразрядной плазмы. Эта ситуация типична для исследований пылевых систем в разрядах постоянного тока при пониженном давлении газа. В постановке задачи о дрейфе ионов, электронов не учитывается влияние пылевых частиц на характеристики газоразрядной плазмы.

Характеристики дрейфа ионов

В случае сильных полей или низких температур газа [6] отклонение функции распределения ионов от сдвинутой максвелловской может быть весьма значительным, и средняя энергия хаотического движения ионов вдоль электрического поля и поперек него могут сильно отличаться. Для учета влияния разогрева ионов при дрейфе в электрическом поле удобно ввести понятие эффективной ионной температуры: $T_{eff} = \frac{2}{3} \langle \varepsilon \rangle =$

$$= \frac{1}{3} m \langle v^2 \rangle, \text{ которая складывается из теплового}$$

движения ионов и энергии направленного движения, и вместе со скоростью дрейфа является усредненной (гидродинамической) характеристикой потока ионов. Именно эффективная температура ионов, как мера их средней энергии, определяет, например, ионный радиус Дебая.

Несмотря на то, что функции распределения ионов как вдоль, так и поперек направления поля сильно отличаются от максвелловского [6], имеет смысл введение двух различных температур ионов – продольной T_L вдоль поля и поперечной T_T поперек поля, как меры среднеквадратичного отклонения от среднего значения (дисперсии). При этом средняя энергия иона складывается из направленного и хаотического движения ионов с различной дисперсией по отношению к направлению дрейфа:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} m W^2 + \frac{1}{2} T_L + T_T,$$

где W – скорость дрейфа.

В табл. 1 для условий экспериментов работы [1] представлены результаты расчетов методом Монте-Карло [6] характеристик дрейфа однократно заряженных ионов благородных газов в однородном поле: сорт газа, значение поля E , скорость дрейфа W , энергия направленного движения, эффективная, продольная и поперечная температуры, коэффициенты продольной и поперечной диффузии.

Таблица 1

Характеристики дрейфа ионов благородных газов

Gas	E , V/cm	W , km/s	$\frac{1}{2} m W^2$, K	T_{eff} , K	T_L , K	T_T , K	D_L , cm ² /s	D_T , cm ² /s
He	8,5	1,64	646	1072	2385	416	1105	635
Ne	6	0,49	293	662	1248	368	328	249
Ar	4,5	0,16	64	377	499	316	96	92
Kr	7	0,14	105	429	626	330	59	58
Xe	5	0,07	38	344	419	307	38	34

Характеристики дрейфа электронов

Электронная подсистема во многом определяет характеристики пылевой плазмы и, в конечном счете, размер удерживаемых в ловушке пылинок. При одинаковом токе разряда и давлении газа помимо потенциала ионизации и массы атомов меняется также напряжение на трубке и распределение электрического поля. По напряжению на положительном столбе (с учетом катодного и анодного падения напряжения) и его длине в работе [1] определены средние значения поля. Так как в экспериментах положительный столб был стратифицирован, то для каждого из газов проведен расчет дрейфа в постоянном однородном поле и в сильно неоднородном периодическом поле $E(x) = \langle E \rangle [1 + \delta \sin(2\pi x/L)]$ с амплитудой порядка среднего значения поля $\langle E \rangle$. Период поля L определялся по правилу Новака [2, 7–9]: $e \langle E \rangle = IL$. Влияние неоднородности поля на характеристики дрейфа исследовалось в работах [10, 11].

Результаты расчетов характеристик дрейфа электронов приведены в табл. 2. Для каждого сорта газа первые две строки – дрейф в однородном ($\delta = 0$) и периодическом ($\delta = 1$) поле выделенного электрона (модель Bulk); следующие две строки – дрейф в однородном и периодическом поле с рекомбинацией на стенке самого энергичного электрона при акте ионизации (модель стенки SST) [12, 13]. Приведены скорость дрейфа, энергетический коэффициент Таунсенда, эффективная температура, определяемая через среднее значение энергии, потенциал стенки, доля радиационных и ионизационных потерь в энергобалансе, приведенный коэффициент ионизации.

На рис. 1–4 приведены зависимости электрического поля в страте, распределения по длине страты средней энергии, скорости дрейфа и доли энерговклада, затрачиваемой на ионизацию.

Таблица 2

Характеристики дрейфа электронов

Gas		δ	W , km/s	$eD_{\perp} / \mu$, eV	T_{eff} , eV	Φ_{wall} , V	α_{rad} , %	α_{ion} , %	α/N , Å ²
He	Bulk	0	187	7,4	7,73	∞	55,4	30,9	0,098
		1	149	8,05	6,53	∞	54,9	31,4	0,100
	SST	0	170	7,28	7,26	40,0	47,4	20,0	0,064
		1	123	8,63	5,82	39,7	49,9	21,6	0,068
Ne	Bulk	0	151	8,7	7,60	∞	56,8	33,4	0,085
		1	142	9,08	6,95	∞	54,1	35,5	0,091
	SST	0	145	9,81	7,29	31,8	50,3	21,6	0,055
		1	137	9,20	6,46	32,0	46,7	22,2	0,057
Ar	Bulk	0	41,3	6,45	3,96	∞	92,9	5,1	0,013
		1	39,1	6,91	4,04	∞	86,0	12,1	0,032
	SST	0	41,7	6,52	3,96	16,6	89,9	4,0	0,011
		1	39,4	7,69	4,02	17,4	79,9	9,0	0,024
Kr	Bulk	0	47,6	5,88	3,54	∞	83,8	14,1	0,065
		1	45,1	6,16	3,54	∞	75,5	21,3	0,098
	SST	0	48,2	5,25	3,52	16,0	78,6	9,6	0,044
		1	45,3	6,90	3,48	16,6	65,9	15,2	0,069
Xe	Bulk	0	26,9	4,70	2,79	∞	93,3	5,5	0,021
		1	24,8	5,32	2,85	∞	85,0	13,2	0,050
	SST	0	26,4	5,09	2,78	12,5	89,6	4,2	0,016
		1	24,8	4,85	2,82	12,9	79,6	9,7	0,037

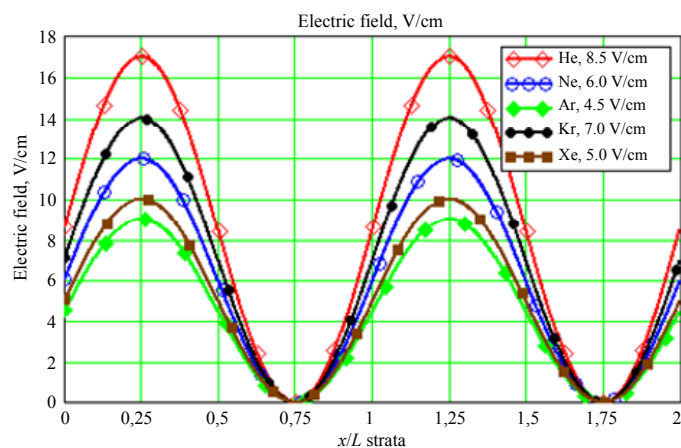


Рис. 1. Зависимость электрического поля по длине страты

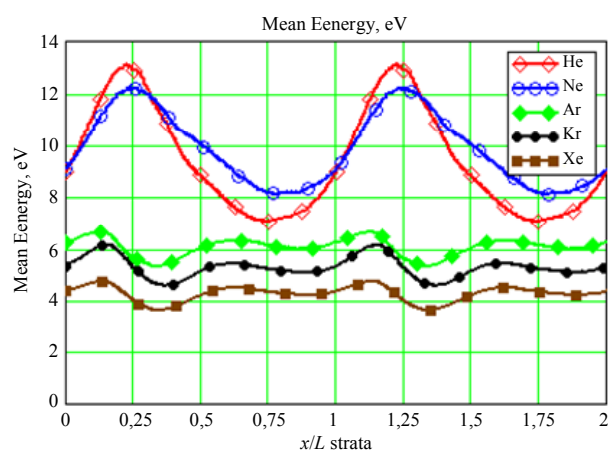


Рис. 2. Распределение средней энергии по длине страты

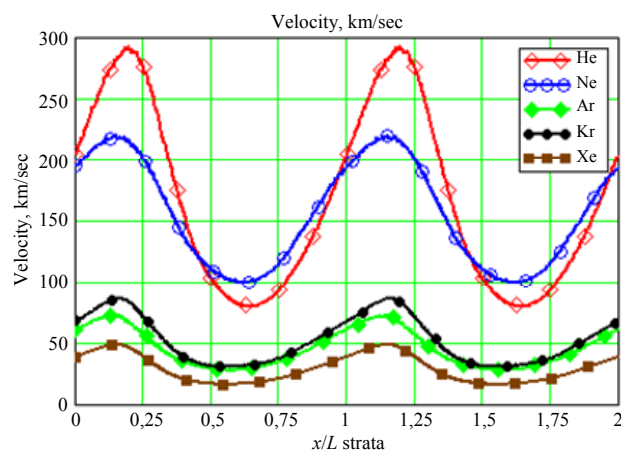


Рис. 3. Зависимость скорости дрейфа электронов

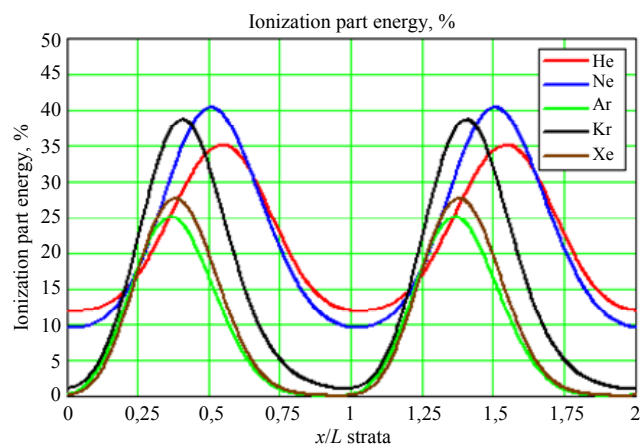


Рис. 4. Доля энергии, затрачиваемой на ионизацию

Анализ табличных данных свойств электронной компоненты газоразрядной плазмы в благородных газах при одинаковом давлении и токе показывает, что наиболее сильно влияние неоднородности поля проявляется в характеристиках разряда, обусловленных неупругими процессами: возбуждением атомов и их ионизацией. Для легких инертных газов (гелий и неон) влияние стратификации на ионизацию и светимость очень незначительно – порядка 1 %, но скорость дрейфа и средняя энергия электронов в стратифицированном разряде значительно ниже – на десятки %. Для тяжелых инертных газов ситуация радикально меняется. Основная доля энергии затрачивается на возбуждение атомов и в режиме объемного высвечивания (характерного для рассматриваемого типа разряда) уходит из плазмы в виде излучения. Скорость дрейфа в однородном поле для всех газов выше, в наибольшей мере это проявляется для легких газов без эффекта Рамзауэра – гелия и неона. Неоднородность поля практически не влияет на величину потенциала стенки.

О нагреве газа

Джоулево тепло частично затрачивается на нагрев газа. Полагая, что вся энергия затрачивается на нагрев газа и отводится теплопроводностью через кварцевые стенки газоразрядной трубки, получим оценку сверху для величины нагрева внутренней поверхности трубки: $\Delta T_{\text{wall}} = i < E > \Delta R_{\text{tube}} / 2\pi R \lambda_{\text{glass}}$ (толщи-

на стенки $\Delta R_{\text{tube}} = 1$ мм, теплопроводность кварца $\lambda_{\text{glass}} = 1,32$ Вт/м град). Соответствующие значения величины ΔT_{wall} приведены в табл. 3, и они составляют малую долю градуса К.

Для оценки нагрева газа воспользуемся известным решением уравнения теплопроводности для зависимости температуры газа от

радиуса: $\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda \frac{dT}{dr} \right) = Q(r)$, где $Q(r)$ – мощ-

ность, выделяемая в единице объема в виде тепла [2]. В приближении параболической

зависимости $Q(r) = Q(0)(1 - r^2 / R^2)$ и

$\lambda(r) = \lambda_0 = \text{const}$ решение имеет вид:

$$T(r) = T(R) + \frac{3}{16} \frac{Q(0)}{\lambda} R^2 \left(1 - \frac{4}{3} \frac{r^2}{R^2} + \frac{1}{3} \frac{r^4}{R^4} \right).$$

Средняя по сечению трубки передача энергии от электронов атомам равна

$$\langle Q(r) \rangle = 2 \int_0^R Q(0)(1 - r^2 / R^2) 2\pi r dr / \pi R^2 = \frac{1}{2} Q(0).$$

Используя приведенные в табл. 2 данные о доли энергопотерь на возбуждение и ионизацию, получаем оценку для нагрева атомов газа в центре трубки:

$$\Delta T(0) = T(0) - T(R) = 3ieE(1 - \alpha_{\text{rad}} - \alpha_{\text{ion}}) / 8\pi\lambda.$$

Приведенные в табл. 3 значения $\Delta T(0)$ для случая периодического поля в модели со стенкой показывают, что нагрев газа в трубке составляет несколько градусов. Плотность электронов N_e определялась с помощью соотношения $i = eN_e W \pi R^2$.

Таблица 3

Характеристики стратифицированной газоразрядной плазмы в трубке

Gas	He	Ne	Ar	Kr	Xe
Поле, V/cm	8,5	6	4,5	7	5
Приведенное поле, Td	78,1	55,2	41,4	64,4	46,0
Strata period, cm	2,9	3,6	3,5	2,0	2,4
Wall potential, V	40,0	32,0	17,0	16,7	13,0
Electron temperature, eV	5,82	6,46	4,02	3,48	2,82
Ion temperature, K	1072	662	377	429	344
Upper limit gas heating, K	0,3	0,7	0,5	2,5	1,7
Upper limit wall heating, ΔT_{wall} , K	0,015	0,010	0,008	0,012	0,009
Free length Atom, m.f.p. mkm	940	800	560	490	420
Debye length, Electron, mkm	813	904	676	381	254
Debye length, Ion, mkm	102	85	61	39	26
Plasma density, 1/cm**3	2,4E8	2,2E8	7,6E8	6,6E8	1,2E9

Приведенные в таблице 3 общие характеристики газоразрядной плазмы соответствуют случаю дрейфа электронов в периодическом поле для модели со стенкой, которые наиболее адекватны условиям протекания тока в условиях экспериментов [1].

О нагреве и распылении катода

Никелевый катод в работе [1] подвергается ионной бомбардировке ионами инертного газа, которые вызывают его нагрев и распыление. Простая оценка для никелевого катода массой 10 г при токе 1,5 мА дает повышение температуры на 1 К за время порядка 1 с. Но полый катод эффективно охлаждается из-за малого расстояния (порядка 1 мм) до стенок трубки, поэтому стенки трубки вблизи катода могут заметно нагреваться. Более детальное рассмотрение этого важного вопроса выходит за рамки данной работы.

После зажигания разряда концентрация и, соответственно, влияние распыленных атомов металла на характеристики плазмы пропорционально времени горения разряда, т. к. число распыленных атомов металла ΔN_{Me} в трубке пропорционально коэффициенту распыления, потоку бомбардирующих ионов и времени бомбардировки: $\Delta N_{Me} = \gamma(i/e)\Delta t$. Для никелевого катода с коэффициентом распыления $\gamma = 0,7$, объемом трубки порядка 1 литра и токе 1,5 мА концентрация примеси 1 % будет достигнута за время порядка 20 с. Появление в рабочем газе атомов никеля с долей 1 % приводит к тому, что ионы металла начинают составлять значительную часть ионной компоненты (см. [14, 15], где рассмотрено влияние примеси атомов железа в гелии и ртути в аргоне на разряд). Смысл приведенной грубой оценки времени наработки одного процента примеси в эксперименте [1] заключается в том, что существенная доля примеси может быть достигнута за время меньше минуты. По мере наработки примеси включится обратный механизм ее удаления (например, за счет легирования катода ионами примеси) и установится некое равновесие между концентрациями примеси и рабочего газа). Поскольку концентрация примеси в работе [1] не оценивалась, то и все результаты расчетов дрейфа электронов в табл. 2 приведены для случая чистых газов.

В запаянной трубке по мере увеличения доли атомов металла в инертном газе они начинают заметно влиять не только на характеристики плазмы положительного столба, но и на давление газа. Сделанные нами оценки показывают, что при характерных для этих экспериментов с пылевой плазмой параметрах энерговыклада порядка 1 Вт разогрев газа внутри трубки незначителен (см. табл. 3), поэтому увеличение давления газа (измеряемый непосредственно в эксперименте показатель) обусловлен примесной компонентой и разогревом газа в прикатодной области.

Заключение

Полученные в настоящей работе характеристики газоразрядной плазмы могут быть использованы для более точного определения характеристик пылевой компоненты в экспериментах с пылевой плазмой [1]. Кроме того, с помощью параметров подобия pR и i/R эти данные могут быть полезны для оценок характеристик лавины, искрового разряда, для определения характеристик перехода от лавины к искровому разряду и определения характеристик плазмы в канале стримера [3, 4, 16, 17].

Авторы выражают благодарность Колобому В. И. за полезные обсуждения применения параметров подобия при анализе различных типов газового разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дзлешева Е. С., Карасев В. Ю., Новиков Л. А., Павлов С. И., Голубев М. С., Машек И. Ч. / Журнал технической физики. 2023. Т. 93. № 10. С. 1429–1433.
2. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. – М.: Наука, 1971.
3. Базелян Э. М., Райзер Ю. П. Искровой разряд. – М.: Изд-во Моск. физ.-техн. ин-та, 1997.
4. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. – М.: Атомиздат, 1975.
5. Polyakov D. N., Shumova V. V., Vasilyak L. M. / Plasma Physics Reports. 2017. Vol. 43. № 3. P. 397–404.
6. Майоров С. А. / Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 9. С. 869–880.
7. Novak M. / Czech. J. Phys. B. 1960. № 10. P. 954–959.
8. Kolobov V. I., Arslanbekov R. R. / Phys. Rev. E. 2025. Vol. 111. P. 1015203–17.
9. Голубовский Ю. Б., Кудрявцев А. А., Некучаев В. О., Прохорова И. А., Цендин Л. Д. Кинетика электронов в неравновесной газоразрядной плазме. – СПб.: Изд-во Санкт-Петербургского университета, 2004.

10. Майоров С. А. / КСФ. ФИАН. 2013. № 9. С. 22–32.
11. Kodanova S. K., Bastykova N. Kh., Ramazanov T. S., Maiorov S. A. / Ukr. J. Phys. 2014. Vol. 59. № 4. P. 371–374.
12. Майоров С. А., Голятина Р. И. / ТВТ. 2025. № 4 (в печати).
13. Maiorov S. A., Golyatina R. I., Kodanova S. K., Ramazanov T. S. / Plasma Physics Reports. 2024. Vol. 50. № 8. P. 1029–1041.
14. Golyatina R. I., Maiorov S. A., Ragimkhanov G. B., Khalikova Z. R. / Physical Sciences and Technology. 2020. Vol. 7. № 1. P. 15–18.
15. Maiorov S. A., Golyatina R. I. / Plasma Physics Reports. 2018. Vol. 44. № 4. P. 5–10.
16. Курбанисмаилов В. С., Голятина Р. И., Майоров С. А., Рагимханов Г. Б., Халикова З. Р., Рамазанов И. Г. / Прикладная физика. 2020. № 4. С. 24–31.
17. Kolobov V. I., Golubovskii Y. B. / Plasma Sources Sci. Technol. 2022. Vol. 31. P. 094003.

PACS: 51.50.+v

On the characteristics of the positive column of a glow discharge at low pressure of an inert gas

S. A. Maiorov¹, R. I. Golyatina², E. S. Dzlueva³ and V. Yu. Karasev³

¹ Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

* E-mail: mayorov_sa@mail.ru

² Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

E-mail: rusudan@intemodino.com

³ Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, 199034 Russia

E-mail: plasmadust@yandex.ru

Received 25.06.2025; revised 5.08.2025; accepted 11.08.2025

The analysis of the kinetic characteristics of electrons and ions during their drift in inert gases under experimental conditions with dusty plasma in a direct current discharge in a tube with a diameter of 2 cm, a gas pressure of 0.33 Torr and a current of 1.5 mA was performed. The electron drift velocity, Townsend energy coefficient, average energy, ionization coefficient, and the fraction of energy input to gas excitation and ionization for cases of homogeneous and stratified discharges were calculated using the many-particle dynamics method with Monte Carlo collision simulation. Estimates of the wall potential and plasma density were obtained and compared with the experiment. The characteristics of the ion component are calculated and the influence of nickel cathode sputtering on the time characteristics of the discharge is assessed.

Keywords: glow discharge; diffusion; mobility; distribution function; Monte Carlo method; ionization; inert gases; cathode sputtering; gas heating.

REFERENCES

1. Dzlueva E. S., Karasev V. Yu., Novikov L. A., Pavlov S. I., Golubev M. S. and Mashek I. Ch., Technical Physics **68** (10), 1328–1332 (2023).
2. Granovsky V. L., Electric current in gas. Steady-state current. Moscow, Nauka, 1971 [in Russian].
3. Bazelyan E. M. and Raiser Yu. P., Spark discharge. Moscow, Publishing House of Phys.-Techn. Institute, 1997 [in Russian].
4. Lozansky E. D. and Firsov O. B., Theory of the spark. Moscow, Atomizdat, 1975 [in Russian].
5. Polyakov D. N., Shumova V. V. and Vasilyak L. M., Plasma Physics Reports **43** (3), 397–404 (2017).
6. Mayorov S. A., Plasma Physics Reports **35** (9), 802–812 (2009).
7. Novac M., Czech. J. Phys. B, № 10, 954–959 (1960).
8. Kolobov V. I. and Arslanbekov R. R., Phys. Rev. E **111**, 1015203–17 (2025).
9. Golubovsky Yu. B., Kudryavtsev A. A., Nekuchaev V. O., Prokhorova I. A. and Tsendin L. D. Kinetics of electrons in nonequilibrium gas-discharge plasma. SPb., Publishing house of St. Petersburg University, 2004.

10. Mayorov S. A., Bulletin of the Lebedev Physics Institute **40** (9), 258–264 (2013).
11. Kodanova S. K., Bastykova N. Kh., Ramazanov T. S. and Mayorov S. A., Ukr. J. Phys. **59** (4), 371–374 (2014).
12. Maïorov S. A. and Golyatina R. I., High Temperature, № 4 (2025) (in press).
13. Maïorov S. A., Golyatina R. I., Kodanova S. K. and Ramazanov T. S., Plasma Physics Reports **50** (8), 1029–1041 (2024).
14. Golyatina R. I. and Mayorov S. A., Applied Physics, № 5, 33–27 (2011) [in Russian].
15. Golyatina R. I., Maïorov S. A., Ragimkhanov G. B. and Khalikova Z. R., Physical Sciences and Technology **7** (1), 15–18 (2020).
16. Kurbanismailov V. S., Golyatina R. I., Maïorov S. A., Ragimkhanov G. B., Khalikova Z. R. and Ramazanov I. G., Applied Physics, № 4, 24–31 (2020) [in Russian].
17. Kolobov V. I. and Golubovskii Y. B., Plasma Sources Sci. Technol. **31**, 094003 (2022).

Об авторах

Майоров Сергей Алексеевич, д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН) (Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская 13, стр. 2). E-mail: mayorov_sa@mail.ru SPIN-код РИНЦ 9331-1751, Author ID 24761

Голятина Русудан Игоревна, научный сотрудник, Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН (Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38). E-mail: rusudan@intemodino.com Author ID 28890

Дзलिएва Елена Савовна, к.ф.-м.н., с.н.с. Санкт-Петербургский государственный университет (Россия, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб. 7/9). E-mail: plasmadust@yandex.ru

Карасев Виктор Юрьевич, д.ф.-м.н., профессор Санкт-Петербургский государственный университет (Россия, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб. 7/9). E-mail: plasmadust@yandex.ru SPIN-код РИНЦ 4423-2530, Author ID 31685

УДК 621.315.592
EDN: YDLWVO

PACS: 81.10-h

Метрологическое обеспечение цифровых измерений изображений неоднородности ямок травления в монокристаллах GaAs© Н. Ю. Комаровский^{1,2,*}, С. Н. Князев¹, Э. А. Соколовская², А. В. Кудря²,
А. С. Суханова^{2,3}, В. Е. Антонова^{2,3}, Е. В. Молодцова¹¹ АО «Гиредмет», Москва, 111524 Россия

* E-mail: nickkomarovskiy@mail.ru

² НИТУ «МИСиС», Москва, 119049 Россия³ АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

Статья поступила в редакцию 2.06.2025; после доработки 1.07.2025; принята к публикации 11.08.2025

Шифр научной специальности: 2.2.3, 2.6.1

Проведен анализ поля яркости панорамных изображений дислокационной структуры монокристаллов GaAs (100), выращенных методом Чохральского. Алгоритм порога бинаризации был выбран на основе учета закономерностей формирования поля яркости. Отличия в виде распределения значений интенсивности яркости пикселей (в 256 оттенках серого) были оценены по величинам коэффициентов асимметрии и эксцесса. Показано, что при сшивке отдельных кадров может сформироваться характерный «темный каркас» (сетка) в местах наложения отдельных кадров. Установлено, что при асимметричном характере распределения экспериментальных выборок результатов измерений элементов структуры оценки их различий или сходства по критерию Стьюдента и Смирнова могут не совпадать.

Ключевые слова: метод Чохральского; $A^{III}B^V$; GaAs; фигуры травления; плотность дислокаций; световая микроскопия; цифровая обработка изображения.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-59-67

1. Введение

Развитие твердотельной электроники, помимо закономерного роста спроса на полупроводниковые монокристаллы, обуславливает также и рост требований к их качеству, в том числе к плотности структурных дефектов – дислокаций [1]. Влияние дислокаций на электрофизические параметры конечной интегральной схемы неоднозначно – с одной стороны они создают дополнительные уровни в запрещенной зоне, с другой – являются источником точечных дефектов [2]. Уровень плотности дислокаций (N_d) в случае роста по методу Чохральского определяется в первую очередь величиной релаксации термопластической деформации и для полупроводниковых соеди-

нений группы $A^{III}B^V$ лежит в интервале N_d : 10^2 (InSb) ... 8×10^4 см⁻² (GaAs) [3, 4].

Стандарт ASTM предусматривает определение плотности дислокаций средствами световой оптической микроскопии по 9 полям зрения, расположение которых учитывает особенности температурных градиентов в процессе роста (рис. 1). В какой мере это отражает дислокационную структуру всего монокристалла не ясно, поскольку отсутствует представление о необходимом объеме измерений (количестве просмотренных полей зрения) и критериях выбора их расположения, что важно для получения воспроизводимых и сопоставимых результатов.

Массовые наблюдения дислокаций в масштабах образца методами световой и элек-

тронной микроскопии (с последующим определением их плотности, закономерностей размещения в поле зрения) осложнены, в связи с высокой трудоемкостью [5]. Цифровизация процесса измерения структур должна позволить перейти от локальных измерений к эффективным измерениям в масштабах образца

(пластины) и оценке неоднородности размещения ямок травления. Эффективность такого подхода и его актуальность уже подтверждены при исследовании других материалов [6], однако в какой степени это окажется эффективным для оценки дислокационной структуры монокристаллов группы $A^{III}B^V$ не ясно.

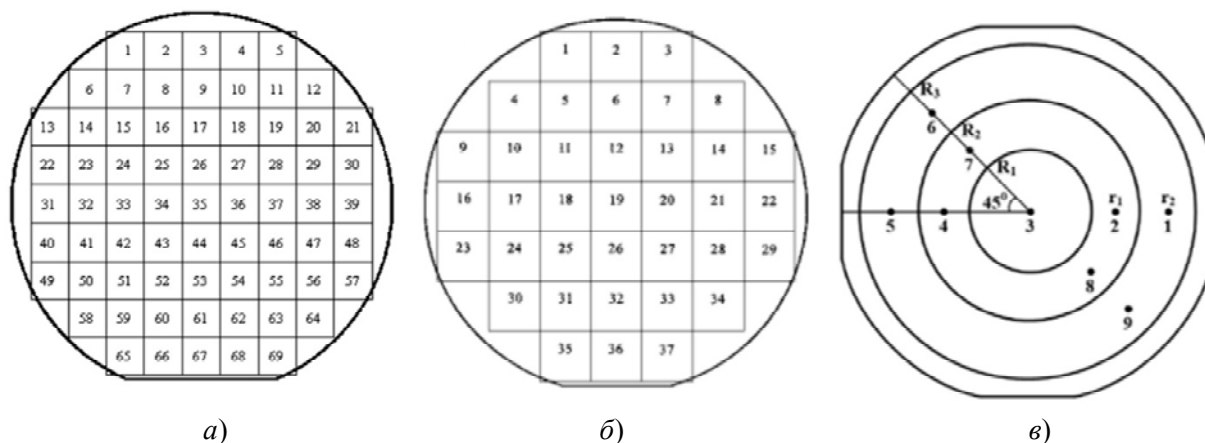


Рис. 1. Схема выбора полей зрения в соответствии с требованиями SEMI M36-0699 ASTM 1404-92 для монокристаллов диаметром (а) 50 мм, (б) 76 мм и ASTM 1404-92 (в) [7, 8]

Целью данной работы является оценка возможности применения современных методов цифровой обработки изображений для развития классической методики избирательного травления и оценки качества монокристаллов GaAs в связи с необходимостью повышения объективности оценок, в частности, за счет расширения параметров, характеризующих их дислокационную структуру.

2. Объект исследования

Монокристаллы GaAs, легированные Te, диаметром 40 мм были выращены методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава (LEC) в кристаллографическом направлении [100]. Образцами служили пластины, отрезанные перпендикулярно оси роста на станке дисковой резки. Поверхность пластин была подвергнута шлифованию, химической полировке в течение 25 секунд при комнатной температуре в растворе кислот в следующем соотношении – $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O$ (3:1:1) и селективному травлению в расплаве щелочи КОН при температуре 450 °С в течение 7 минут [9].

В качестве объекта исследования были использованы панорамные изображения дислокационных структур на пластинах GaAs, полученные в световом микроскопе Axio Observer D1m Carl Zeiss при увеличении 50 крат за счет сшивки отдельных кадров в программном пакете Thixomet [10].

3. Обоснование выбора порога бинаризации

На панорамном цифровом изображении дислокационной структуры в оттенках серого (рис. 2) каждому пикселу соответствует свое значение интенсивности яркости I (от 0 до 255), что определяет поле яркости изображения в целом. Дислокационным ямкам травления соответствует пониженный, по сравнению со светлым фоном, уровень яркости. Отсюда возможно представление изображения в бинарной форме (матрица вида «1-0», где ямке отвечает «0», а фону – «1») с последующим измерением геометрии ямок (включая их размещение на шлифе) в масштабах исследуемой пластины (рис. 2).

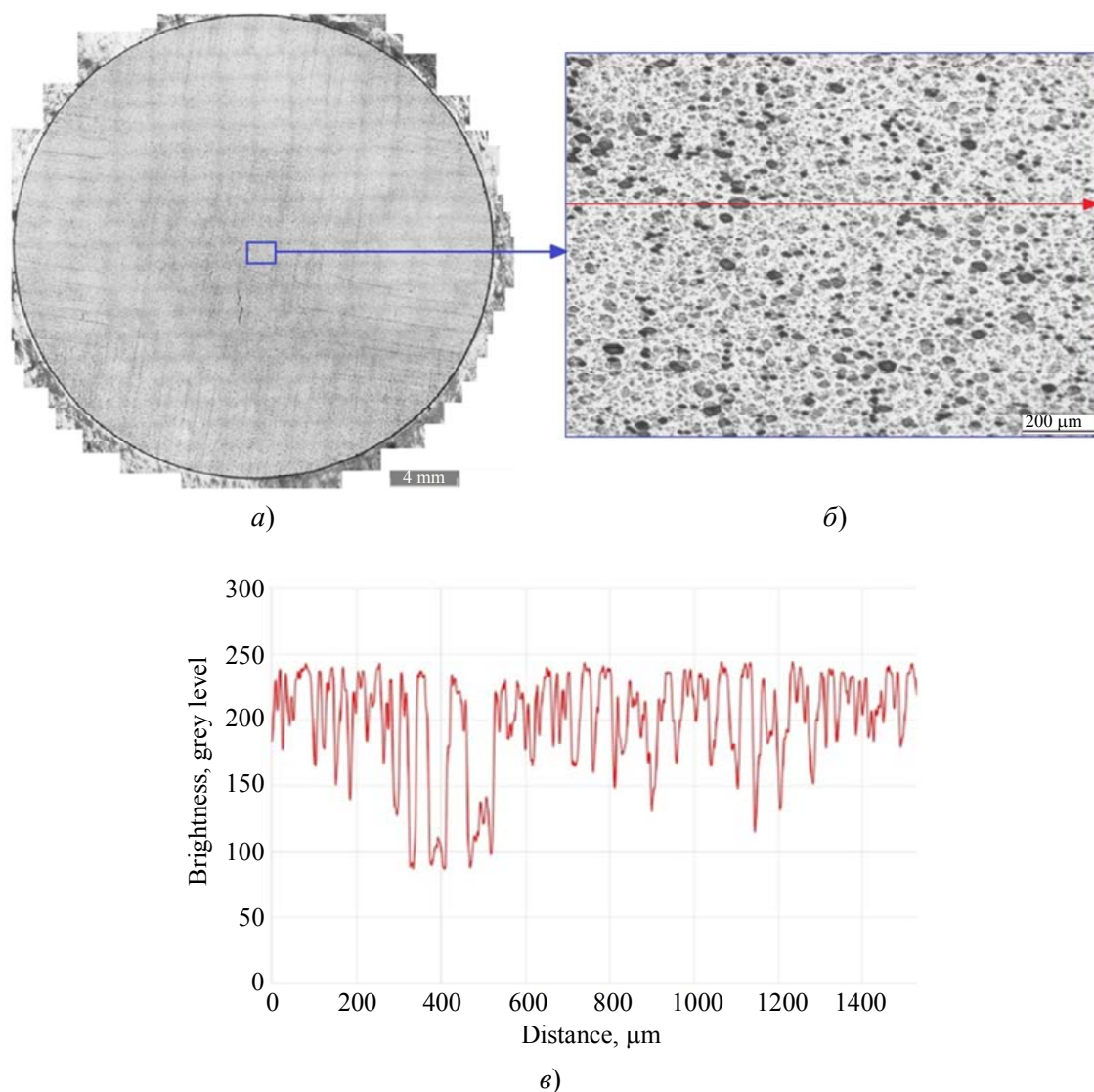


Рис. 2. Панорамное изображение ямок травления в GaAs (100) (а), в том числе при большем увеличении (б); распределение интенсивности яркости пикселей (в)

Однако при формировании панорамного изображения возможно появление дополнительных аномалий поля яркости, в частности, связанных с образованием более темной «сетки» в местах наложения отдельных кадров при их совмещении (см. рис. 2а). Масштаб сопутствующих искажений поля яркости изображения оценивали, сопоставляя статистику распределения значений интенсивности яркости в каркасе сетки и её ячейках (кадрах): 1–4 (рис. 3).

Выявлены отличия в виде распределения значений интенсивности яркости пикселей в ячейках и каркасе, что подтверждается значениями коэффициентов асимметрии и эксцесса. Более светлому уровню ячейки соответствовало большее отклонение значений коэффициентов асимметрии от нуля (признак нор-

мального распределения) – левосторонняя асимметрия ($A_s = -0,82 \dots -0,84$), при остром пике распределения, близком к нормальному распределению ($E_s = -0,05 \dots -0,09$). Для распределения значений коэффициентов эксцесса каркаса соотношение A_s и E_s было обратным: $-0,45 \dots 0,49$ и $-0,57 \dots -0,78$ соответственно.

Отличие средних значений интенсивности пикселей в каркасе и ячейке было заметным: $159 \pm 43 \dots 169 \pm 39$ и $180 \pm 42 \dots 184 \pm 42$ соответственно. Не смотря на перекрытие полей ошибок средних величин по выборкам, значимость различия подтверждалась результатами проверки гипотезы по критерию Стьюдента, его экспериментальные значения $t_{\text{эксп.}}$ были не менее 2,585, что превышало его табличное значение $t_{\text{табл.}} = 2,021$ при уровне риска $\alpha = 0,05$ (объем выборки 3600 ед.).

Такое различие в полях яркости отдельных фрагментов панорамного изображения неизбежно должно осложнить выбор критериев бинаризации. В связи с его «сетчатой» конфигурацией трудности будут даже при применении наиболее распространенного критерия – по степени визуального соответствия исходного и бинарного изображения. Очевидно, что объективный выбор уровня бинаризации

должен учитывать закономерности формирования поля яркости исследуемых изображений. С этой целью были проведены срезы в пределах фона и ямок соответственно. Гистограммы распределения значений интенсивности яркости отдельных пикселей, соответствующих ямкам травления на поверхности GaAs (100) и фону (для каркаса и ячейки сетки) были сопоставлены в единых координатах (рис. 4).

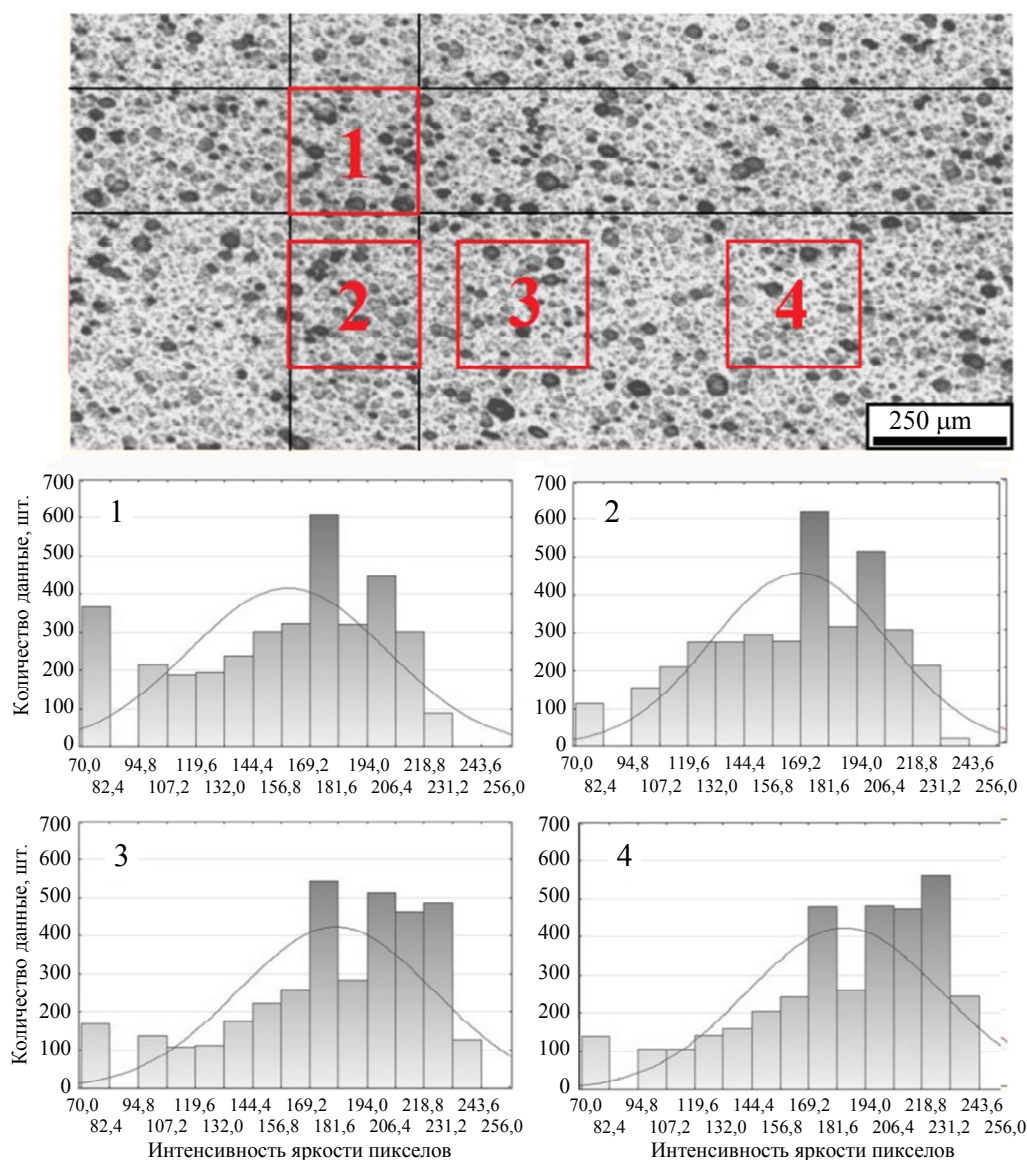


Рис. 3. Распределение значений интенсивности яркости изображений картин травления на четырех фрагментах поля зрения (1 и 2 – каркас сетки, 3 и 4 её ячейка) поверхности GaAs (100)

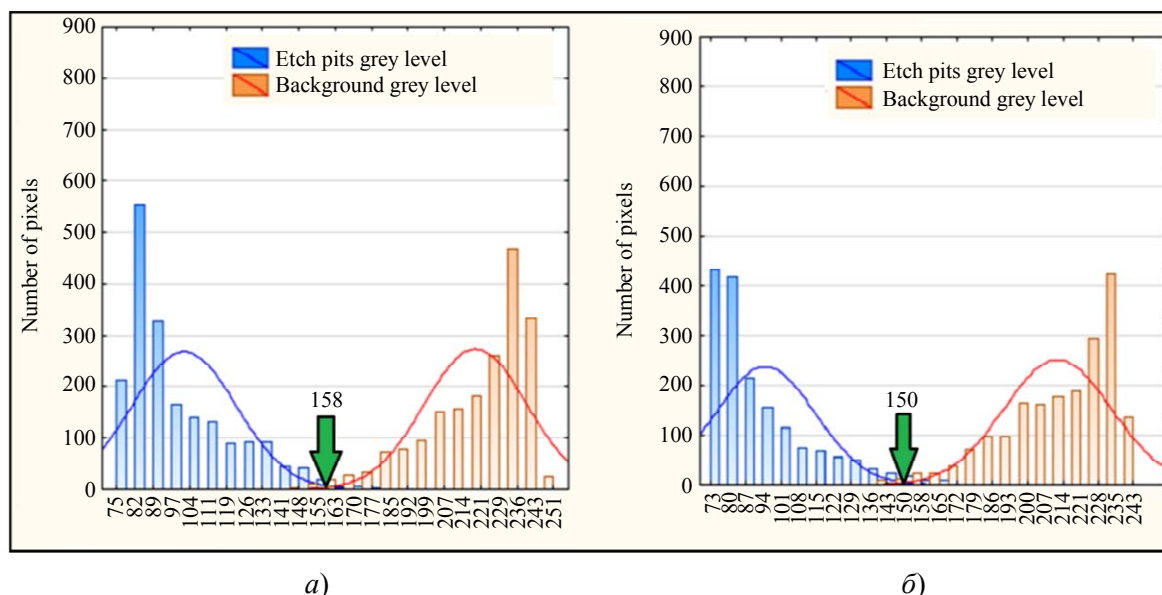


Рис. 4. Распределение значений интенсивности яркости в оттенках серого для ямок и фона в ячейке сетки (а) и её каркасе (б)

Показано, что пересечению гистограмм распределения значений яркости фона и ямок в ячейке и каркасе, соответствует интервал яркости 150 и 158 единиц серого соответственно. Очевидно, что ему принадлежит искомое значение порога бинаризации. Для однозначной идентификации порогового значения (контраста) в пределах данного интервала фрагменты изображения, «вырезанные» из каркаса и ячейки панорамы, были переведены в бинарный вид, при уровне контраста, соответствующем медианному и граничным значениям найденного интервала оттенков серого – 150, 154, 158 (рис. 5).

Полученным бинарным изображениям отвечали гистограммы распределения величин

площадей темных объектов – ямок травления (рис. 6).

Установлено, что распределения значений средних площадей темных объектов в ячейках и каркасе, как и распределения их интенсивности яркости, отличны друг от друга. Более светлому уровню ячейки соответствовало большее отклонение значений коэффициентов асимметрии от нуля – правосторонняя асимметрия ($A_s = 3,27...2,88$) и высокая островершинность, снижающаяся с увеличением порога бинаризации ($E_s = 12,18...9,63$). Для распределения значений коэффициентов эксцесса площадей темных объектов каркаса соотношение A_s и E_s было обратным: 2,16...2,73 и 4,82...7,98 соответственно.

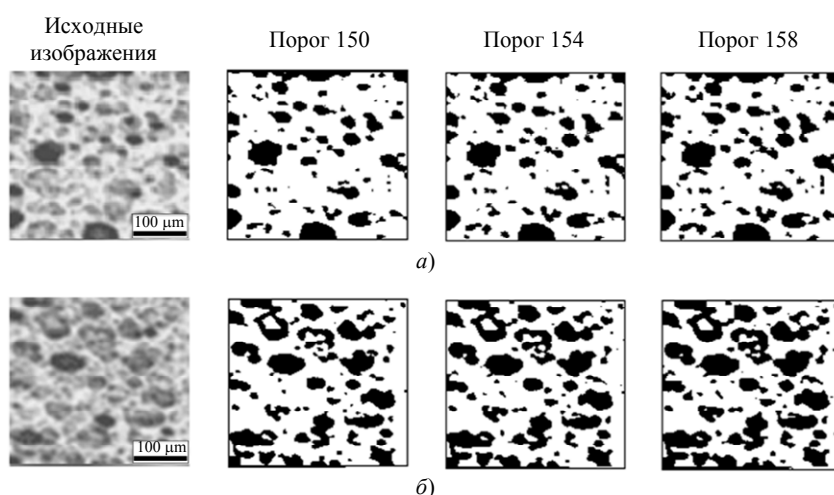


Рис. 5. Влияние различий в уровне порога бинаризации на морфологию ямок травления после пороговой бинаризации: фрагменты ячейки (а) и каркаса (б) панорамного изображения

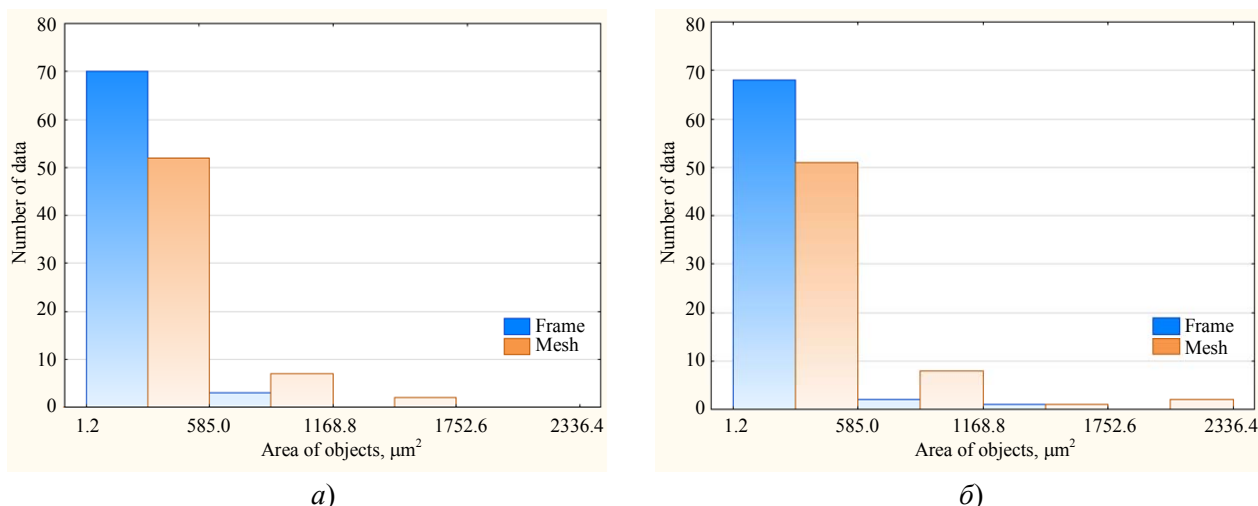


Рис. 6. Гистограммы распределения величин площадей темных объектов с привязкой к фрагментам ячеек и каркаса панорамного изображения ямок травления на шлифе при пороге бинаризации 150 (а) и 158 (б) оттенков серого

В связи высокой асимметрией распределений экспериментальных выборок при проверке гипотез об их различии или сходстве может оказаться не вполне корректным использование их средних значений (и критерия Стьюдента, соответственно). Так, например, в нашем случае применение критерия Стьюдента показало, что исследуемые выборки относятся к одной совокупности ($t_{\text{эксп.}} < 0,722$; $t_{\text{табл.}} = 1,98$; $\alpha = 0,05$). Однако применение непараметрического критерия Смирнова, не зависящего от вида распределения [11], привело к противоположному выводу: его экспериментальные значения $t_{\text{эксп.}}$ были не менее 2,116, что превышало табличное значение $t_{\text{табл.}} = 1,358$ при уровне риска $\alpha = 0,05$ (объем выборки ~ 70). Данное обстоятельство необходимо учитывать при цифровых измерениях структур в материаловедении, где достаточно часто наблюдается отклонение вида распределения значений тех или иных параметров геометрии структуры от нормального (симметричного) вида.

Из полученных результатов следует, что последовательное повышение порога бинаризации со 150 до 154 и до 158 оттенков серого сопровождается двумя процессами: образованием новых темных объектов вследствие достижения их нижней границы интенсивности яркости и увеличением размеров ряда уже существующих объектов с возможностью объединения некоторых из них в один. При этом, как следует из рис. 6, количество крупных ямок травления (площадью более

900 μm^2) от их общего числа было невелико – менее 1,8 %, но при этом занимаемая ими доля черного для ячейки и каркаса составила 9–14 и 7–11 % соответственно.

Установлено, что кроме ямок травления и фона, на исследуемых изображениях присутствуют артефакты травления (рис. 7а), появление которых может быть связано с дефектами, возникающими в ходе абразивного шлифования поверхности пластины.

Из сопоставления интенсивности яркости отдельных структурных составляющих следует, что артефакты травления занимают промежуточное положение по уровню интенсивности яркости между ямками травления и фоном. Снижение порога бинаризации с 158 до 150 оттенков серого способствует их переводу в фон, в результате чего на изображении существенно снижается число темных объектов, образование которых связано с механической обработкой поверхности пластины. Кроме этого, более низкий уровень бинаризации снижает вероятность слияния смежных ямок, в первую очередь расположенных в более темном каркасе, что делает сопоставимыми измерения числа ямок в каркасе и ячейках. Дальнейшее снижение величины порога бинаризации (менее 150 оттенков серого) может привести к нарушению целостности контура ямок травления, что может внести значительные изменения в их морфологию и статистику распределения. Эти обстоятельства определили выбор уровня бинаризации всего панорамного изображения в целом его значением, соответствующим 150 оттенкам серого.

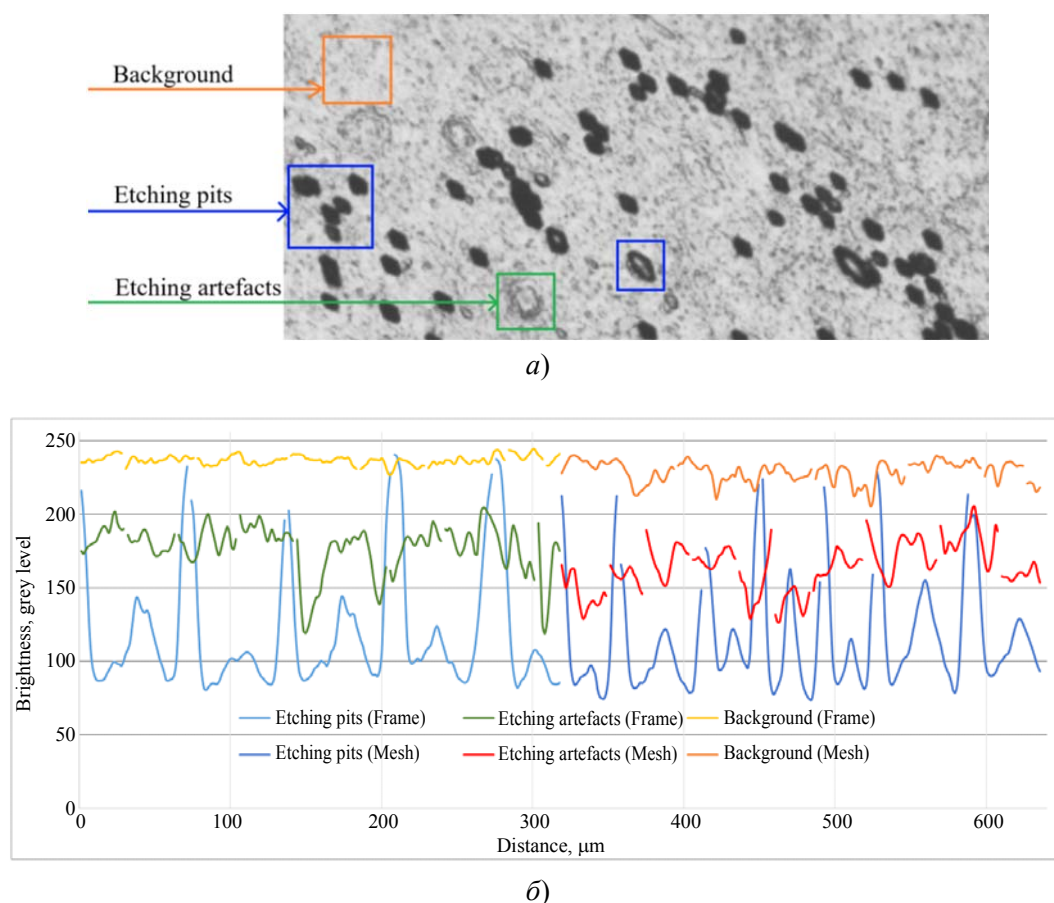


Рис. 7. Интенсивность яркости пикселей отдельных структурных составляющих (а) вдоль секущих, проведенных через ямки, артефакты травления и фон соответственно (б)

Очевидно, что регистрируемые объекты размером от 1,2 до 585 мкм², скорее всего, имеют не дислокационную природу [9]. Такие объекты не более чем шум на исследуемом изображении, его можно устранить фильтрацией. Отсечение темных объектов площадью 585 мкм² и менее уменьшило их количество на изображении в 6 раз, и увеличило вклад крупных ямок в формирование площади черного для ячейки и каркаса до 42 и 45 % соответственно.

Необходимо отметить, что ямки травления, чей контур на бинарном изображении был отличен от правильной ромбовидной огранки, также являются объектом интереса и не являются «артефактами» цифровой обработки оптических изображений.

Заключение

Для сшитых в панораму (опция программы Thixomet Pro) изображений ямок травления GaAs (Te) в 256 оттенках серого разработан алгоритм выбора порога бинари-

зации, основанный на закономерностях распределения значений уровня серого, соответствующего ямкам травления и фону в единых координатах (в отдельных кадрах, составляющих ячейки панорамы и её каркас – места наложения смежных кадров), уровень которого составил – 150 оттенков серого.

Порог фильтрации шумов определен на основе статистики распределения площадей темных объектов для исследуемого в работе панорамного бинарного изображения и составил 585 мкм². Отсечение таких темных объектов уменьшило их количество на изображении в 6 раз и увеличило вклад крупных ямок травления в формирование площади черного для ячейки и каркаса панорам до 42 и 45 % соответственно.

Определение пороговых значений бинаризации и фильтрации шумов повышают точность применения современных методов цифровой обработки изображений при оценке структурного совершенства монокристаллов GaAs в ходе исследования плотности дислокаций в масштабах образца методами световой и электронной микроскопии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Subramanyam N., Tsai C. T. / Journal of materials processing technology. 1995. Vol. 55 (3–4). P. 278–287. doi: 10.1016/0924-0136(95)02018-7
2. Frigeri C., Weyher J. L., Jimenez J., Martin P. / Journal de Physique III. 1997. № 12. P. 2339–2360.
3. Elliot A. G., Wei C. L., Vanderwater D. A. / Journal of Crystal Growth. 1987. Vol. 85 (1–2). P. 59.
4. Yu H. Y., Zhao Y. W., Zhan R., Gao Y. L., Hui F. / J. Semicond. 2008. Vol. 29 (9). P. 1775.
5. Sokolovskaya E. A., Kudrya A. V., Kodirov D. F. ugli, Sergeyev M. I., Budanova E. S., Samoshina M. E. / Metallurgist. 2024. Vol. 68. P. 38–44.
6. Kudrya A. V., Sokolovskaya E. A., Tang V. F. / Russian metallurgy (Metally). 2022. Vol. 2022 (10). P. 1318–1331.
7. SEMI M36-0699 Test Method for Measuring Etch Pit Density (EPD) in low dislocation density Gallium Arsenide wafers
8. Test Method for Crystallographic Perfection of Gallium Arsenide by Molten Potassium Hydroxide (KOH) Etch Technique ASTM F1404–92
9. Sangwal K. Etching of crystals: theory, experiment and application. – Elsevier, 2012.
10. <http://www.thixomet.com/>
11. Journal of the American Statistical Association. Mar., 1951. Vol. 46 (253). P. 68–78.

PACS: 81.10-h

Metrological support of digital measurements of images of etch pit inhomogeneity in GaAs single crystals

N. Y. Komarovskiy^{1,2,*}, S. N. Knyazev¹, E. A. Sokolovskaya², A. V. Kudrya²,
A. S. Sukhanova^{2,3}, V. E. Antonova^{2,3} and E. V. Molodtsova¹

¹ Sazhin Giredmet JSC, Moscow, 111524 Russia

*E-mail: nickkomarovskiy@mail.ru

² University of Science and Technology MISIS, Moscow, 119049 Russia

³ RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

Received 2.06.2025; revised 1.07.2025; accepted 11.08.2025

An analysis of the brightness field of panoramic images of the dislocation structure of GaAs (100) single crystals grown by the Czochralski method was performed. The binarisation threshold algorithm was selected based on the patterns of brightness field formation. Differences in the distribution of pixel brightness values (in 256 shades of grey) were evaluated by the values of asymmetry and excess coefficients. It was shown that when individual frames are stitched together, a characteristic ‘dark frame’ may form at the points where individual frames overlap. It has been established that, given the asymmetric nature of the distribution of experimental samples of measurement results for structural elements, the assessment of their differences or similarities according to the Student's and Smirnov's criteria may not coincide.

Keywords: Czochralski method; GaAs; etching patterns; dislocations concentration; light microscopy; digital image processing.

REFERENCES

1. Subramanyam N. and Tsai C. T., Journal of materials processing technology **55** (3–4), 278–287 (1995). doi: 10.1016/0924-0136(95)02018-7
2. Frigeri C., Weyher J. L., Jimenez J. N. and Martin P., Journal de Physique III, № 12, 2339–2360 (1997).
3. Elliot A. G., Wei C. L. N. and Vanderwater D. A., Journal of Crystal Growth. **85** (1–2), 59 (1987).
4. Yu H. Y., Zhao Y. W., Zhan R., Gao Y. L. N. and Hui F., J. Semicond. **29** (9), 1775 (2008).
5. Sokolovskaya E. A., Kudrya A. V., Kodirov D. F. ugli, Sergeyev M. I., Budanova E. S. N. and Samoshina M. E., Metallurgist **68**, 38–44 (2024).

6. Kudrya A. V., Sokolovskaya E. A. N. and Tang V. F., Russian metallurgy (Metally) **2022** (10), 1318–1331 (2022).
7. SEMI M36-0699 Test Method for Measuring Etch Pit Density (EPD) in low dislocation density Gallium Arsenide wafers
8. Test Method for Crystallographic Perfection of Gallium Arsenide by Molten Potassium Hydroxide (KOH) Etch Technique ASTM F1404–92
9. Sangwal K. Etching of crystals: theory, experiment and application. Elsevier, 2012
10. <http://www.thixomet.com/>
11. Journal of the American Statistical Association **46** (253), 68–78 (Mar., 1951).

Об авторах

Комаровский Никита Юрьевич, руководитель направления лаборатории высокотемпературных полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$, АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, ул. Электродная, д. 2, стр. 1). Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» (119049, Россия, Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1). E-mail: nickkomarovskiy@mail.ru NYKomarovsky@rosatom.ru <https://orcid.org/0000-0002-7869-7886> Scopus Author ID 58510893300. Web of Science Researcher ID NRX-9045-2025. SPIN-код РИНЦ 9642-8920

Князев Станислав Николаевич, к.т.н., начальник лаборатории, АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, ул. Электродная, д. 2, стр. 1).

Соколовская Элина Александровна, к.т.н., доцент кафедры металловедения и физики прочности, Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» (119049, Россия, Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1). E-mail: sokolovskaya@misis.ru ORCID 0000-0001-9381-9223. Web of Science Researcher ID AAM-6419-2021. Scopus Author ID 15077468100. SPIN-код РИНЦ 2633-6344. Author ID 185426

Кудря Александр Викторович, д.т.н., профессор, заместитель заведующего кафедрой металловедения и физики прочности, Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» (119049, Россия, Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1). E-mail: AVKudrya@misis.ru ORCID: 0000-0002-0339-2391. Web of Science ResearcherID GWZ-8579-2022. Scopus AuthorID 6603628218. SPIN-код РИНЦ 6497-2109. Author ID 11030

Суханова Анна Сергеевна, инженер, Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» (119049, Россия, Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1). АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: sukhanova11@mail.ru SPIN-код РИНЦ 3007-4250. Author ID 1245396

Антонова Валерия Евгеньевна, инженер 2 кат., Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» (119049, Россия, Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1). АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: avaleriya98@mail.ru

Молодцова Елена Владимировна, к.т.н., ведущий научный сотрудник лаборатории низкотемпературных полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$, АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, ул. Электродная, д. 2, стр. 1).

УДК 620.197.5+ 57.087.1+ 57.033
EDN: BRHCIM

PACS: 68.90.+g, 43.80.-n

Длительные полевые испытания коррозии и биообрастания образцов из нержавеющей стали в условиях тропического климата© В. Я. Печеркин^{1,*}, Е. А. Дешева², Л. М. Василяк¹, С. В. Фиалкина²¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412 Россия

*E-mail: vpcherkin@yandex.ru

² Институт медико-биологических проблем РАН, Москва, 123007 Россия

Статья поступила в редакцию 18.04.2025; после доработки 13.05.2025; принята к публикации 11.08.2025

Шифр научной специальности: 1.3.21

В условиях тропического климата проведены испытания образцов из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т на различных испытательных площадках на предмет их биообрастания. Изготовленные образцы не подвергались какой-либо дополнительной обработке. После экспонирования в течение 18 месяцев на открытых площадках вблизи городов Хошимин, Ханой, Няганга во Вьетнаме значительные очаги коррозии и биообрастания были обнаружены на образцах, размещенных на открытых травяных площадках, и незначительные воздействия на образцах, размещенных на закрытых микологических площадках.

Ключевые слова: нержавеющая сталь; микроорганизмы; бактерии; плесневые грибы; коррозия; биокоррозия; биообрастание.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-68-73

Введение

Надежность в эксплуатации технических изделий определяется стойкостью их материалов к воздействию внешней среды, естественной составляющей которой являются химический и биологический состав. Нержавеющие стали, как правило, очень устойчивы к химической и биологической коррозии и удовлетворительно работают в большинстве сред. Предел коррозионной стойкости конкретной марки нержавеющей стали зависит от составляющих ее элементов. По этой причине каждая марка имеет различную реакцию на воздействие агрессивной среды. Причинами появления коррозии на нержавеющей стали могут быть нарушение химического состава поверхностного слоя, воздействие агрессивных сред, механические повреждения. Основными видами коррозии являются точечная коррозия, общая коррозия, межкристаллитная коррозия, эрозионная коррозия, гальваничес-

кая коррозия [1]. Совместное воздействие агрессивных факторов является потенциальным фактором ускорения коррозии и разрушения материала [2–4]. При контакте с другими металлами нержавеющая сталь может подвергаться гальванической коррозии в присутствии электролитов [5].

Биообрастание, также способно вызывать биоповреждения нержавеющей сталей и изделий, что может приводить к потере их эксплуатационных свойств. В природных условиях часто появляются новые активные штаммы грибов биодеструкторов в различных климатических зонах, как в лесной, так и в открытой местности. Их активность, скорость роста, численность и состав зависят от климатических условий региона. К повреждающим биологическим факторам относятся бактерии и грибы, среди которых в условиях тропического климата доминирующее положение в качестве агентов процесса биообрастания и биодеструкции материалов занимают грибы –

микробицеты [6–11]. Микроорганизмы, развиваясь на поверхности материалов, способны вызывать его прямое повреждение за счет действия продуктов своей жизнедеятельности [12, 13].

В настоящее время отсутствуют систематизированные количественные данные о процессах биоповреждения элементов техники в реальных условиях эксплуатации, не разработаны достоверные методы диагностики и прогнозирования долговечности металлов и их конструкций в условиях взаимодействия их с объектами живой природы. Всесторонне изучено влияние на объекты техники небиологических факторов, таких как химически агрессивные вещества, температура, механические напряжения, световое излучение и др. Вместе с тем особенности и закономерности воздействия биологических факторов изучены в недостаточной степени. Основное внимание исследователей сосредоточено на эколого-биологической составляющей проблемы [14].

Целью настоящей работы является длительное исследование стойкости незащищенных образцов нержавеющей стали к биообращанию микроорганизмами в полевых условиях на открытых и закрытых площадках в тропическом климате.

Экспериментальная часть

Для исследований были изготовлены тридцать образцов из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т с размерами 50×50×1 мм. Образцы размещали на открытых травяных и закрытых от прямых солнечных лучей и осадков микологических площадках климатических испытательных станций в условиях тропического климата вблизи городов Хошимин, Ханой и Нягань во Вьетнаме. Каждый образец закрепляли на испытательном стенде металлическими скрепками зажимами, окрашенными в черный цвет. На фотографии показан внешний вид экспозиционных стендов для испытаний образцов (рис. 1) вблизи г. Хошимин.

На открытых травяных площадках образцы экспонировались в естественных температурно-влажностных условиях и индексом светового УФ-излучения для данного региона Вьетнама, а на микологических площадках образцы устанавливались в негерметичный бокс для защиты от осадков и ветра. От прямого солнечного света боксы были закрыты лесной растительностью. Каждый образец закрепляли специальными металлическими креплениями. Время непрерывной экспозиции каждого образца составляло 18 месяцев.



а)



б)

Рис. 1. Экспозиционные стенды около г. Хошимин. а) – открытая травяная площадка, б) – закрытый от осадков и ветра бокс на микологической площадке

После окончания экспонирования каждый образец помещали в индивидуальные

стерильные пакеты и доставляли в микробиологическую лабораторию для проведения ис-

следований. В лаборатории каждый образец в антисептических условиях ламинарного бокса помещали в квадратную стерильную чашку Петри. Затем образцы, не открывая чашку Петри, осматривали при увеличении с помо-

щью стереомикроскопа Stemi 2000 (фирмы Zeiss). Оценку обрастания образцов проводили по 6-ти бальной шкале ГОСТа 9.048-75 [15, 16]. В таблице 1 представлены результаты осмотра поверхности образцов.

Таблица 1

Оценка роста грибов на поверхности образцов после экспонирования (в баллах)

Материал/место испытаний		Степень развития плесневых грибов (балл): на образце/ на креплении	Результат осмотра поверхности
Нержавеющая сталь, 12X18H10T	Нягань, открытая площадка	0	Роста грибов не выявлено
	Нягань, микологическая площадка	0	Роста грибов не выявлено
	Ханой, открытая площадка	0/2	Виден рост грибов на креплении образцов
	Ханой, микологическая площадка	0	Роста грибов не выявлено
	Хошимин, открытая площадка	0/2	Виден рост грибов на креплении образцов
	Хошимин, микологическая площадка	0	Роста грибов не выявлено
Были зафиксированы пятна ржавчины в местах крепления образцов на открытых площадках. Рост грибов отмечался на ржавчине и около неё на следах коррозии.			

По окончании осмотра проводили отбор микробиологических проб с поверхности образцов в микробиологическом боксе 5 класса чистоты для определения наличия бактерий и грибов путем протирания поверхности каждого образца специальным стерильным тампоном. Затем каждый тампон помещали в индивидуальную пробирку с 5 мл стерильного физиологического раствора и отбалтывали на приборе Воротокс в течение, не менее двух минут. Далее осуществляли посев на поверхность твердой питательной среды с аликвотой 1,0 мл раствора. Для посева грибов использо-

вали картофельно декстрозный агар (КДА) фирмы HiMedia, а для посева бактерий трипказо соевый агар (ТСА) фирмы HiMedia. Чашки Петри с посевами термостатировали при температуре 28± 1 °С, посев бактерий в течение 2 суток, а грибов - в течение 5–7 суток. По окончании срока инкубирования проводили подсчет выросших колониеобразующих единиц (КОЕ) микроорганизмов. Затем, при необходимости, проводили идентификацию выросших бактерий и грибов. В таблице 2 представлены результаты микробиологических исследований.

Таблица 2

Содержание микроорганизмов на поверхности исследуемых образцов из нержавеющей стали марки 12X18H10T после окончания экспозиции (КОЕ/см²)

№ п/п	Место испытаний образцов	Средняя численность микроорганизмов, КОЕ/см ²	Средняя численность бактерий, КОЕ/см ²	Средняя численность грибов, КОЕ/см ²
1	Нягань, открытая площадка	$2,5 \times 10^0$	$2,5 \times 10^0$	0
2	Нягань, микологическая площадка	$1,54 \times 10^2$	$4,0 \times 10^0$	$1,5 \times 10^2$
3	Ханой, открытая площадка	$9,45 \times 10^4$	$2,5 \times 10^3$	$9,2 \times 10^4$
4	Ханой, микологическая площадка	$3,4 \times 10^4$	$3,3 \times 10^4$	$1,0 \times 10^3$
5	Хошимин, открытая площадка	$2,5 \times 10^4$	$3,9 \times 10^1$	$2,5 \times 10^4$
6	Хошимин, микологическая площадка	$1,47 \times 10^3$	$1,7 \times 10^2$	$1,3 \times 10^3$

На образцах без ржавчины роста грибов не выявлено (рис. 2, 3), то есть на этих образцах отмечается только контаминация поверхностей металлических образцов спорами грибов.

Видовое разнообразие грибов на площадках характерно для них. Так на микологических площадках доминируют пенициллы, а на открытых площадках – темноокрашенные грибы.

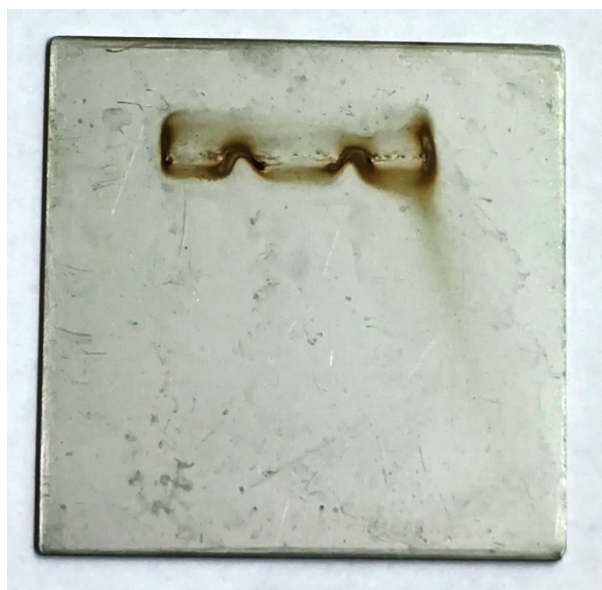
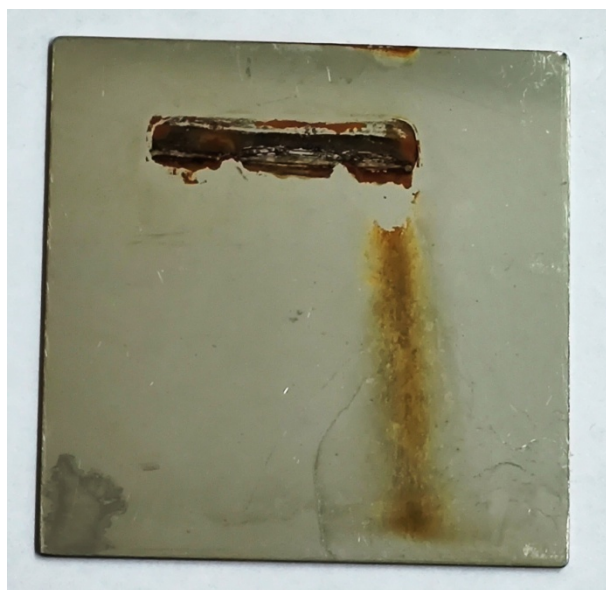


Рис. 2. Фото поверхности образцов после экспонирования на открытой площадке в Ханое

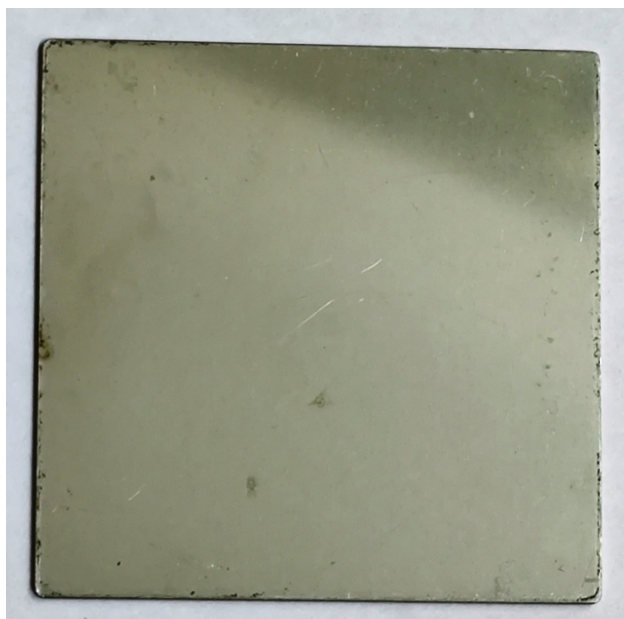


Рис. 3. Фото поверхности образцов после экспонирования на микологической площадке в Ханое

На вышеприведенных рисунках видно, что на исследуемых образцах, установленных на открытых травяных площадках, наблюдаются следы ржавчины в местах их крепления. Крепление образцов осуществлялось металлическими держателями, покрашенными в черный цвет. Известно, что на поверхности нержавеющей стали коррозия возникает вследствие контакта сплава с другим метал-

лом из-за окислительных процессов, вызываемых контактной разностью потенциалов. Причем отмечалось, что ржавчина образовывалась только на образцах, экспонировавшихся на открытых площадках, а на микологических площадках в разных зонах Вьетнама пятен ржавчины не выявлено. На открытой площадке, наиболее вероятно, происходит повреждение красочного покрытия держателя

образцов под воздействием метеорологических факторов и далее наблюдается начальная фаза коррозии металлов образца и держателя образцов за счет создания контактной разности потенциалов, скорость которой может увеличиваться за счет воздействия агрессивной окружающей среды.

Таким образом, для предотвращения протекания коррозионных процессов в этих условиях желательно, чтобы металлы определенных марок не соприкасались друг с другом.

Заключение

В результате проведенных полевых испытаний было показано, что поверхность образцов нержавеющей стали 12X18H10T может подвергаться химической коррозии за счет контактной разности потенциалов при соприкосновении с другими металлами и обильно обрастать грибами в местах коррозии на открытых площадках.

Работа выполнена в части изготовления образцов при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00269-25-00), в части подготовки штаммов плесневых грибов, проведения испытаний и анализа результатов по теме НИР FRFM-2024-0035, в части подготовки методики за счет средств совместной темы Эколан Т-1.18.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Balangao J. K. / Journal of Chemical Health Risks. 2024. Vol. 14. № 1. P. 79–87.
2. Ikeda A., Morita Y., Matsuki N. / The Sumitomo Search. 1988. Vol. 37. P. 43–64.
3. Prakash T. L., Malik A. U. / Desalination. 1999. Vol. 23. P. 215–221.
4. Hoffmeister H. / Corrosion. NACE International Corrosion Conference & Expo. 2005. P. 05476.
5. Chen L., Hu J., Zhong X., Yu S., Zhang Z., Zeng D., Shi T. / International Journal of Electrochemical Science. 2017. Vol. 12. № 10. P. 9445–9455.
6. Александрова А. В., Сидорова И. И., Туунов А. В. / Микология и фитопатология. 2011. Т. 45. № 1. С. 12–25.
7. Александрова А. В., Калашикова К. А. Современная микология в России. – М.: Национальная академия микологии, 2012.
8. Калашикова К. А., Александрова А. В. / Микология и фитопатология. 2015. Т. 49. № 2. С. 91–101.
9. Telegdi J., Shaban A., Trif L. / International Journal of Corrosion and Scale Inhibition. 2020. Vol. 9. № 1. P. 1.
10. Лугаускас А. Ю., Микульскене А. И., Шляужене Д. Ю. Каталог микромицетов – биодеструкторов полимерных материалов. – М.: Наука, 1987.
11. Жиглецова С. К., Родин В. Б., Кобелев В. С. и др. / Прикладная биохимия и микробиология. 2000. Т. 36. № 6. С. 637.
12. Chugunov V. A., Martovetskaya I. I., Mironova R. I. et al. / Applied biochemistry and microbiology. 2000. Vol. 36. № 6. P. 544–549.
13. Allsopp D., Seal K. J., Gaylarde C. C. Introduction to Biodeterioration. – UK. Cambridge. Cambridge University Press, 2004.
14. Белов Д. В., Беляев С. Н. / Гальванотехника и обработка поверхности. 2022. Т. 30. № 3. С. 4–21.
15. ГОСТ 9.048-75. Материалы и изделия. Методы испытаний на микробиологическую устойчивость. – М.: Издательство стандартов, 1978.
16. Печеркин В. Я., Дешевая Е. А., Василяк Л. М. и др. / Прикладная физика. 2023. № 6. С. 60–65.

PACS: 68.90.+g, 43.80.-n

Long-term field tests of corrosion and biofouling of stainless steel samples in a tropical climate

V. Ya. Pecherkin^{1,*}, E. A. Deshevaya², L. M. Vasilyak¹ and C. V. Fialkina²

¹ Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia
*E-mail: vpecherkin@yandex.ru

² Institute of Biomedical Problems of Russian Academy of Sciences, Moscow, 123007 Russia

Received 18.04.2025; revised 13.05.2025; accepted 11.08.2025

In a tropical climate, stainless steel samples were tested at various test sites for their biofouling. After being exposed for 18 months in outdoor areas near the cities of Ho Chi Minh City,

Hanoi, Nyagang in Vietnam, significant significant corrosion and biofouling spots were found on samples placed in outdoor grass sites, and minor impacts on samples placed in indoor mycological sites.

Keywords: stainless steel; microorganisms; bacteria; mold fungi; corrosion; biocorrosion; biofouling.

REFERENCES

1. Balangao J. K., Journal of Chemical Health Risks **14** (1), 79 (2024).
2. Ikeda A., Morita Y. and Matsuki N., The Sumitomo Search **37**, 43 (1988).
3. Prakash T. L. and Malik A. U., Desalination **23**, 215–221 (1999).
4. Hoffmeister H., Corrosion, NACE International Corrosion Conference & Expo, 05476 (2005).
5. Chen L., Hu J., Zhong X., Yu S., Zhang Z., Zeng D. and Shi T., International Journal of Electrochemical Science, **12** (10), 9445–9455 (2017).
6. Alexandrova A. V., Sidorova I. I. and Tiunov A. V., Micologya and Phitopatologya **1**, 12–25 (2011) [in Russian].
7. Alexandrova A. V. and Kalashnikova K. A. Modern Mycology in Russia, Moscow, National Academy of Mycology, 2012.
8. Kalashnikova K. A. and Alexandrova A. V., Mycology and Phytopathology **2**, 91 (2015) [in Russian].
9. Telegdi J., Shaban A. and Trif L., International Journal of Corrosion and Scale Inhibition **9** (1), 1 (2020).
10. Lugauskas A. Yu., Mikulskene A. I. and Shlyauzhene D. Yu., Catalog of micromycetes – biodestructors of polymer materials. Moscow, Nauka, 1987 [in Russian].
11. Zhigletsova S. K., Rodin V. B., Kobelev V. S. et al., Applied biochemistry and microbiology **36** (6), 637–641 (2000).
12. Chugunov V. A., Martovetskaya I. I., Mironova R. I. et al., Applied biochemistry and microbiology **36**, 544–549 (2000).
13. Allsopp D., Seal K. J. and Gaylarde C. C., Introduction to Biodeterioration. UK, Cambridge, Cambridge University Press, 2004.
14. Belov D. V. and Belyaev C. N., Galvanotekhnika and obrabotka poverhnosty **30** (3), 4–21 (2022) [in Russian].
15. GOST 9.048-75. Materials and products. Methods of testing for microbiological resistance, Moscow, Publishing House of Standards, 1978.
16. Pecherkin V. Ya., Deshevaya E. A., Vasilyak L. M., Vasilyak S. L. et al., Applied Physics, № 6, 60–65 (2023) [in Russian].

Об авторах

Печеркин Владимир Яковлевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2). E-mail: vpcherkin@yandex.ru SPIN-код РИНЦ 4910-0417, Author ID 1089774

Дешевая Елена Андреевна, к.б.н., ведущий научный сотрудник, Институт медико-биологических проблем РАН (123007, Россия, Москва, Хорошевское шоссе, 76 а). E-mail: deshevaya@imbp.ru SPIN-код РИНЦ 3206-9869, Author ID 126892

Василяк Леонид Михайлович, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2). E-mail: vasilyak@ihed.ras.ru SPIN-код РИНЦ 5623-5167, Author ID 19599

Фиалкина Светлана Владимировна, к.б.н., старший научный сотрудник, Институт медико-биологических проблем РАН (123007, Россия, Москва, Хорошевское шоссе, 76 а). SPIN-код РИНЦ 3967-0655, Author ID 168529

УДК 533.376
EDN: ZBLQDO

PACS: 85.30.-z

Моно- и поликристаллические пленки германия и германий-олова, легированные атомами галлия в процессе газофазного осаждения© В. Г. Шенгуров¹, А. М. Титова^{1,*}, Н. А. Алябина¹, С. А. Денисов¹, В. Ю. Чалков¹,
В. Н. Трушин¹, А. В. Кудрин¹, Ю. Н. Бузынин²¹Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, 603950 Россия

*E-mail: asya_titova95@mail.ru

²Институт физики микроструктур РАН,
Нижегородская обл. Кстовский район, д. Афонино, 603950 РоссияСтатья поступила в редакцию 25.02.2025; после доработки 31.03.2025; принята к публикации 11.08.2025
Шифр научной специальности: 2.2.6

Моно- и поликристаллические пленки Ge и GeSn, *in situ* легированные атомами Ga, которые испарялись из источника Ge:Ga, выращивали методом HW CVD на подложках Si(100) и SiO₂/Si(100). Методами рентгеновской дифракции, а также методами холловских измерений и CV-профилометрии исследованы их структурные и электрические свойства. При соиспарении легирующей примеси (Ga) из сублимирующего источника Ge:Ga в газофазном осаждении Ge с разложением GeH₄ на «горячей нити», внедрение атомов Ga в растущую пленку контролировали путем изменения температуры подложки от 300 до 500 °C или соотношения потоков Ga и Ge. Для повышения потока атомов Ga из источника Ge:Ga в нем формировали зону расплава, что позволило увеличить концентрацию дырок в поликристаллических пленках GeSn:Ga до $5,4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Ключевые слова: эпитаксия; поликристаллические пленки; GeSn; легирование.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-74-80

Введение

Пленки твердого раствора GeSn являются альтернативным пост-кремниевым материалом опто- и микроэлектроники, поскольку они обладают более высокой подвижностью носителей заряда, чем Si и Ge. Добавление Sn в решетку Ge, помимо достижения прямозонности материала, приводит к меньшей эффективной массе и большей подвижности носителей по сравнению с Si и Ge. В настоящее время поликристаллические пленки GeSn на диэлектрических подложках с высокими транспортными параметрами привлекают большое внимание исследователей из-за возможности создания на их основе различных

опто- и микроэлектронных устройств. Важно заметить, что для некоторых приборных применений, таких как трехмерные интегральные схемы (3D ИС), матрицы управления жидкокристаллических (ЖК) дисплеев безальтернативным вариантом является применение поликристаллических пленок, в частности, GeSn. Обусловлено это тем обстоятельством, что при переходе к 3D ИС монокристаллическую структуру пленок с высокими электрофизическими характеристиками, возможно, обеспечить лишь в первой слое, образующемся на монокристаллической подложке. Как только на этот слой наносится изолирующий оксид или металл, это приводит к формированию аморфной или поликристаллической структу-

ры последующих слоев. Невозможно получить слой с монокристаллической структурой и на стеклянных аморфных подложках жидкокристаллического дисплея. Для получения поликристаллических плёнок GeSn с высокой подвижностью носителей, их формируют на диэлектрических подложках путем перекристаллизации аморфных пленок GeSn с использованием твердофазной кристаллизации (SPC) [1, 2], лазерного отжига [3, 4], и кристаллизации, индуцированной металлом [5, 6].

В настоящее время для увеличения подвижности дырок в поликристаллических плёнках GeSn, стремятся увеличить размер зерен, чаще всего, путем рекристаллизации аморфных плёнок GeSn с использованием SPC, которая большей частью проводится при длительном отжиге (450°C до 50 часов) в печи сопротивления в потоке инертных газов. Следует заметить, что при разработке таких устройств, как 3D ИС и матрицы управления ЖК-дисплеев, необходимо использовать низкотемпературный процесс в пределах теплового бюджета 400°C в течение 2 часов, что является максимально допустимым режимом термообработки без ухудшения характеристик электронных устройств на нижних пленках при 3D ИС и подложек-экранов ЖК-дисплеев.

В связи с этим необходимы методы осаждения пленок в условиях низкого теплового бюджета, среди которых значительные преимущества имеет метод газофазного осаждения с разложением моногермана на «горячей нити» – Hot Wire Chemical Vapor Deposition (HWCVD). В отличие от традиционного CVD метода термическое разложение прекурсора (GeH_4), в процессе HWCVD происходит не на подложке, а на горячей нити, находящейся вблизи подложки. В результате осаждение пленки происходит с высокой скоростью и при низкой температуре. По-видимому, метод HWCVD будет перспективным и для осаждения пленок GeSn на аморфных подложках, нагретых до столько же низких температур.

В то же время, на сегодняшний день имеется мало информации относительно поведения легирующих примесей в поликристаллических пленках GeSn и свойств этих пленок. В частности, малоизученным остается вопрос *in situ* легирования поликристаллических пленок GeSn *p*-типа. Среди легирующих примесей такого типа привлекает внимание

галлий (Ga), который имеет более высокую растворимость в матрице Ge, чем бор и алюминий [7]. Целью работы является исследование *in situ* легирования атомами Ga моно- и поликристаллических пленок GeSn в процессе их роста методом HWCVD. Ранее [8] нами было показано, что данный метод может быть успешно применен для роста высококачественных эпитаксиальных слоев Ge на Si(001) при низкой температуре ($\sim 350^\circ\text{C}$).

Методика эксперимента

Осаждение моно- и поликристаллических плёнок Ge и GeSn проводили методом HWCVD на установке, разработанной в НИФТИ ННГУ. Схема установки приведена на рисунке 1.

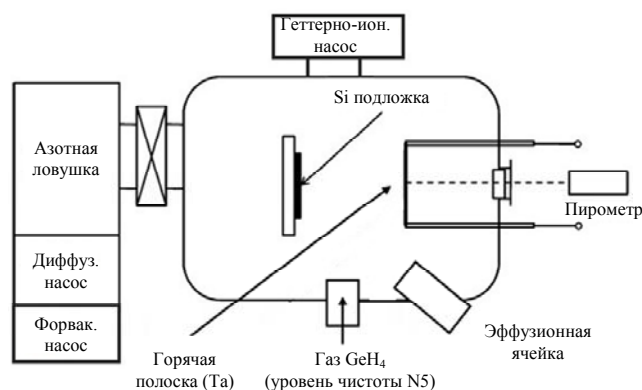


Рис. 1. Схема установки для выращивания поликристаллических пленок GeSn методом HWCVD

Из-за термодинамической нестабильности твердых растворов GeSn рост пленок проводился при условиях, далеких от равновесных, т. е. при низких температурах ($T_s = 250\text{--}350^\circ\text{C}$).

Подложки нагревались радиационно, с использованием разработанного нами устройства нагрева. Базовое давление в ростовой камере составляло $\sim 5 \times 10^{-9}$ Торр и создавалось титановыми геттерно-ионными насосами (ГИН). Предварительная откачка ГИНов и ростовой камеры осуществлялась диффузионным насосом и форвакуумным насосом. Диффузионный насос позволяет откачивать любые газы (в том числе и моногерман) в атомарном и молекулярном состоянии. Над диффузионным насосом располагалась азотная ловушка, препятствующая обратной диффузии масла из

форвакуумного и диффузионного насосов в объем ростовой камеры. Поток атомов германия создавали путем разложения на нагретой до 1400 °С танталовой полоске моногермана (GeH_4) чистоты N5, напускаемого в ростовую камеру до давления 4×10^{-4} Торр. Давление моногермана в ростовой камере в процессе выращивания поликристаллических пленок GeSn поддерживалось постоянным с помощью системы напуска газа. Поток Sn создавали испарением его из стандартной эффузионной ячейки. Поскольку *in situ* легирование поликристаллических пленок GeSn в процессе HWCVD атомами Ga, испаряемыми из источника Ge:Ga, проводилось впервые, то первоначально необходимо было выявить закономерности переноса легирующей примеси из источника в эпитаксиальную пленку.

Для создания подконтактных областей приборов нужны поликристаллические пленки с высокой (до 10^{20} см^{-3}) концентрацией легирующей примеси. В данной работе нами применен метод испарения примеси из зоны расплава, сформированной на Ge:Ga источнике при повышении величины тока, пропускаемого через источник, до появления на его поверхности зоны расплава. При этом, поскольку величина коэффициента диффузии атомов Ga в расплаве полупроводника на несколько порядков выше по сравнению с коэффициентом диффузии в твердом состоянии [9], то плотность потока примеси увеличивается и это приводит к увеличению концентрации Ga в осаждаемых пленках GeSn.

Структура монокристаллических и поликристаллических пленок GeSn, выращенных на подложках $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ была изучена методом рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения на дифрактометре BrukerD8 Discover. Электрические параметры пленок Ge и GeSn исследовали методом Ван-дер-Пау, при комнатной температуре на установке Nanometrics H5500PC. Распределение концентрации носителей заряда по толщине монокристаллических пленок определяли методом C-V профилирования.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Нами был исследован перенос атомов Ga из источника Ge: Ga (Ge марки ГДГ 0,003 с

концентрацией Ga $\sim 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$) в эпитаксиальную пленку Ge от температуры подложки в интервале от 300 до 500 °С. Скорость роста пленок Ge составила $\sim 12 \text{ нм/мин}$. Толщина выращенных пленок составляли $1 \div 2 \text{ мкм}$. Зависимость концентрации дырок в пленке Ge:Ga от обратной температуры роста представлена на рисунке 2. Видно, что она носит экспоненциальный характер. Энергия активации легирования, вычисленная по наклону графика составляла 20,3 Ккал/моль.

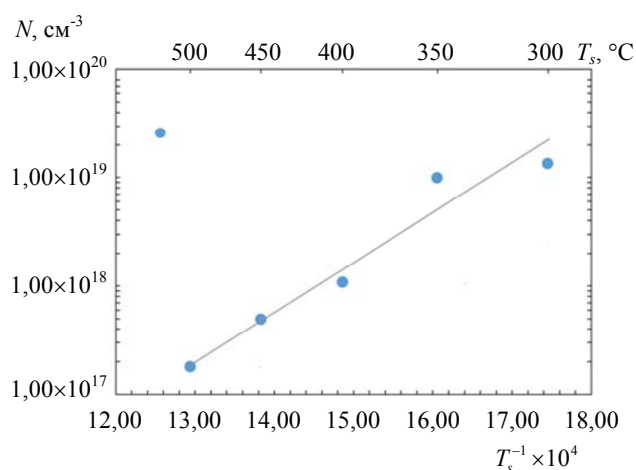


Рис. 2. Зависимость концентрации дырок в эпитаксиальных слоях Ge:Ga от температуры подложки

Исследование переноса примеси Ga из сублимирующего источника Ge:Ga в пленку Ge в процессе роста Ge/Si(001) методом HWCVD показало, что выбирая соответствующий источник и варьируя температуру роста, можно получать пленки с концентрациями дырок от $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Контроль концентрации легирующей примеси в пленках осуществляли также соотношением атомных потоков Ga/Ge при постоянной скорости роста $v = 12 \text{ нм/мин}$ и температуре подложки $T_s = 350 \text{ }^\circ\text{C}$. Следует подчеркнуть простоту и надежность данного метода легирования при получении эпитаксиальных пленок со средним и высоким уровнем концентрации примеси. Выращивание высоколегированных пленок сопряжено с максимальным снижением температуры роста. Важно заметить, что метод HW CVD благодаря наличию сурфактанта – атомарного водорода позволяет получать при низких температурах (300 °С) совершенные по структуре слои Ge:Ga на Si(001). В таблице 1 приведены

структурные параметры (по данным метода РД) пленок Ge:Ga/Si(001). Для сравнения в этой серии опытов были дополнительно выращены нелегированные пленки Ge. Как видно из таблицы легирование галлием приводит к улучшению структурного совершенства

пленок Ge, о чем говорит снижение параметра FWHM.

На рисунке 3 приведен профиль распределения концентрации дырок в эпитаксиальной пленке Ge:Ga/Si(001), выращенной при температуре $\sim 325^\circ\text{C}$.

Таблица 1

Условия роста и структурные параметры пленок Ge/Si(001) и Ge:Ga/Si(001)

№ п/п	1	2	3	4	5
Тип пленки	Ge	Ge:Ga	Ge:Ga	Ge:Ga	Ge:Ga
T_s , $^\circ\text{C}$	300	300	350	450	500
Толщина, мкм	1,5	1,6	2,0	0,8	1,4
FWHM, угл. мин	6,9	3,87	3,75	5,7	2,898

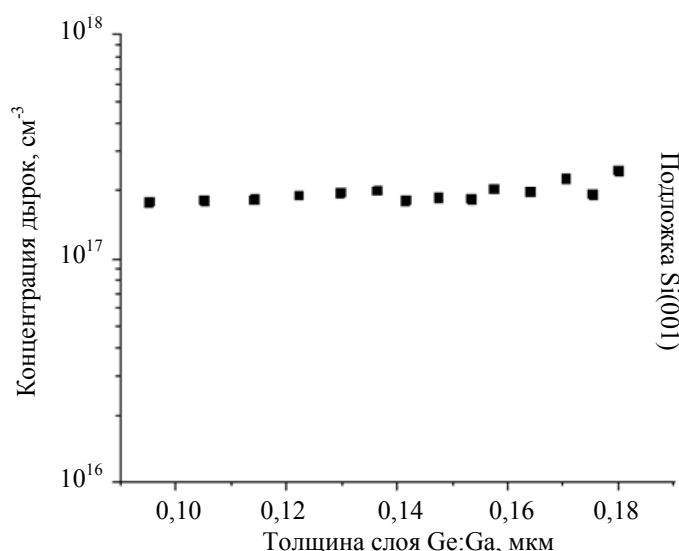


Рис. 3. Распределение концентрации дырок по толщине эпитаксиального слоя Ge:Ga/Si(001) выращенной при $T_s = 325^\circ\text{C}$

Концентрацию дырок в эпитаксиальной пленке определили из данных зависимости емкости диода с n^+-p -переходом, расположенным между подложкой и слоем. Видно, что начиная от подложки и почти по всей измеренной толщине пленки концентрация дырок распределена однородно на уровне $\sim 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что это значение было получено и при определении концентрации дырок методом Ван-дер-Пау при выращивании пленки Ge:Ga на высокоомной подложке. Такое однородное распределение концентрации Ga по толщине пленки Ge указывает на то, что при ее росте не происходит поверхностной сегрегации Ga. Возможно, что такому поведению легирующей примеси способствует атомарный водород, образующийся при термическом

распаде GeH_4 на «горячей нити», который является сурфактантом и способствует послойному росту пленок Ge:Ga.

В таблице 2 приведены данные по параметрам роста (температура T_a – нити, T_{Sn} – температура эффузионной ячейки с оловом), как эпитаксиальных, так и поликристаллических пленок, а также данные по их составу (x) $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$, структурному совершенству (FWHM), электрическим параметрам (концентрация и подвижность носителей заряда, величина удельного сопротивления).

Можно отметить, что для эпитаксиальных пленок GeSn их структурное совершенство ухудшается с повышением содержания олова и улучшается при *in situ* легировании

атомами Ga. При испарении Ga из источника Ge:Ga с расплавленной зоной удалось увеличить максимальную концентрацию дырок в

поликристаллических пленках GeSn, выращенных на подложках SiO₂/Si(100), до значений $5,4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Таблица 2

Условия роста, структурные и электрические параметры эпитаксиальных и поликристаллических пленок Ge_{1-x}Sn_x

№ образца	$T_{\text{Ta}}, ^\circ\text{C}$	$T_{\text{Sn}}, ^\circ\text{C}$	Данные РД		Электрические параметры		
			$x, \%$	FWHM, $^\circ$	$N, \text{см}^{-3}$	$\mu, \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$\rho, \text{Ом}\cdot\text{см}$
Эпитаксиальные пленки GeSn							
1	1450	1040	3,4	0,39	$2,6\times10^{17}$	124	0,19
2	1400	1040	3,7	0,43	$5,2\times10^{17}$	133	0,09
Эпитаксиальные пленки GeSn:Ga							
3	1400	1040	1,7	0,2	$4,4\times10^{17}$	299	0,05
4	1450	1040	2,2	0,24	$1,3\times10^{17}$	247	0,13
Поликристаллические пленки GeSn							
5	1400	1020	–	–	$5,9\times10^{18}$	34	0,03
6	1400	1030	–	–	$3,9\times10^{18}$	37	0,043
Поликристаллические пленки GeSn:Ga							
7	1400	1030	–	–	$5,4\times10^{19}$	33	0,014
8	1450	1030	–	–	$7,0\times10^{18}$	51	0,017

Заключение

Исследованы закономерности *in situ* легирования из сублимирующего Ge:Ga источника моно- и поликристаллических пленок Ge и GeSn в процессе их получения методом *HW CVD*. Из зависимости концентрации атомов Ga (дырок) в монокристаллических пленках Ge от температуры подложки определена энергия активации легирования, которая составляла 20,3 Ккал/моль. Однородное распределение Ga по толщине пленки Ge указывает на отсутствие поверхностной сегрегации Ga в процессе роста. Для увеличения концентрации дырок в подконтактных p^+ -областях оптоэлектронных приборов на основе поликристаллических пленок GeSn, выращенных на подложках SiO₂/Si(100) впервые применен метод легирования с формированием на Ge:Ga источнике зоны расплава, обеспечивающей повышение потока атомов из источника Ga и его концентрацию в пленках GeSn до значений $5,4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что выше, чем в сублимирующем источнике Ge:Ga.

*Работа выполнена при поддержке
Российского научного фонда (№ 23-22-00156).*

Конфликт интересов:

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Takeuchi W. / Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 107. P. 22103.
2. Uchida N. / Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 107. P. 232105.
3. Matsumura R. / ECS Solid State. Lett. 2015. Vol. 4. P. 95.
4. Takahashi K. / Appl. Phys. Lett. 2018. Vol. 112. P. 062104.
5. Toko K. / Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. P. 82109.
6. Li H. / Opt. Mater. Express. 2013. Vol. 3. P. 1385.
7. Shengurov V. G. / Semiconductors. 2015. Vol. 49. № 10. P. 1411–1414.
8. Глазов В. М., Земсков В. С. Физико-химические основы легирования полупроводников: Монография. – М.: Наука, 1967.
9. Шенгуров В. Г. / Поверхность. Физика, химия, механика. 1994. № 10–11. С. 44–50.
10. Болтакс Б. И. Диффузия в полупроводниках. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1961.

In situ Ga-doped mono- and polycrystalline Ge and GeSn films deposited by HW CVD

V. G. Shengurov¹, A. M. Titova^{1,*}, N. A. Alyabina¹, S. A. Denisov¹, V. Yu. Chalkov¹,
V. N. Trushin¹, A. V. Kudrin¹ and Yu. N. Buzynin²

¹ Lobachevskii State University of Nizhnii Novgorod, Nizhnii Novgorod, 603950 Russia

* E-mail: asya_titova95@mail.ru

² Institute of Microstructure Physics of the Russian Academy of Sciences,
Nizhny Novgorod Region, Kstovo region, Afonino, 603087 Russia

Received 25.02.2025; revised 31.03.2025; accepted 11.08.2025

Mono- and polycrystalline Ge and GeSn films doped in situ with Ga atoms evaporated from a Ge:Ga source were grown by HW CVD on Si(100) and SiO₂/Si substrates. Their structural and electrical properties were studied using X-ray diffraction, Hall measurements, and CV-profilometry. During co-evaporation of the dopant from a sublimating Ge:Ga source in the vapor-phase deposition of Ge with the decomposition of GeH₄ on “hot wire”, the incorporation of Ga atoms into the growing film was controlled by changing the substrate temperature from 300 to 500 °C on the ratio of Ga and Ge flows. To increase the Ga atom flux from the Ge:Ga source, a melt zone was formed in it, which made it possible to increase the hole concentration in the polycrystalline GeSn films to $5.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Keywords: epitaxy; polycrystalline films; GeSn; alloying.

REFERENCES

1. Takeuchi W., Appl. Phys. Lett. **107**, 22103 (2015).
2. Uchida N., Appl. Phys. Lett. **107**, 232105 (2015).
3. Matsumura R., ECS Solid State. Lett. **4**, 95 (2015).
4. Takahashi K., Appl. Phys. Lett. **112**, 062104 (2018).
5. Toko K., Appl. Phys. Lett. **106**, 82109 (2015).
6. Li H., Opt. Mater. Express. **3**, 1385 (2013).
7. Shengurov V. G., Semiconductors **49** (10), 1411–1414 (2015).
8. Glazov V. M. and Zemskov V. S. Physicochemical foundations of doping semiconductors: Monograph, Moscow, Nauka, 1967.
9. Shengurov V. G., Surface. Physics, Chemistry, Mechanics, № 10-11, 44–50 (1994).
10. Boltaks B. I., Diffusion in Semiconductors. Moscow, State Publishing House of Physics and Mathematics Literature, 1961.

Об авторах

Шенгуров Владимир Геннадьевич, ведущий научный сотрудник, Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского (603950, г. Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23, корп. 3). E-mail: shengurov@nifti.unn.ru Author ID 121826

Титова Анастасия Михайловна, младший научный сотрудник, Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского (603950, г. Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23, корп. 3). E-mail: asya_titova95@mail.ru

Алябина Наталья Алексеевна, ведущий инженер, Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского (603950, г. Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23, корп. 3). Author ID 38741

Денисов Сергей Александрович, заведующий лабораторией, Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского (603950, г. Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23, корп. 3). E-mail: denisov@nifti.unn.ru SPIN-код РИНЦ 2743-6356, Author ID 624171

Чалков Вадим Юрьевич, инженер, Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского (603950, г. Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23, корп. 3). E-mail: chalkov@nifti.unn.ru Author ID 125938

Трушин Владимир Николаевич, ведущий научный сотрудник, Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского (603950, г. Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23, корп. 3). E-mail: trushin@phys.unn.ru SPIN-код РИНЦ 9995-2987, Author ID 27460

Кудрин Алексей Владимирович, старший научный сотрудник, Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского (603950, г. Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23, корп. 3). E-mail: kudrin@nifti.unn.ru SPIN-код РИНЦ 4194-2289, Author ID 612878

Бузынин Юрий Николаевич, научный сотрудник, Институт физики микроструктур РАН (603950, Россия, Нижегородская область, Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7). E-mail: byzynin@ipmras.ru Author ID 28166

УДК 53.083.94
EDN: EDLGZZ

PACS: 07.07.Df

Электрофизические свойства структур (Pd-SiO₂)/InP в атмосфере водорода© Е. А. Гребенщикова^{1,*}, В. А. Шутаев¹, Ф. А. Добрычев¹, Н. Н. Губанова^{2,3},
Ю. П. Яковлев¹¹ ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021 Россия

* E-mail: lot160@mail.ru

² Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова

НИЦ «Курчатовский институт», Гатчина, Ленинградская обл., 188300 Россия

³ НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ – ИХС, Санкт-Петербург, 199034 Россия

Статья поступила в редакцию 16.12.2024; после доработки 24.03.2025; принята к публикации 11.08.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

Изучены электрофизические свойства структур (Pd-SiO₂)/InP в вакууме и в атмосфере водорода (100 % об.). Указанные структуры содержали наночастицы Pd в составе кремнеземных пленок SiO₂, синтезированных золь-гель методом на подложке n-InP. Показано, что в атмосфере водорода происходит уменьшение напряжения отсечки на величину 0,03 В по сравнению с напряжением отсечки структуры в вакууме, что связано с уменьшением работы выхода палладия в атмосфере водорода. При этом сопротивление потенциального барьера при $U = 10$ мВ в среде водорода уменьшается на порядок в интервале температур (80–300) К. Установлено, что в атмосфере водорода температурный диапазон туннельного механизма проводимости увеличивается от 80 до 200 К по сравнению с диапазоном туннельного механизма в вакууме (80–150) К.

Ключевые слова: наночастицы; палладий; водород; InP; золь-гель; механизм проводимости.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-81-86

Введение

Система палладий-водород вызывает большой интерес у исследователей в связи с уникальной способностью палладия (Pd) поглощать водород и высокой скоростью диффузии водорода в нем [1–3]. Растворение большого количества водорода в Pd деформирует кристаллическую решетку металла, что приводит к изменению электрических [2, 4], механических [5, 6] и оптических [3, 7, 8] свойств металла. Появляется возможность, используя изменения этих свойств, детектировать газообразный водород различными сенсорами. Чувствительными элементами в таких сенсорах чаще выступают структуры металл-полупроводник с барьером Шоттки [9] или металл-окисел-полупроводник (МОП) с ката-

литическими металлами, такими как Pd или Pt [10, 11].

Слой Pd в таких сенсорах формируется различными методами, среди которых термическое напыление в вакууме, осаждение из газовой фазы и др. [9, 12, 13]. В наших исследованиях наночастицы Pd, распределенные в матрице – тонкой кремнеземной пленке SiO₂, получались золь-гель методом [14]. Следует отметить, что гомогенизация исходных компонентов происходит на микро-уровне, что обеспечивает получение однородных по составу материалов [15].

Метод золь-гель синтеза отличается относительной простотой и доступностью используемых реактивов и оборудования, а также возможностью формировать функциональные слои на подложках различной геометрии [16].

Ранее мы сообщали о создании и исследовании электрических и фотоэлектрических характеристик структур, содержащих наночастицы Pd в кремнеземных пленках SiO_2 , полученных методом золь-гель синтеза и нанесенных на подложку $n\text{-InP}$. Была показана перспективность использования таких структур для создания на их основе фотоэлектрических сенсоров водорода [17].

Данная статья продолжает цикл работ, предпринятых с целью создания сенсора водорода на основе диодов Шоттки с палладиевым контактом к полупроводникам типа $A^{III}B^V$. В статье будут рассмотрены электрофизические свойства структур: тонкая кремнеземная пленка SiO_2 с наночастицами Pd / полупроводник (диод Шоттки) для структуры $(\text{Pd-SiO}_2)/\text{InP}$ в вакууме и в атмосфере водорода (100 % об.), так как в научной литературе такая информация отсутствует.

Эксперимент

Технология изготовления исследованных структур подробно изложена в работе [17]. Объектом исследования в настоящей работе служила структура $(\text{Pd-SiO}_2)/\text{InP}$, содержащая наночастицы Pd в составе кремнеземной SiO_2 пленки, синтезированной золь-гель методом на подложке $n\text{-InP}$ (100), $n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Прекурсором Pd служил хлорид палладия PdCl_2 . Приготовленный до состояния воспроизводимого пленкообразования золь наносили на подложку InP методом центрифугирования, формируя таким образом тонкие пленки SiO_2 (spin-on-glass), после чего их отжигали при температуре не выше 250°C в воздушной среде с целью придания механической прочности и превращения их в кремнеземную матрицу, содержащую равномерно распределенные наночастицы Pd. Мольное соотношение компонентов в кремнеземной пленке составляло 20 mol Pd на 100 mol SiO_2 . Далее данные образцы обозначаются как $(\text{Pd-SiO}_2)/\text{InP}$. Размер кристаллитов Pd в пленке (Pd-SiO_2) составил

$\sim 8 \text{ нм}$, толщина синтезированных пленок, согласно данным рентгеновской рефлектометрии, не превышала 50 нм [17].

На поверхности кремнеземной пленки формировался контактный слой Au в форме креста для обеспечения равномерного растекания тока по поверхности структуры. Активная область площадью 1 мм^2 была ограничена по периметру слоем нитрида кремния (Si_3N_4) для снижения токов утечки. На тыльной стороне подложки формировался сплошной омический контакт $\text{Cr}/\text{AuGe}/\text{Au}$. Чипы размером $1,4 \times 1,7 \text{ мм}$ монтировались на стандартных кристаллодержателях TO-18. Схематическое изображение созданных и исследованных структур приведено на рис. 1.

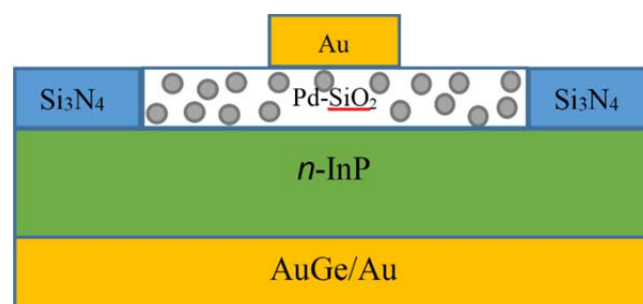


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры $(\text{Pd-SiO}_2)/\text{InP}$

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур были измерены в интервале температур $80\text{--}300 \text{ К}$ с шагом 10 К сначала в откачанном до 10^{-3} Торр криостате, затем в заполненном водородом (100 % об.) криостате. При измерениях использовался источник-измеритель KEITLEY-2600A (Keithley Instruments, Inc.) с выводом данных на компьютер (положительный потенциал приложен к пленке с наночастицами Pd).

Результаты и их анализ

Рассмотрим вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур $(\text{Pd-SiO}_2)/\text{InP}$ в диапазоне температур $(80\text{--}300) \text{ К}$ (рис. 2).

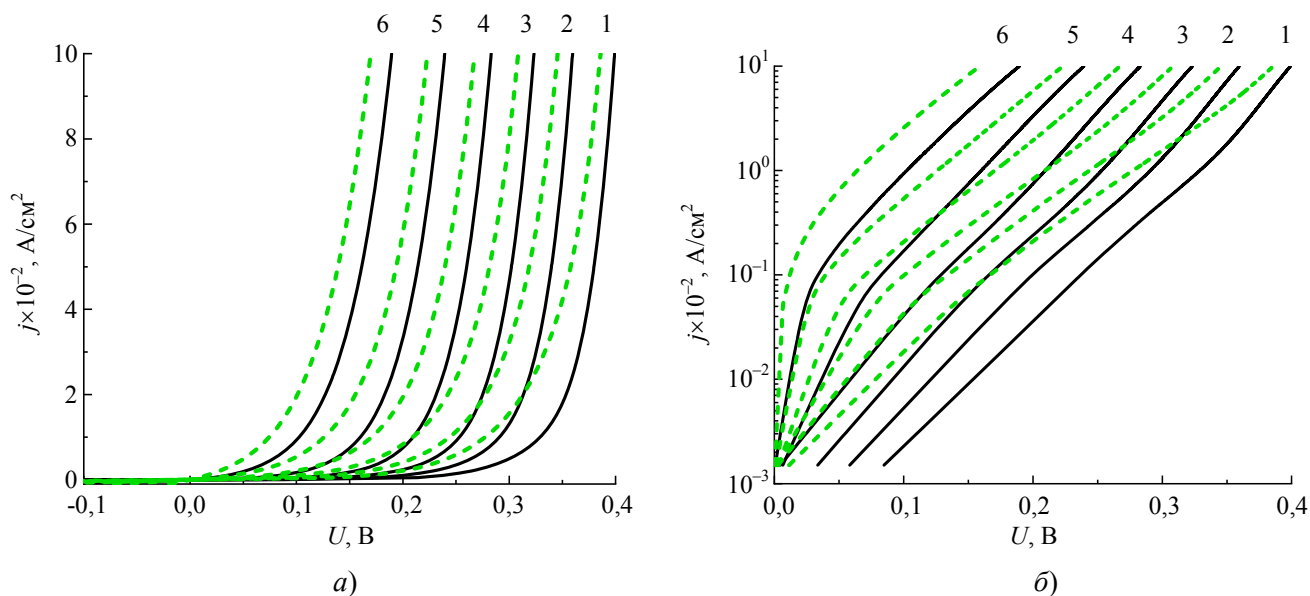


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики структуры $(\text{Pd-SiO}_2)/\text{InP}$, измеренные в вакууме (сплошные линии) и в водороде 100 об. % (пунктирные линии). Температура, К: 1 – 80, 2 – 130, 3 – 170, 4 – 210, 5 – 250, 6 – 300

Из рисунка видно, что ВАХ имеют диодный характер. Представленные прямые ветви вольт-амперных характеристик структур достаточно хорошо аппроксимируются функцией вида:

$$j = j_0 [\exp(eU / \varepsilon) - 1], \quad (1)$$

где $\varepsilon = \beta kT$ характеризует различные механизмы проводимости в структурах с потенциальным барьером, j_0 – ток насыщения.

Следует отметить, что I - U характеристики претерпевают существенные изменения в атмосфере водорода (100 %, об.) по сравнению с I - U характеристиками в вакууме (рис. 2а и 2б). Характерно, что во всем исследованном диапазоне температур (80–300) К прямые ветви I - U характеристик смещаются влево к более низким значениям напряжения, как это имело место в структурах Pd/InP со сплошным слоем Pd .

На рис. 3 представлен график зависимости величины напряжения отсечки $U_{\text{cut-off}}$ от температуры исследуемой структуры в вакууме и в атмосфере водорода (100 %, об.).

Данный параметр определяется по ВАХ экстраполяцией прямых зависимостей к нулевому току при больших прямых смещениях. Видно, что при увеличении температуры от 80 К до 300 К напряжение отсечки практически линейно уменьшается как в вакууме, так и

в среде водорода. При этом напряжение отсечки в среде водорода меньше на $\sim 0,03$ В во всем исследованном интервале температур (80–300) К по сравнению с напряжением отсечки в вакууме.

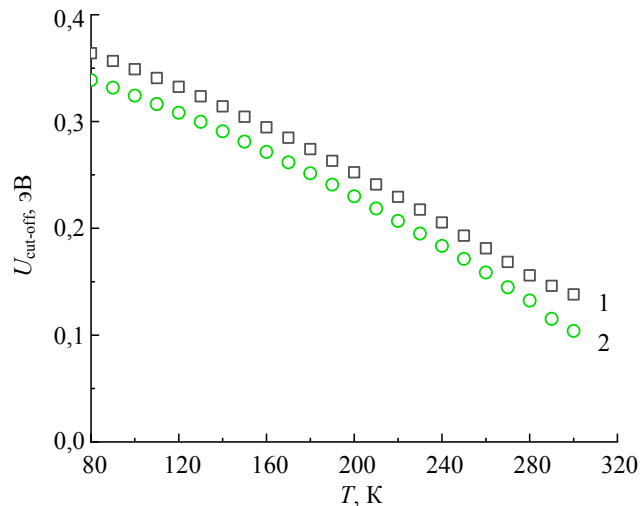


Рис. 3. Зависимость величины напряжения отсечки структуры $(\text{Pd-SiO}_2)/\text{InP}$ от температуры; 1 – в вакууме, 2 – в среде водорода

Сопротивление R_{sol} пленки, состоящей из кремнеземной матрицы с равномерно распределенными в ней наночастицами палладия (Pd-SiO_2), определяемое при больших прямых смещениях, в интервале температур 80 К–300 К в вакууме ведет себя как омическое и изменяется с повышением температуры от 30 до 44 Ом (рис. 4).

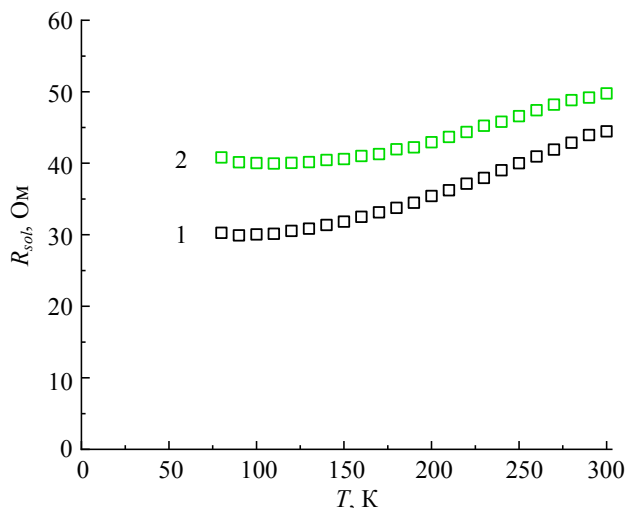


Рис. 4. Температурная зависимость сопротивления кремнеземной пленки, содержащей наночастицы Pd: 1 – в вакууме, 2 – в среде водорода

В среде водорода R_{sol} увеличивается от 40 до 50 Ом в этом же интервале температур. Увеличение R_{sol} может быть связано с увеличением сопротивления кремнеземной матрицы при взаимодействии с водородом.

На рис. 5 изображена температурная зависимость сопротивления потенциального барьера структуры R_0 .

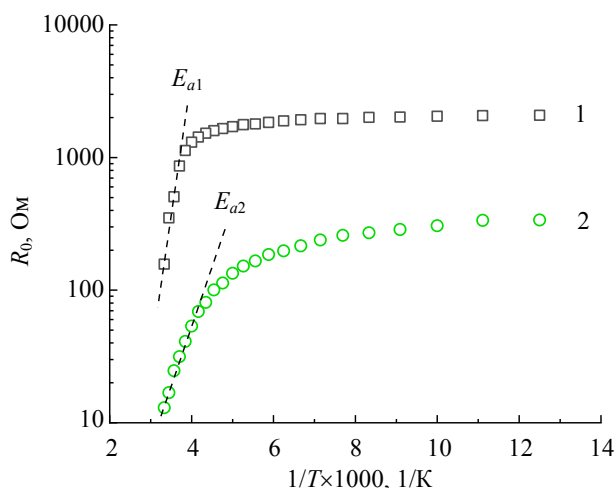


Рис. 5. Зависимость сопротивления потенциального барьера структуры (Pd-SiO₂)/InP от температуры: 1 – в вакууме, 2 – в среде водорода

Его величина определяется по наклону ВАХ при значениях напряжения $U = 10$ мВ. Сопротивление R_0 в среде водорода уменьшается примерно на порядок по сравнению с сопротивлением в вакууме. В интервале 80 К–200 К сопротивление R_0 в вакууме и в среде водорода слабо зависит от температуры. Такое поведение характерно для туннельного меха-

низма проводимости. При повышении температуры выше 200 К сопротивление R_0 в вакууме экспоненциально уменьшается с энергией активации $E_{a1} = 0,3$ эВ. Этот параметр по величине соответствует высоте барьера $U_{cut-off}$ при температуре 150 К. Указанная температура может характеризовать переход от туннельного механизма проводимости к термотуннельному.

В среде водорода при повышении температуры более 200 К сопротивление потенциального барьера изменяется с энергией активации $E_{a2} = 0,23$ эВ, что соответствует, определенной по зависимости на рис. 3, высоте барьера при температуре 200 К, что также может характеризовать температуру перехода от туннельного механизма проводимости к термотуннельному. Одним из признаков увеличения туннельной составляющей тока является увеличение интервала температуры преобладания туннельного механизма [18]. В исследованных структурах в вакууме этот интервал температур составляет $\Delta T = (80–150)$ К, а в среде водорода $\Delta T = (80–200)$ К. Таким образом, в среде водорода проводимость в исследуемых структурах смещается в сторону туннельного механизма.

Заключение

Установлено, что в присутствии водорода (100 % об.) происходит изменение $I-U$ характеристики структуры (Pd-SiO₂)/InP по сравнению с $I-U$ характеристикой в вакууме. Показано, что напряжение отсечки $U_{cut-off}$ уменьшается на 0,03 В по сравнению с $U_{cut-off}$ в вакууме.

Показано, что полное электрическое сопротивление структуры можно рассматривать как последовательное сопротивление кремнеземной матрицы с наночастицами палладия и сопротивления потенциального барьера в InP, обусловленного присутствием наночастиц Pd в кремнеземной пленке на поверхности InP. Сопротивление потенциального барьера при $U = 10$ мВ в среде водорода уменьшается на порядок в интервале температур от 80 до 300 К.

Установлено, что в исследуемых структурах (Pd-SiO₂)/InP в присутствии водорода и в вакууме при температурах (80–300) К реализуются туннельный и термотуннельный механизмы проводимости.

Сопротивление R_{sol} пленки, состоящей из кремнеземной матрицы с равномерно распределенными в ней наночастицами палладия (Pd-SiO_2) ведет себя как омическое. В среде водорода R_{sol} увеличивается на 10–20 %.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ndaya C. C., Javahiraly N., Brioude A. / Sensors. 2019. Vol. 19. № 4478. P. 1–34.
2. Ube T., Hasegawa S., Horie T., Ishiguro T. / J. Mater. Sci. 2021. № 56. P. 3336.
3. Maier R. R. J., Jones B. J. S., Barton J. S., McCulloch S., Allsop T., Jones J. D. C., Bennion I. / J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2007. № 9. P. 45.
4. Walter E. C., Favier F., Menke E. J., Penner R. M. / Fuel Chemistry Division Preprints. 2002. Vol. 47. № 2. P. 828.
5. Товбин Ю. К., Вотяков Е. В. / ФТТ. 2000. Т. 42. № 7. С. 1158.
6. Kawasaki A., Itoh S., Shima K., Yamazaki T. / Mater. Sci. and Engin.: A. 2012. № 551. P. 231.
7. Шутаев В. А., Матвеев В. А., Гребенщикова Е. А., Щелоков В. Г., Яковлев Ю. П. / Опт. и спектр. 2021. Т. 129. № 9. С. 1183.
8. Avila J. I., Matelon R. J., Trabol R., Favre M., Lederman D. et al. / J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107. № 023504. P. 1–5.
9. Huey-Ing Chen, Yen-I Chou, Chin-Yi Chu / Sensors and Actuators B. 2002. Vol. 85. P. 10–18.
10. Šrobár F., Procházková O. / Phys. Status Solidi C. 2012. Vol. 9. № 7. P. 1687–1689 (2012). doi: 10.1002/pssc.201100578]
11. Wen-Chau Liu, His-Jen Pan, Huey-Ing Chen, Kun-Wei Lin, Shiou-Ying Cheng, Kuo-Hui Yu / IEEE Transactions on Electron Devices. September 2001. Vol. 48. Is. 9. P. 1938–1944.
12. Шутаев В. А., Сидоров В. Г., Гребенщикова Е. А., Власов Л. К., Пивоварова А. А., Яковлев Ю. П. / ФТП. 2019. Т. 53. № 10. С. 1427.
13. Singh V., Dhall S., Kaushal A., Mehta B. R. / International journal of Hydrogen Energy. 2018. № 43. P. 1025.
14. Gubanova N., Matveev V., Grebenshchikova E., Kirilenko D., Sazonova Y., Shilova O. / Physchem. 2023. № 3. P. 259–269. <https://doi.org/10.3390/physchem3020018>].
15. Шабанова Н. А., Саркисов П. Д. Золь-гель технологии. Нанодисперсный кремнезем. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2012.
16. Шилова О. А., Губанова Н. Н., Матвеев В. А., Байрамуков В. Ю., Кобзев А. П. / Физика и химия стекла. 2016. Т. 42. № 1. С. 112.
17. Гребенщикова Е. А., Шутаев В. А., Матвеев В. А., Губанова Н. Н., Шилова О. А., Яковлев Ю. П. / Письма ЖТФ. 2022. Т. 48. № 10. С. 12.
18. Гребенщикова Е. А., Евстропов В. В., Ильинская Н. Д., Мельников Ю. С., Серебренникова О. Ю., Сидоров В. Г., Шерстнев В. В., Яковлев Ю. П. / ФТП. 2015. Т. 49. № 3. С. 376.

PACS: 07.07.Df

Electrophysical properties of (Pd-SiO_2)/InP structures in hydrogen medium

E. A. Grebenshchikova^{1,*}, V. A. Shutaev¹, F. A. Dobrychev¹, N. N. Gubanova^{2,3}
and Yu. P. Yakovlev¹

¹ Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021 Russia

* E-mail: lot160@mail.ru

² Petersburg Nuclear Physics Institute named by B. P. Konstantinov of NRC «Kurchatov Institute», Gatchina, 188300 Russia

³ Institute of Silicate Chemistry named by I. V. Grebenshchikov of PNPI of NRC «Kurchatov Institute», Saint-Petersburg, 199034 Russia

Received 16.12.2024; revised 24.03.2025; accepted 11.08.2025

Electrophysical properties of (Pd-SiO_2)/InP structures in vacuum and in 100 % hydrogen medium have been studied. The specified structures contained palladium nanoparticles in composition of a silica film synthesized by the sol-gel method on an n-InP substrate. It was shown that in hydrogen medium a decrease in cut-off voltage takes place by an amount of 0.03 V comparing to that in vacuum. Herewith the potential barrier resistance at $U = 10$ mV is decreased by about one order of magnitude in the temperature range 90–300 K. It is established

that in hydrogen medium the tunneling conduction mechanism temperature range of the structure is increased from 90 to 200 K comparing to that in vacuum (90–150 K).

Keywords: nanoparticles; palladium; hydrogen; InP; sol-gel; conduction mechanism.

REFERENCES

1. Ndaya C. C., Javahiraly N. and Brioude A., *Sensors* **19** (4478), 1–34 (2019).
2. Ube T., Hasegawa S., Horie T. and Ishiguro T., *J. Mater. Sci.* **56**, 3336–3345 (2021).
3. Maier R. R. J., Jones B. J. S., Barton J. S., McCulloch S., Allsop T., Jones J. D. C. and Bennion I., *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, № 9, 45 (2007).
4. Walter E. C., Favier F., Menke E. J. and Penner R. M., *Fuel Chemistry Division Preprints* **47** (2), 828–829 (2002).
5. Tovbin Yu. K. and Votyakov E. V., *Physics of the Solid State* **42**, 1192 (2000).
6. Kawasaki A., Itoh S., Shima K. and Yamazaki T., *Mater. Sci. and Engin. A* № 551, 231 (2012).
7. Shutaev V. A., Matveev V. A., Grebenshchikova E. A., Shchelokov V. G. and Yakovlev Yu. P., *Opt. i. spectr.* **129** (12), 1306 (2021).
8. Avila J. I., Matelon R. J., Trabol R., Favre M., Lederman D. et al., *J. Appl. Phys.* **107** (023504), 1–5 (2010).
9. Huey-Ing Chen, Yen-I Chou and Chin-Yi Chu, *Sensors and Actuators B* **85**, 10–18 (2002).
10. Šrobár F. and Procházková O., *Phys. Status Solidi C* **9** (7), 1687–1689 (2012). doi: 10.1002/pssc.201100578]
11. Wen-Chau Liu, His-Jen Pan, Huey-Ing Chen, Kun-Wei Lin, Shiou-Ying Cheng and Kuo-Hui Yu, *IEEE Transactions on Electron Devices* **48** (9), 1938–1944 (September 2001).
12. Shutaev V. A., Sidorov V. G., Grebenshchikova E. A., Vlasov L. K., Pivovarova A. A. and Yakovlev Yu. P., *Semiconductors* **53** (10), 1427 (2019).
13. Singh V., Dhall S., Kaushal A. and Mehta B. R., *International journal of Hydrogen Energy*, № 43, 1025 (2018).
14. Gubanova N., Matveev V., Grebenshchikova E., Kirilenko D., Sazonova Y. and Shilova O., *Physchem*, № 3, 259–269 (2023). [https:// doi.org/10.3390/physchem3020018](https://doi.org/10.3390/physchem3020018)].
15. Shabanova N. A. and Sarkisov P. D. *Zol'-gel' tekhnologii. Nanodispersnyj kremnezem. Moscow, BINOM. Laboratoriya znaniy*, 2012 [in Russian].
16. Shilova O. A., Gubanova N. N., Matveev V. A., Bajramukov V. Yu. and Kobzev A. P., *Glass Physics and Chemistry* **42** (1), 78 (2016).
17. Grebenshchikova E. A., Shutaev V. A., Matveev V. A., Gubanova N. N., Shilova O. A. and Yakovlev Yu. P., *Technical Physics Letters* **48** (5), 54 (2022).
18. Grebenshchikova E. A., Evstropov V. V., Il'inskaya N. D., Melnikov Yu. S., Serebrennikova O. Yu., Sidorov V. G., Sherstnev V. V. and Yakovlev Yu. P., *Semiconductors* **49**, 364 (2015).

Об авторах

Гребенщикова Елена Александровна, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, ФТИ им. А. Ф. Иоффе (194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26). E-mail: lot160@mail.ru Author ID 116448

Шутаев Вадим Аркадьевич, к.ф.-м.н., научный сотрудник, ФТИ им. А. Ф. Иоффе (194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26). E-mail: vadimshutaev@mail.ru

Добрычев Фёдор Андреевич, студент, лаборант, ФТИ им. А. Ф. Иоффе (194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26).

Губанова Надежда Николаевна, к.х.н., ученый секретарь ОНИ, заведующая лабораторией, Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова НИЦ «Курчатовский институт» (188300, Россия, Гатчина, Ленинградская обл., ул. Орлова роща, 1), НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ – ИХС (199034, Россия, Санкт-Петербург, наб. Макарова, 2). E-mail: gubanova_nn@npni.nrcki.ru SPIN-код РИНЦ 2488-5747, Author ID 771184

Яковлев Юрий Павлович, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, ФТИ им. А. Ф. Иоффе (194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26). E-mail: yakovlev.iropto@mail.ioffe.ru SPIN-код РИНЦ 3394-1498, Author ID 20496

УДК 535-3; 535-2; 539.3; 533.9
EDN: FKHVCE

PACS: 79.20.Eb, 52.38.Mf

Абляция бескислородной меди бихроматическими наносекундными лазерными импульсами в воздушной среде

© В. Ю. Железнов¹, В. В. Лычковский², С. И. Миколуцкий^{1,*}, В. Е. Рогалин¹,
Ю. В. Хомич¹, А. Н. Чумаков²

¹ Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, 191186 Россия

* E-mail: mikolserg@mail.ru

² Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, 220072 Беларусь

Статья поступила в редакцию 2.04.2025; после доработки 23.04.2025; принята к публикации 11.08.2025

Шифр научной специальности: 1.3.9

Исследованы особенности образования плазмы на поверхности бескислородной меди при облучении двойными бихроматическими (355 нм и 532 нм) лазерными импульсами длительностью 18 нс и 15 нс, соответственно, с различным временным интервалом между ними и порядком следования импульсов. Проведены эксперименты с нарастающим количеством двойных бихроматических импульсов и разным порядком их следования при плотностях энергии в каждом около 200 Дж/см². Установлена повышенная глубина кратеров при порядке следования лазерных импульсов 532 нм + 355 нм по сравнению с обратным порядком следования импульсов с длинами волн 355 нм + 532 нм. Результаты работы могут быть использованы при выборе оптимального режима обработки материалов двойными бихроматическими импульсами, а также при дальнейшем изучении особенностей формирования лазерной плазмы.

Ключевые слова: наносекундный лазер; бихроматические импульсы; абляция; воздушная среда; спектры плазмы.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-87-93

Введение

Исследования лазерной абляции материалов актуальны вследствие непрерывного развития лазеров и расширения сферы их технологических применений [1–3]. Процессы лазерной абляции в воздухе зависят от теплофизических и оптических свойств облучаемых материалов, длины волны и интенсивности лазерного излучения (ЛИ), а также от длительности лазерных импульсов и частоты их повторения. Показано, что при высоких частотах повторения лазерных импульсов (свыше 5 кГц) и больших интенсивностях ЛИ абляция материалов в воздухе сопровождается преимущественным образованием эрозионной

плазмы с многократным ростом давления на облучаемой поверхности [4]. В таких режимах облучения резко возрастает эффективность абляции материалов, а также расширяются возможности их лазерной обработки [5–11].

Даже при воздействии двух наносекундных лазерных импульсов, разделенных временным интервалом в единицы или десятки микросекунд, выявлено усиление абляции облучаемого материала и разогрева образующейся плазмы [12–15]. Усиление разогрева приповерхностной плазмы и рост энергии ионов наблюдается и при воздействии двух фемтосекундных лазерных импульсов, разделенных временным интервалом от единиц до тысяч пикосекунд [16, 17]. Поэтому двухим-

пульсное лазерное воздействие на материалы широко используется в лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии [18].

Эксперименты показали, что двухимпульсное бихроматическое лазерное воздействие дает больше степеней свободы для управления процессами лазерной модификации и абляции ряда материалов, а также разогрева приповерхностной плазмы [19–23].

Медь, и ее сплавы, благодаря высоким значениям электро- и теплопроводности, являются базовыми материалами электрофизики и электротехники [24]. Однако высокие значения теплопроводности и коэффициента отражения меди иногда являются проблемами при ее лазерной обработке [25, 26]. Для преодоления данной проблемы успешно применяются неодимовые лазеры с модулированной добротностью, генерирующие ЛИ видимого и ультрафиолетового (УФ) диапазонов с приемлемым КПД [27–32]. А дополнительные преимущества в формировании и нагреве лазерной плазмы может дать двухимпульсный режим облучения материалов на различных длинах волн (бихроматический) при учете изменения отражательной способности мишеней и коэффициента поглощения излучения плазмой от длины волны ЛИ [21, 32–34].

Целью настоящей работы было выявление особенностей образования плазмы на поверхности бескислородной меди (МБ) при облучении бихроматическими импульсами с различным временным интервалом между ними, а также определение зависимости глубины абляционных кратеров от количества двойных импульсов и порядка их следования.

Объект исследования и методика эксперимента

Объектами исследования являлись полированные образцы меди бескислородной (МБ) диаметром 40 мм и толщиной 8 мм с исходной шероховатостью поверхности 25 нм, которые облучались бихроматическими потоками лазерного излучения в различных режимах. В эксперименте использовалась установка на основе двух наносекундных Nd:YAG лазеров (Lotis ТП LH-2132, Lotis ТП LH-2137) с длинами волн (λ) 532 и 355 нм, и длительностями импульсов 15 и 18 нс, соответственно. Система синхронизации обеспечивала генерацию

парных наносекундных импульсов с заданным временным интервалом между ними и порядком их следования, что важно из-за разницы в коэффициенте отражения, который для большинства металлов заметно падает при уменьшении длины волны [34]. При $\lambda = 355$ нм медь отражает примерно 10 %, а при $\lambda = 532$ нм – уже 40 %, тогда как на $\lambda = 1064$ нм отражение составляет 97 %.

В эксперименте исследовалось образование эрозионной плазмы в воздухе при различных комбинациях воздействующих импульсов и задержки между ними. Абляционный лазерный факел регистрировался видеокамерой на основе ПЗС матрицы ICX415AL с объективом И-90У 4/75 ($f = 75$ мм). Экспозиция отдельного кадра составляла ~ 3 мс. Серии кадров записывались с синхронизацией от второго импульса бихроматического лазерного излучения (ЛИ).

При диаметре лазерного пятна в 125 мкм, формировавшегося на поверхности МБ спектроделителем и ахроматическим объективом, была получена пиковая плотность энергии (W_p) воздействующего излучения, составляющая около 200 Дж/см². Можно было варьировать количество двойных импульсов, а также время задержки между импульсами Δt до нескольких микросекунд. После лазерного воздействия морфологические изменения поверхности образца исследовались на оптическом профилометре NewView 7300.

Результаты и их обсуждение

Картина на снимках факела приповерхностной плазмы, возбужденной бихроматическими лазерными импульсами с $\lambda = 355$ и 532 нм ($W \sim 200$ Дж/см², $q_{355} = 12$ ГВт/см², $q_{532} = 13,8$ ГВт/см²) демонстрирует различия для разного порядка следования импульсов (рис. 1).

При опережающем действии импульсов с $\lambda = 355$ нм (рис. 1а–в) наблюдалось образование факела приповерхностной плазмы с вертикально вытянутой формой. С большой долей вероятности, это свидетельствует о развитии экранировки плазмой и смещении очага плазменного факела от облучаемой поверхности. Данная вытянутая структура формировалась уже при режимах лазерного облучения $\Delta t = -1,4$ мкс в виде структуры с небольшим

«отростком» (рис. 1а) и быстро достигала максимального размера уже при режимах $\Delta\tau = -4$ мкс. Отрицательное значение интервала означает опережающее действие импульсов 355 нм, а положительное – означает опережающее действие импульсов 532 нм.

При опережающем действии импульсов с $\lambda = 532$ нм (рис. 1з–е) динамика факела изменяется схожим образом, но в более широком диапазоне. При режиме лазерного облучения $\Delta\tau = +1,4$ мкс факел приповерхностной плазмы имеет вид полусферы, при $\Delta\tau = +4$ мкс уже виден «отросток» как в предыдущем случае при $\Delta\tau = -1,4$ мкс, а при $\Delta\tau = +6$ мкс вытянутая структура достигает максимального размера.

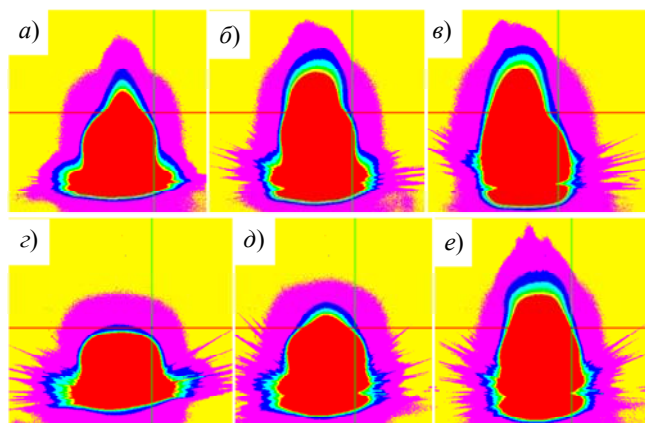


Рис. 1. Снимки приповерхностной плазмы, образованной бихроматическими лазерными импульсами с длинами волн излучения 355 и 532 нм ($q_{355} = 12$ ГВт/см², $q_{532} = 13,8$ ГВт/см²) в режимах воздействия с интервалами между импульсами $\Delta\tau$: а) $-1,4$ мкс; б) -4 мкс; в) -6 мкс; г) $+1,4$ мкс; д) $+4$ мкс; е) $+6$ мкс

Следует отметить, что при значительно меньших интенсивностях бихроматического ЛИ (около 1 ГВт/см²) наблюдалась обратная картина [33], приповерхностная плазма разогревалась сильнее при опережающем действии импульсов 355 нм с максимумом в режиме с временным интервалом $\Delta\tau = -1,4$ мкс. Причиной подобного расхождения могут быть следствия различия коэффициентов и механизмов поглощения ЛИ с $\lambda = 355$ и 532 нм приповерхностной плазмой [35] и продуктами лазерной абляции, а также различия энергетических параметров ЛИ для случая, рассмотренного в данной работе и в [33]. Так, излучение $\lambda = 355$ нм глубже проникает в образую-

щуюся плазму и в большей степени поглощается в области у поверхности, в отличие от ЛИ 532 нм, которое поглощается еще и в области у фронта плазменного факела [35].

При больших интенсивностях ЛИ на 355 нм, проникающее к облучаемой поверхности, способно заметно «прогреть» образующуюся плазму на всем пути своего прохождения к облучаемой поверхности. При бихроматическом облучении этот эффект усиливается, т. к. происходит воздействие на продукты абляции от первого импульса (532 нм), которые за интервал времени между воздействующими импульсами успевают занять некоторый объем за счет теплового расширения. Однако, для подтверждения этих предположений необходимы дополнительные исследования динамики лазерной абляции.

На рис. 2 представлены профили кратеров на поверхности меди, полученные после воздействия одной пары бихроматических импульсов при следовании первым лазерного импульса с длиной волны 355 нм ($\lambda = 355 + 532$ нм или $\Delta\tau = -1,4$ мкс), и при следовании первым импульса с длиной волны 532 нм ($\lambda = 532 + 355$ нм, $\Delta\tau = +1,4$ мкс). Несмотря на то, что коэффициент поглощения меди в УФ-диапазоне существенно выше, чем в видимом, глубина кратера гораздо больше при комбинированном воздействии, когда первым идет лазерный импульс с длиной волны $\lambda = 532$ нм, и достигает 7 мкм. При обратном порядке следования лазерных импульсов глубина кратера составляет ~ 4 мкм. В случае воздействия одиночных импульсов глубина кратеров достигает 4,4 мкм и 2,3 мкм для $\lambda = 355$ и $\lambda = 532$ нм, соответственно.

Наглядно этот эффект можно продемонстрировать с помощью данных профилометрии, позволяющей получить зависимость глубины сформировавшихся после облучения кратеров от количества двойных импульсов при определенной временной задержке между ними ($\Delta\tau = \pm 1,4$ мкс), также определяющей их последовательность (рис. 3). Как уже отмечалось, глубина кратеров в случае «положительной» задержки заметно больше, что можно использовать при выборе оптимального режима обработки материалов двойными бихроматическими импульсами.

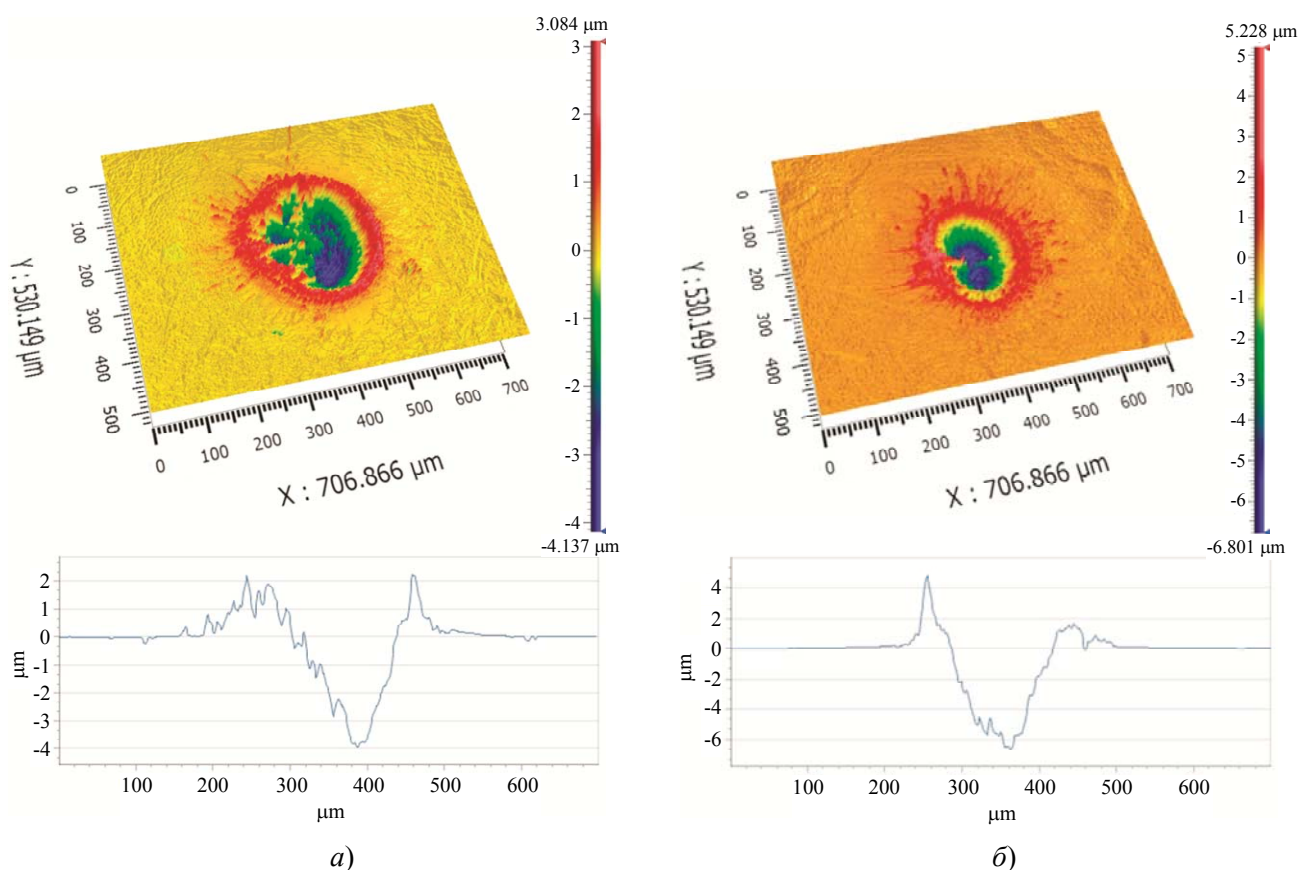


Рис. 2. Данные профилометрии (профилограмма и центральное сечение) поверхности бескислородной меди, обработанной в воздухе бихроматическими импульсами с $W \sim 200 \text{ Дж/см}^2$: а) $\lambda = 355 + 532 \text{ нм}$; б) $\lambda = 532 + 355 \text{ нм}$

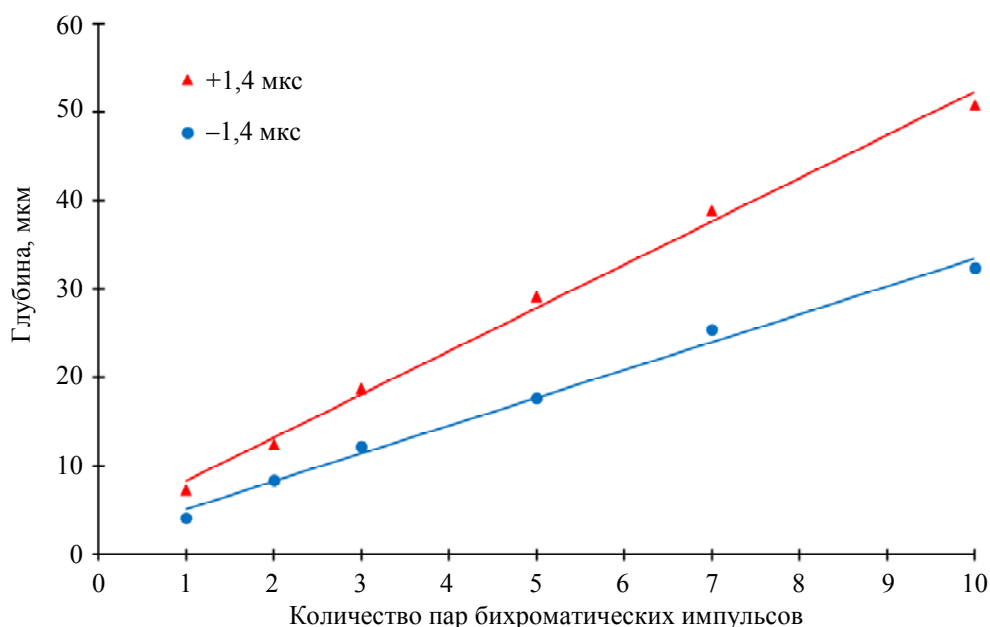


Рис. 3. Графики зависимости глубины кратера, полученного после лазерного воздействия, от количества лазерных импульсов при различной последовательности длин волн и времени задержки между ними ($W \sim 200 \text{ Дж/см}^2$). $\Delta\tau = -1.4 \text{ мкс}$ соответствует случаю $\lambda = 355 + 532 \text{ нм}$; $\Delta\tau = +1.4 \text{ мкс}$ соответствует случаю $\lambda = 532 + 355 \text{ нм}$

Заключение

В работе исследовано воздействие двойных бихроматических наносекундных лазерных импульсов с длинами волн 355 нм и 532 нм на полированную поверхность бескислородной меди. В абляционном режиме при повышенных плотностях энергии (около 200 Дж/см²) с помощью видеокамеры на основе ПЗС матрицы были выявлены некоторые различия в формировании факела лазерной плазмы: при опережающем действии импульсов с $\lambda = 355$ нм факел приповерхностной плазмы имел вертикально вытянутую форму, тогда как при опережающем действии импульсов с $\lambda = 532$ нм динамика факела изменялась в более широком диапазоне.

В результате экспериментов с разным количеством двойных бихроматических наносекундных импульсов, отличающихся порядком их следования, установлено, что опережающее действие лазерных импульсов с длиной волны излучения 532 нм обеспечивает образование заметно большей глубины кратеров на образцах бескислородной меди, чем опережающее действие лазерных импульсов с длиной волны 355 нм. Выявление такого эффекта способствует выбору оптимального режима обработки материалов двойными бихроматическими импульсами, а в дальнейшем позволит получить фундаментальные результаты в области формирования лазерной плазмы.

Работа была выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (FFGR-2025-0001), а также Государственной программы научных исследований Республики Беларусь «Конвергенция-2025» (задание 2.2.02).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Прохоров А. М., Конов В. И., Урсу И., Михэйлеску И. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. – М.: Наука, 1988.
2. Анисимов С. И., Лукьянчук Б. С. / УФН. 2002. Т. 172. № 3. С. 301–333.
3. Григорьянц А. Г., Мисюров А. И. Технологические процессы лазерной обработки. – М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2006.
4. Минько Л. Я., Чумаков А. Н., Босак Н. А. / Квант. электрон. 1990. Т. 17. № 11. С. 1480–1484.
5. Sattmann R., Sturm V., Noll R. / J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. Vol. 28. P. 2181–2187.
6. Горный С. Г., Григорьев А. М., Патров М. И., Соловьев В. Д., Туричин Г. А. / Квант. электрон. 2002. Т. 32. № 10. С. 929–932.
7. Климентов С. М., Пивоваров П. А., Конов В. И., Брайтлинг Д., Даусингер Ф. / Квант. электрон. 2004. Т. 34. № 6. С. 537–540.
8. Перишин С. М. / Квант. электрон. 2009. Т. 39. № 1. С. 63–67.
9. Минько Л. Я., Чумаков А. Н., Баканович Г. И. / Журн. прикл. спектр. 1994. Т. 61. № 5–6. С. 476–484.
10. Петух М. Л., Розанцев В. А., Широков А. Д., Янковский А. А. / Журн. прикл. спектр. 2000. Т. 67. № 6. С. 798–801.
11. Noll R. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy. Fundamentals and Applications. – Berlin: Springer, 2012. P. 83–95.
12. Чумаков Н., Авраменко В. Б., Босак Н. А. / Журн. прикл. спектр. 2012. Т. 79. № 2. С. 279–287.
13. Cristoforetti G., Legnaioli S., Palleschi V., Salvetti A., Tognoni E. / Appl. Phys. B. 2005. Vol. 80. P. 559–568.
14. Ershov-Pavlov E. A., Katsalap K. Yu., Stepanov K. L., Stankevich Yu. A. / Spectrochimica Acta Part B. 2008. Vol. 63. P. 1024–1037.
15. Khalil A. A. / Laser Physics. 2010. Vol. 20. № 1. P. 238–244.
16. Piñon V., Anglos D. / Spectrochim. Acta Part B. 2009. Vol. 64. P. 950–960.
17. Amoruso S., Bruzzese R., Wang X., O'Connell G., Lunney J. G. / J. Appl. Phys. 2010. Vol. 108. P. 113302.
18. Кремерс Д., Радзиемски Л. Лазерно-искровая спектроскопия. – М.: Техносфера, 2009.
19. Чумаков А. Н., Босак Н. А., Панина А. В. / Журн. прикл. спектр. 2017. Т. 84. № 4. С. 595–602.
20. Chumakov N., Bosak N. A., Verenich P. I. / High Temp. Material Processes. 2014. Vol. 18. № 4. P. 269–272.
21. Чумаков А. Н., Лычковский В. В., Никончук И. С., Мацукович А. С. / Журн. техн. физики. 2022. Т. 92. № 1. С. 36–44.
22. Höhm S., Herzlieb M., Rosenfeld A., Krüger J., Bonse J. / Appl. Surf. Sci. 2016. Vol. 374. P. 331–338.
23. Bulgakov A. V., Sládek J., Hrabovský J., Mirza I., Marine W., Bulgakova N. M. / Appl. Surf. Sci. 2024. Vol. 643. P. 158626.
24. Николаев А. К., Костин С. А. Медь и жаропрочные медные сплавы. – М.: ДПК Пресс, 2012.
25. Рогалин В. Е. / Материаловедение. 2013. № 9. С. 34–42.
26. Рогалин В. Е., Крымский К. М. / Радиотехника и электроника. 2023. Т. 68. № 12. С. 1236–1246.
27. Железнов В. Ю., Малинский Т. В., Миколуцкий С. И., Хомич Ю. В. / Успехи прикладной физики. 2022. Т. 10. № 6. С. 584–592.
28. Tunna L., Kearns A., O'Neill W., Sutcliffe C. J. / Optics & Laser Technology. 2001. Vol. 33. P. 135–143.
29. Khomich Yu. V., Mikolutskiy S. I. / Acta Astronautica. 2022. Vol. 194. P. 442–449.

30. Железнов В. Ю., Малинский Т. В., Миколуцкий С. И., Рогалин В. Е., Филин С. А. / Прикладная физика. 2024. № 1. С. 38–42.

31. Tokarev V. N., Vasil'Yeva N. V., Cheshev E. A., Bezotosnyi V. V., Khomich V. Yu., Mikolutskiy S. I. / Laser Physics. 2015. Vol. 25. № 5. P. 056003.

32. Chumakov A., Lychkovski V., Nikonchuk I., Aniskevich V., Kuznechik O. / High Temperature Material Processes. 2025. Vol. 29. № 1. P. 9–14.

33. Luchkousky V., Chumakov A. Proceedings of the XV Belarusian-Serbian Symposium "Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasmas". – Minsk, Belarus, 2024. P. 59–62.

34. Соколов А. В. Оптические свойства металлов. – М.: Физматлит, 1961.

35. Breitling D., Schittenhelm H., Berger P., Dausinger F., Hügel H. / Appl. Phys. A. 1999. Vol. 69. P. S505–S508.

PACS 79.20.Eb, 52.38.Mf

Ablation of oxygen-free copper by bichromatic nanosecond laser pulses in air

V. Yu. Zheleznov¹, V. V. Lychkovskiy², S. I. Mikolutskiy^{1,*}, V. E. Rogalin¹, Yu. V. Khomich¹ and A. N. Chumakov²

¹ Institute for Electrophysics and Electric Power RAS, St.-Petersburg, 191186 Russia

* E-mail: mikolserg@mail.ru

² B. I. Stepanov Institute of Physics NASB, Minsk, 220072 Belarus

Received 2.04.2025; revised 23.04.2025; accepted 11.08.2025

Features of plasma formation on the surface of oxygen-free copper under irradiation with double bichromatic (355 nm and 532 nm) nanosecond laser pulses with different time intervals and pulse sequences were revealed. Experiments were conducted with an increasing number of double bichromatic pulses and different pulse sequences at energy densities of about 200 J/cm² each pulse. An increased crater depth was established with the laser pulse sequence of 532 nm + 355 nm compared to the reverse sequence of pulses with wavelengths of 355 nm + 532 nm. The results of the work can be used to select the optimal mode of processing materials with double bichromatic pulses, as well as in further studying the features of laser plasma formation.

Keywords: nanosecond laser; bichromatic pulses; ablation; air medium; plasma spectra.

REFERENCES

1. Prokhorov A. M., Konov V. I., Ursu I. and Mihailescu I. Interaction of Laser Radiation with Metals. Moscow, Nauka, 1988 [in Russian].
2. Anisimov S. I. and Luk'yanchuk B. S., Phys.-Usp. **45** (3), 293–324 (2002).
3. Grigoryants A. G. and Misyurov A. I. Technological Processes of Laser Processing. Moscow, Bauman MSTU, 2006 [in Russian].
4. Minko L. Ya., Chumakov A. N. and Bosak N. A. Sov. J. Quantum Electron. **20** (11), 1389–1393 (1990).
5. Sattmann R., Sturm V. and Noll R., J. Phys. D: Appl. Phys. **28**, 2181–2187 (1995).
6. Gorny S. G., Grigoriev A. M., Patrov M. I., Solovyev V. D. and Turichin G. A., Quantum Electron. **32** (10), 929–932 (2002).
7. Klimentov S. M., Pivovarov P. A., Konov V. I., Breitling D. and Dausinger F., Quantum Electron. **34** (6), 537–540 (2004).
8. Pershin S. M., Quantum Electron. **39** (1), 63–67 (2009).
9. Minko L. Ya., Chumakov A. N. and Bakanovich G. I., J. Appl. Spectrosc. **61** (5–6), 805–811 (1994).
10. Petukh M. L., Rozantsev V. A., Shirokanov A. D. and Yankovsky A. A., J. Appl. Spectrosc. **67** (6), 1097–1101 (2000).
11. Noll R. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy. Fundamentals and Applications. Berlin, Springer, 2012, pp. 83–95.
12. Chumakov N., Avramenko V. B. and Bosak N. A., J. Appl. Spectrosc. **79** (2), 261–268 (2012).

13. Cristoforetti G., Legnaioli S., Palleschi V., Salvetti A. and Tognoni E., Appl. Phys. B. **80**, 559–568 (2005).
14. Ershov-Pavlov E. A., Katsalap K. Yu., Stepanov K. L. and Stankevich Yu. A., Spectrochim. Acta Part B. **63**, 1024–1037 (2008).
15. Khalil A. A. I., Laser Physics. **20** (1), 238–244 (2010).
16. Piñon V. and Anglos D., Spectrochim. Acta Part B. **64**, 950–960 (2009).
17. Amoroso S., Bruzzese R., Wang X., O'Connell G. and Lunney J. G., J. Appl. Phys. **108**, 113302 (2010).
18. Kremers D. and Radziemski L. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy. Moscow, Tekhnosfera, 2009 [in Russian].
19. Chumakov A. N., Bosak N. A. and Panina A. V., J. Appl. Spectrosc. **84** (4), 620–626 (2017).
20. Chumakov N., Bosak N. A. and Verenich P. I., High Temp. Mater. Process. **18** (4), 269–272 (2014).
21. Chumakov A. N., Lychkovsky V. V., Nikonchuk I. S. and Matsukovich A. S., J. Tech. Phys. **67** (1), 16–24 (2022).
22. Höhm S., Herzlieb M., Rosenfeld A., Krüger J. and Bonse J., Appl. Surf. Sci. **374**, 331–338 (2016).
23. Bulgakov A. V., Sládek J., Hrabovský J., Mirza I., Marine W. and Bulgakova N. M., Appl. Surf. Sci. **643**, 158626 (2024).
24. Nikolaev A. K. and Kostin S. A. Copper and Heat-Resistant Copper Alloys. Moscow, DPK Press, 2012 [in Russian].
25. Rogalin V. E., Materialovedenie **9**, 34–42 (2013) [in Russian].
26. Rogalin V. E. and Krymskii K. M., J. Commun. Technol. Electron. **68**, 1464–1473 (2023).
27. Zheleznov V. Yu., Malinsky T. V., Mikolutskiy S. I. and Khomich Yu. V., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **10** (6), 584–592 (2022) [in Russian].
28. Tunna L., Kearns A., O'Neill W. and Sutcliffe C. J., Opt. Laser Technol. **33**, 135–143 (2001).
29. Khomich Yu. V. and Mikolutskiy S. I., Acta Astronaut. **194**, 442–449 (2022).
30. Zheleznov V. Yu., Malinsky T. V., Mikolutskiy S. I., Rogalin V. E. and Filin S. A., Applied Physics, № 1, 38–42 (2024) [in Russian].
31. Tokarev V. N., Vasil'Yeva N. V., Cheshev E. A., Bezotosnyi V. V., Khomich V. Yu. and Mikolutskiy S. I., Laser Physics **25** (5), 056003 (2015).
32. Chumakov A., Lychkouski V., Nikonchuk I., Aniskevich V. and Kuznechik O., High Temp. Mater. Process. **29** (1), 9–14 (2025).
33. Luchkousky V. and Chumakov A. Proc. XV Belarusian-Serbian Symp. "Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasmas". Minsk, Belarus, 2024, pp. 59–62.
34. Sokolov A. V. Optical Properties of Metals. Moscow, Fizmatlit, 1961 [in Russian].
35. Breitting D., Schittenhelm H., Berger P., Dausinger F. and Hügel H., Appl. Phys. A. **69**, S505–S508 (1999).

Об авторах

Железнов Вячеслав Юрьевич, научный сотрудник, Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191186, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая набережная, 18). E-mail: vyuzheleznov@ieeras.ru SPIN-код РИНЦ 9321-9395, Author ID 1091137

Лычковский Вячеслав Валерьевич, научный сотрудник, Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси (220072, Беларусь, Минск, пр. Независимости, 68-2). E-mail: v.luchkouski@dragon.bas-net.by SPIN-код РИНЦ 5483-3905, Author ID 1124904

Миколуцкий Сергей Иванович, к.ф.-м.н. ведущий научный сотрудник, Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191186, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая набережная, 18). E-mail: mikolserg@mail.ru SPIN-код РИНЦ 1699-7962, Author ID 631498

Рогалин Владимир Ефимович, д.ф.-м.н., заведующий лабораторией, Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191186, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая набережная, 18). E-mail: v-rogalin@mail.ru SPIN-код РИНЦ 1644-1244, Author ID 177801

Хомич Юрий Владиславович, к.т.н., ведущий научный сотрудник, Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191186, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая набережная, 18). E-mail: YKhomich@yandex.ru SPIN-код РИНЦ 5923-9035, Author ID 762787

Чумаков Александр Никитич, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси (220072, Беларусь, Минск, пр. Независимости, 68-2). E-mail: a.chumakov@dragon.bas-net.by SPIN-код РИНЦ 3991-6413, Author ID 743165

УДК 543.429.22:621.039.83
EDN: FWUSBC

PACS: 87.80.Lg; 87.64.ks; 87.53.-j

Количественный ЭПР-анализ гамма-облученных семян пшеницы

© И. М. Меджидов*, В. А. Харламов, Д. И. Титова, Д. В. Басырова, Т. В. Чиж,
А. Н. Павлов

НИЦ «Курчатовский институт» – ВНИИРАЭ, г. Обнинск, Калужская область, 249035 Россия

* E-mail: immedzhidov@mail.ru

Статья поступила в редакцию 24.12.2024; после доработки 17.04.2025; принята к публикации 11.08.2025
Шифр научной специальности: 1.4.2; 1.5.1; 1.3.12

Исследована возможность применения спектрометрии на основе электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) для идентификации факта радиационной обработки семян на примере яровой пшеницы. Радиационная обработка семян проводилась с использованием гамма-установки «ГУР-120» при дозах от 100 до 1000 Гр. После облучения семена хранились в контролируемых условиях и анализировались методом ЭПР-спектрометрии. Исследованы изменения интенсивности ЭПР-сигнала в зависимости от дозы облучения, а также кинетика затухания сигнала с течением времени. Результаты показали, что интенсивность ЭПР-сигнала возрастает с увеличением дозы облучения, что свидетельствует об увеличении концентрации парамагнитных центров. Кинетика затухания сигнала продемонстрировала значительное снижение интенсивности в первые 14 дней после облучения, с последующим более медленным затуханием в течение нескольких месяцев. Количественный анализ подтвердил корреляцию между дозой облучения и концентрацией парамагнитных центров. Полученные результаты показали, что ЭПР-спектрометрия является чувствительным методом для идентификации факта радиационной обработки семян пшеницы.

Ключевые слова: ЭПР-спектрометрия; количественный анализ; гамма-излучение; интенсивность сигнала; семена пшеницы; свободные радикалы.

DOI: 10/51368/1996-0948-2025-4-94-100

Введение

В последние десятилетия пищевая безопасность и контроль качества продукции стали одними из наиболее актуальных задач в области агропромышленного комплекса. В Российской Федерации потери зерна при хранении достигают 10–30 %. Основными причинами этих потерь являются поражение насекомыми-вредителями и фитопатогенами. На основании многочисленных исследований [1–3], продемонстрирована эффективность применения радиационной обработки для дезинсекции зерна и зернопродуктов. В 1912 году начались первые попытки использовать

данную технологию, но из-за отсутствия достаточно мощных источников они не принесли практических результатов [4]. Современные установки обеспечивают необходимую производительность для проведения радиационной дезинсекции. Интерес к этой области вновь вырос после введения ГОСТ ISO 14470-2014.

В работах Закладного Г. А. и соавторов (1970, 1973 г.) было показано, что для зерна пшеницы и ячменя оптимальный диапазон доз облучения – от 150 до 1000 Гр, который обеспечивает эффективность радиационной дезинсекции без нарушения показателей качества [5]. Помимо этого, разрабатываются подходы для

использования низкоэнергетического электронного излучения для борьбы с болезнями сельскохозяйственных культур [6]. Однако помимо сохранения физико-химических показателей качества, после радиационной обработки зерно не должно обладать наведенной активностью. Поэтому согласно требованиям МАГАТЭ, следует использовать только источники гамма-излучения (радионуклиды ^{60}Co или ^{137}Cs), рентгеновское тормозное излучение (с энергией ниже 5 МэВ) и ускоренные электроны (с энергией ниже 10 МэВ) [7]. В этом случае продукция обязательно маркируется в соответствии с международным стандартом знаком-логотипом «Radura-logo». Однако, в случае если продукция не была помечена соответствующим образом, сам факт радиационной обработки возможно подтвердить экспериментально. Одним из наиболее чувствительных методов для идентификации факта облучения является спектрометрия на основе электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). ЭПР-спектрометрия представляет собой мощный аналитический метод, используемый для исследования свободных радикалов в различных материалах, включая органические и неорганические соединения, металлы и биологические системы. При облучении пищевой продукции образуются парамагнитные центры (свободные радикалы), которые можно обнаружить с помощью ЭПР-спектрометрии. Этот метод является неразрушающим и высокочувствительным, что делает его идеальным для контроля облучения пищевых продуктов.

Данный метод регламентируется национальными (ГОСТ Р 52529-2006, ГОСТ 31652-2012 и т. д.) и Европейскими (EN 1787:2000, EN 13708:2001 и т. д.) нормативными документами.

В данной работе ставится цель изучить возможность применения ЭПР-спектрометрии для идентификации факта облучения семян сельхозкультур на примере семян яровой пшеницы.

В соответствии с указанной целью, решались следующие задачи:

1. Определение зависимости интенсивности ЭПР-сигнала от дозы облучения семян пшеницы.

2. Исследование кинетики затухания ЭПР-сигнала в облученных семенах.

3. Проведение количественного анализа парамагнитных центров в облученных образцах.

4. Оценка возможностей и ограничений применения ЭПР-спектрометрии для идентификации облучения семян пшеницы.

Результаты данного исследования могут быть использованы для разработки новых подходов к контролю качества и безопасности пищевых продуктов, а также для усовершенствования существующих методов дозиметрии.

Материалы и методы

Облучение и пробоподготовка

Объектом исследования были семена яровой пшеницы сорта «Ирень» 2023 года урожая. Семена были облучены гамма-излучением на уникальной научной установке ГУР-120 (УНУ ГУР-120 (№ 2795259)), НИЦ «Курчатовский институт» – ВНИИРАЭ дозами от 100 до 1000 Гр с шагом 100 Гр. Необлученные семена использовались в качестве контрольной группы. После облучения образцы хранились в полиэтиленовых пакетах при атмосферном давлении и комнатной температуре без доступа солнечного света.

Семена предварительно измельчали с использованием кофемолки (Kitfort) и ступки с пестиком, затем просеивали через сито с размером ячеек 0,5 мм. Из каждого образца брали по 30 мг исследуемого вещества и помещали в специальную кварцевую пробирку (Ø: 4 мм), предназначенную для проведения спектрометрии. Пробирки с веществом опускали в полость с магнитным полем на уровне резонатора и регистрировали сигнал. Все исследования проводились в трехкратной повторности.

Для оценки кинетики затухания сигнала ЭПР-спектрометрию проводили сразу после облучения, а затем через 7, 14, 28 дней, 3 и 6 месяцев. Статистическая обработка данных осуществлялась при помощи программного обеспечения Microsoft Excel 2022 по t -критерию Стьюдента. Достоверность данных относительно контроля $p < 0,05$.

ЭПР-спектрометрия

ЭПР-спектры гамма облученных образцов регистрировались сразу после облучения

при помощи спектрометра ESR70-03 XD/2 (Минск, Беларусь) на микроволновой полосе X . Частота СВЧ составляла 9,4 ГГц.

Параметры ЭПР-спектрометра во время регистрации были следующими:

- середина поля – 3350 Э;
- диапазон поля – 1000 Э;
- частота модуляции – 100 кГц;
- модуляция – 4 Э;
- мощность СВЧ – 50 мВт;
- коэффициент усиления – 50;
- время снятия спектра – 600 сек.

Расчёт g -фактора

g -фактор определяли по следующей формуле [8]:

$$h\nu = g\mu_B B, \quad (1)$$

где h – постоянная Планка; ν – СВЧ-частота X -диапазона; μ_B – магнетон Бора; B – выбранная точка магнитного поля (Э).

В ЭПР-спектроскопии g -фактор является критическим параметром, который используется для определения спина электрона и характера изучаемого парамагнитного центра.

Количественный анализ ЭПР-спектров

Количественный анализ ЭПР-спектров включает в себя определение концентрации парамагнитных центров в образце, а также исследование их распределения и взаимодействий. Количественный анализ ЭПР-спектров можно разделить на несколько этапов:

1. Определение нормализованной интенсивности стандартного образца путем двойного интегрирования площади под пиком. Количество парамагнитных центров в стандартном образце дано производителем (ВНИИФТРИ) и составляет 10^{15} . Средство измерений: мера количества парамагнитных центров, ОМ (Рег. № 67380-17).

2. Определение нормализованной интенсивности исследуемых образцов путем двойного интегрирования площади под пиком.

3. Определение концентрации парамагнитных центров в исследуемых образцах при помощи следующей формулы [8]:

$$C_u = \frac{I_{n(u)} \times C_{st}}{I_{n(st)}}, \quad (2)$$

где C_u – концентрация парамагнитных центров в исследуемом образце; $I_{n(u)}$ – нормализованная интенсивность исследуемого образца; $I_{n(st)}$ – нормализованная интенсивность стандартного образца; C_{st} – концентрация парамагнитных центров в стандартном образце.

Результаты и их обсуждение

Регистрация ЭПР-спектров

Исследование проводили путем регистрации ЭПР-спектров всех образцов сразу после облучения. На рисунке 1 представлены зарегистрированные спектры некоторых образцов.

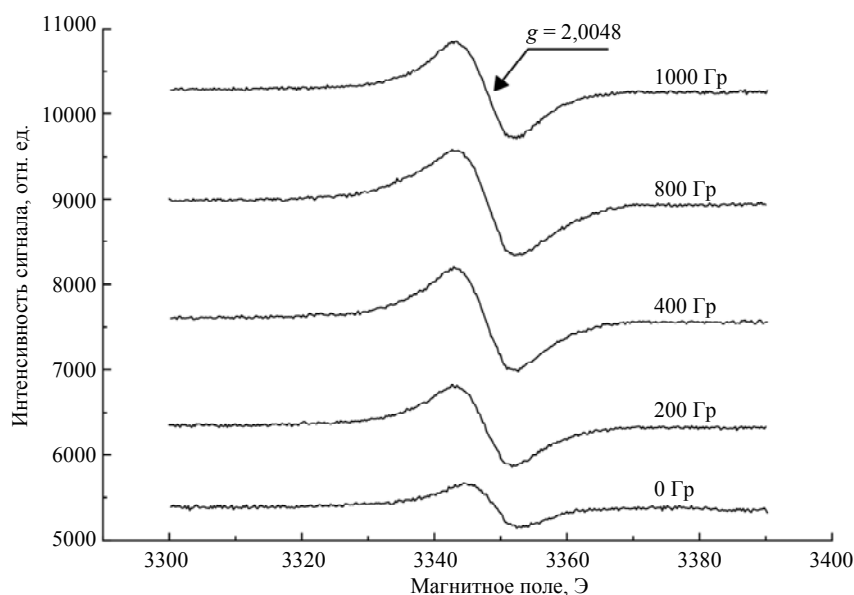


Рис. 1. ЭПР-спектры образцов семян пшеницы, зарегистрированные сразу после облучения

Наблюдается увеличение интенсивности ЭПР-сигнала с увеличением дозы облучения, что является показателем возможности применения ЭПР-спектрометрии для идентификации факта радиационной обработки. Контрольный образец также имеет небольшой пик, образующийся естественным путем в ходе роста и развития растения под солнечными лучами. Амплитуда контрольного образца составляла 495 отн. ед. При облучении в дозе 200 Гр амплитуда увеличилась на 92 % относительно контрольного образца и составила 950 отн. ед. Для образца с дозой облучения 400 Гр амплитуда сигнала увеличилась до 1220 отн. ед., для 800 Гр – 1260 отн. ед. и для 1000 Гр – 1150 отн. ед. Для образца с дозой облучения 1000 Гр наблюдается менее интенсивный пик относительно образцов с более низкой дозой облучения. Мы предполагаем, что это связано с погрешностью в ходе облучения. Но также стоит упомянуть, что дозы ниже 1 кГр считаются сложно анализируемыми для ЭПР-спектрометрии. G -фактор в точке пересечения контура производной с нулевой линией равен 2,0048 для всех образцов. Полученные данные свидетельствуют о наличии углеродосодержащих радикалов.

Кинетика затухания ЭПР-сигнала

Для оценки кинетики затухания проводили ЭПР-спектрометрию образцов, спустя определенное количество времени после облучения. В данном исследовании были выбраны следующие временные точки: 7, 14, 28 дней, 3, 6 месяцев после облучения. Образцы хранили в кварцевой пробирке без доступа света на протяжении всего исследования. На рисунке 2 представлена кинетика затухания ЭПР-сигнала семян пшеницы, облученных в дозе 1000 Гр.

Наблюдается затухание ЭПР-сигнала с течением времени. Затухание вызвано распадом образовавшихся в ходе облучения свободных радикалов. Основное затухание сигнала приходится на первые 14 дней после процесса радиационного воздействия. Вызвано это тем, что в ходе облучения образуется большое количество короткоживущих радикалов, что и приводит к значительному уменьшению интенсивности ЭПР-сигнала в первые 14 дней. Далее наблюдается незначительное уменьшение интенсивности сигнала, т.к. в ходе облучения также образовались более стабильные радикалы, время жизни которых может достигать до 1 года [9], а в некоторых случаях и больше [10].

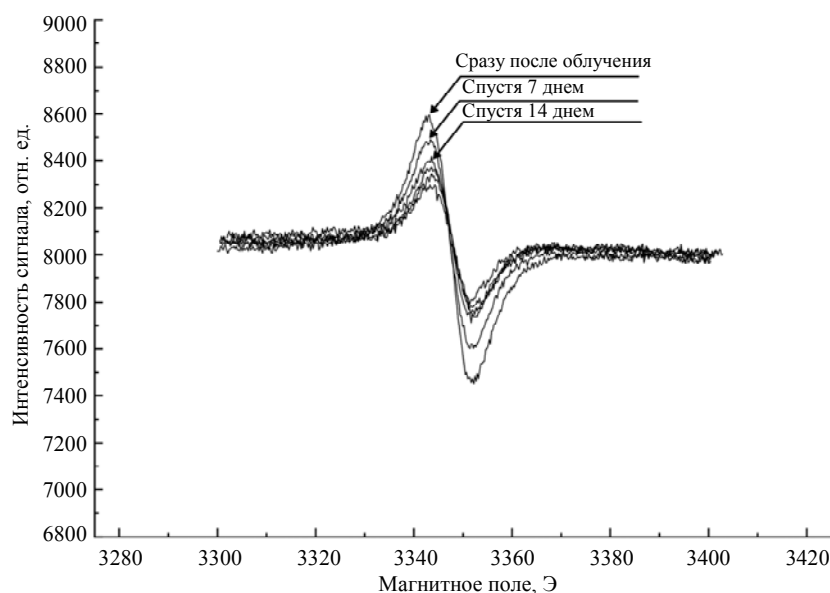


Рис. 2. Кинетика затухания ЭПР-сигнала образца семян пшеницы с дозой облучения 1000 Гр

Определение количества парамагнитных центров

Для более точного анализа, спектры всех образцов были дважды проинтегрированы, и тем самым, получены значения площадей под пиком. Далее, при помощи формулы 2, были

рассчитаны значения парамагнитных центров в каждом образце. Интегрирование спектров и построение графиков было выполнено при помощи программного обеспечения OriginPro 2018. Полученные результаты представлены на рисунке 3.

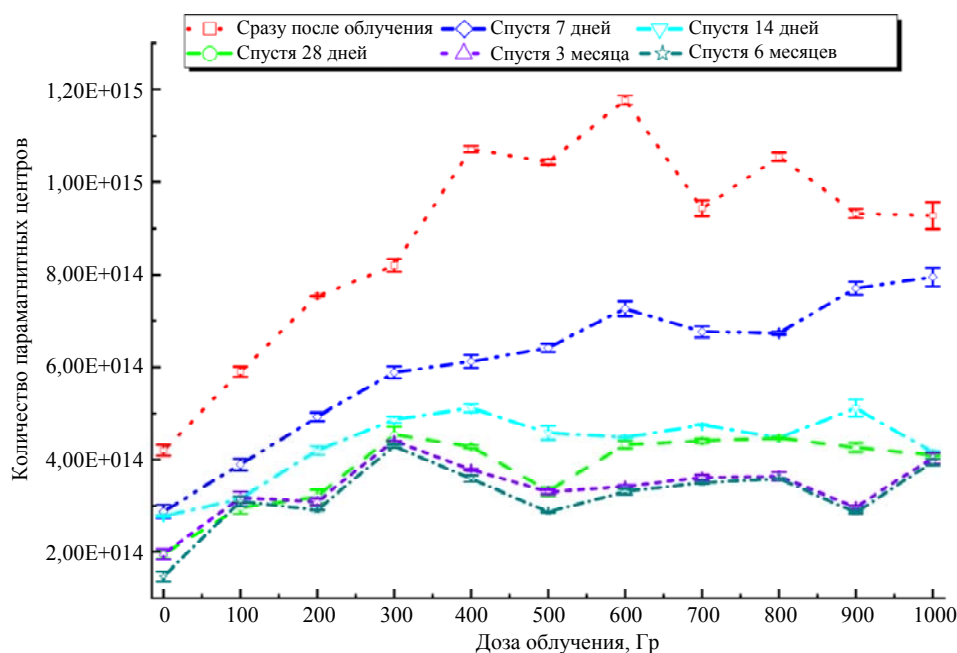


Рис. 3. Кинетика распада свободных радикалов с течением времени

Согласно представленному графику, наблюдается распад парамагнитных частиц с течением времени. Как было сказано выше, максимальное затухание наблюдается в первые 14 дней для всей линейки доз. Далее наблюдается незначительное затухание. Немаловажное значение в затухании сигнала имеют условия хранения. В нашем случае, образцы после облучения хранились в кварцевой пробирке при атмосферном давлении и комнатной температуре. Это могло повлиять на спад сигнала. Также наблюдается спад свободных радикалов в контрольном образце, что является естественным явлением, так как изначально контрольный образец имел небольшой сигнал, индуцированный естественным путем в ходе вегетационного периода.

Полученные в данной работе сведения о кинетике затухания ЭПР-сигнала в облученных семенах пшеницы и количественный анализ парамагнитных центров существенно дополняют ранее изученные эффекты [11, 12].

Заключение

В данной работе была исследована возможность применения ЭПР-спектроскопии для идентификации факта радиационной обработки семян пшеницы. Проведенные эксперименты подтвердили, что ЭПР-спектроскопия является эффективным методом для выявления облучения семян пшеницы в диапазоне

доз от 100 до 1000 Гр. Результаты измерений показали увеличение интенсивности ЭПР-сигнала с увеличением дозы облучения. Однако данная методика не подходит для определения дозы облучения в образцах пшеницы в исследованном диапазоне доз, поскольку различия недостаточно выражены. G -фактор в точке пересечения контура производной с нулевой линией равен 2,0048 для всех образцов, что свидетельствует о наличии углеродосодержащих радикалов.

Исследование кинетики затухания показало, что интенсивность ЭПР-сигнала ослабевает с течением времени, причем наиболее значительное снижение наблюдается в первые 14 дней после облучения. Это связано с распадом короткоживущих радикалов, образовавшихся в процессе облучения. Дальнейшее затухание происходит медленнее, что связано с наличием более стабильных радикалов.

Также было проведено определение количества парамагнитных центров, что подтвердило возможность использования ЭПР-спектроскопии для количественного анализа облученных образцов пшеницы.

Таким образом, ЭПР-спектроскопия доказала свою эффективность в качестве метода для идентификации факта радиационной обработки семян пшеницы и оценки дозы облучения. Для повышения точности определения доз в диапазоне 100–1000 Гр требуется дальнейшая оптимизация методик анализа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Козьмин Г. В., Гераськин С. А., Санжарова Н. И. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности. – Обнинск: ВНИИРАЭ, 2015.
2. Закладной Г. А. Радиационная дезинсекция зерна: Монография – М.: Центр подготовки специалистов. 2020.
3. Лой Н. Н., Санжарова Н. И., Чиж Т. В., Шишко В. И. / Труды ФГБНУ ВНИИРАЭ / Под ред. Санжаровой Н. И. – Обнинск, 2023. С. 107–123.
4. Алексахин Р. М., Санжарова Н. И., Козьмин Г. В., Павлов А. Н., Гераськин С. А. / Вестник РАЕН. 2014. Т. 14. № 1. С. 78–85.
5. Мордкович Я. Б., Баранова Л. И. / Фитосанитария. Карантин растений. 2023. № 3. С. 60–64.
6. Loy N. N., Sanzharova N. I., Gulina S. N., Suslova O. V., Chizh T. V., Vorobyov M. S., Doroshkevich S. Yu. / J. Phys. Conf. Ser. 2021. Vol. 2064. P. 012101.
7. Вазиров Р. А., Соковнин С. Ю., Балезин М. Е. / Ядерно-физические исследования и технологии в сельском хозяйстве: сборник докладов международной научно-практической конференции. – Обнинск, 2020. С. 315–318.
8. Eaton G. R., Eaton S. S., Barr D. P., Weber R. T. Quantitative EPR. – New York, Springer, 2010.
9. Medzhidov I., Vasileva N., Polyakova I., Sanzharova N. / IV International Conference on Geotechnology, Mining and Rational Use of Natural Resources (GEOTECH-2024), Navoi, Uzbekistan. Vol. 525. Les Ulis, 2024. P. 02025.
10. Karakirova Yordanka, Yordanov Nicola D. / Radiation Physics and Chemistry. 2020. Vol. 168. P. 108569.
11. Wang Z., You R. / Environmental and Experimental Botany. 2000. Vol. 43. № 3. P. 219–225.
12. Hong M. J., Kim D. Y., Jo Y. D., Choi H.-I., Ahn J.-W., Kwon S.-J., Kim S. H., Seo Y. W., Kim J.-B. / Appl. Sci. 2022. Vol. 12. P. 3208.

PACS: 87.80.Lg; 87.64.ks; 87.53.-j

Quantitative EPR analysis of gamma-irradiated wheat seeds

I. M. Medzhidov*, V. A. Kharlamov, D. I. Titova, D. V. Basyrova, T. V. Chizh
and A. N. Pavlov

NRC «Kurchatov Institute» – RIRAE, Obninsk, Kaluga Region, 249035 Russia

* E-mail: immedzhidov@mail.ru

Received 24.12.2024; revised 17.04.2025; accepted 11.08.2025

The applicability of electron paramagnetic resonance (EPR) spectrometry for identifying radiation treatment of seeds was investigated using spring wheat as a model. The seeds were irradiated with a "GUR-120" gamma facility at doses ranging from 100 to 1000 Gy. After irradiation, the seeds were stored under controlled conditions and analysed using EPR spectrometry. The dependence of EPR signal intensity on the radiation dose and the decay kinetics over time were analysed. An increase in EPR signal intensity was observed with higher radiation doses, indicating an increase in the concentration of paramagnetic centres. The signal decay kinetics showed a significant decrease in intensity during the first 14 days after irradiation, followed by a slower decay over several months. A quantitative analysis confirmed the correlation between radiation dose and the concentration of paramagnetic centres. The results indicate that EPR spectrometry is a sensitive method for identifying radiation treatment of wheat seeds.

Keywords: EPR spectrometry; quantitative analysis; gamma radiation; signal intensity; wheat seeds; free radicals.

REFERENCES

1. Kozmin G. V., Geras'kin S. A. and Sanzharova N. I. Radiation technologies in agriculture and food industry. Obninsk, VNIIRAE, (2015) [in Russian].
2. Zakladnoj G. A. Radiation disinfection of grain: Monography. Moscow, Centr podgotovki specialistov, (2020) [in Russian].

3. Loy N. N., Sanzharova N. I., Chizh T. V. and Shishko V. I. Trudy FGBNU VNIIRAE. Pod red. N. I. Sanzharovoj. Obninsk, pp. 107–123 (2023) [in Russian].
4. Aleksaxin R. M., Sanzharova N. I., Kozmin G. V., Pavlov A. N. and Geras'kin S. A., Bulletin of the Russian Academy of Sciences **14** (1), 78–85 (2014) [in Russian].
5. Mordkovich Ya. B. and Baranova L. I., Plant Health and Quarantine, № 3, 60–64 (2023) [in Russian].
6. Loy N. N., Sanzharova N. I., Gulina S. N., Suslova O. V., Chizh T. V., Vorobyov M. S. and Doroshkevich S. Yu., J. Phys. Conf. Ser. **2064**, 012101 (2021).
7. Vazirov R. A., Sokovnin S. Yu. and Balezin M. E. Nuclear physics research and technologies in agriculture: collection of reports of the international scientific and practical conference. Obninsk, pp. 315–318 (2020) [in Russian].
8. Eaton G. R., Eaton S. S., Barr D. P. and Weber R. T. Quantitative EPR. New York, Springer (2010).
9. Medzhidov I., Vasileva N., Polyakova I. and Sanzharova N. IV International Conference on Geotechnology, Mining and Rational Use of Natural Resources (GEOTECH-2024), Navoi, Uzbekistan **525**. Les Ulis, 02025 (2024).
10. Karakirova Yordanka and Yordanov Nicola D., Radiation Physics and Chemistry **168**, 108569 (2020).
11. Wang Z. and You R., Environmental and Experimental Botany **43** (3), 219–225 (2000).
12. Hong M. J., Kim D. Y., Jo Y. D., Choi H.-I., Ahn J.-W., Kwon S.-J., Kim S. H., Seo Y. W. and Kim J.-B., Appl. Sci. **12**, 3208 (2022).

Об авторах

Меджидов Ибрагим Меджидович, научный сотрудник, НИЦ «Курчатовский институт» – ВНИИРАЭ (249035, Россия, Калужская область, г. Обнинск, Киевское шоссе, д. 1, к. 1). E-mail: immedzhidov@mail.ru SPIN-код РИНЦ 9420-5220, Author ID 1039588

Харламов Владимир Александрович, к.б.н., старший научный сотрудник, НИЦ «Курчатовский институт» – ВНИИРАЭ (249035, Россия, Калужская область, г. Обнинск, Киевское шоссе, д. 1, к. 1). E-mail: kharlamof@gmail.com SPIN-код РИНЦ 7948-0744, Author ID 695938

Титова Дарья Игоревна, к.б.н., старший научный сотрудник, НИЦ «Курчатовский институт» – ВНИИРАЭ (249035, Россия, Калужская область, г. Обнинск, Киевское шоссе, д. 1, к. 1). E-mail: daria.petrukhina@outlook.com SPIN-код РИНЦ 4199-3096, Author ID 961493

Басырова Дарья Владимировна, научный сотрудник, НИЦ «Курчатовский институт» – ВНИИРАЭ (249035, Россия, Калужская область, г. Обнинск, Киевское шоссе, д. 1, к. 1). E-mail: reckunowa.dasha@yandex.ru SPIN-код РИНЦ 8941-3630, Author ID 1127207

Чиж Тарас Васильевич, к.б.н., младший научный сотрудник, НИЦ «Курчатовский институт» – ВНИИРАЭ (249035, Россия, Калужская область, г. Обнинск, Киевское шоссе, д. 1, к. 1). E-mail: taras.chizh@rambler.ru SPIN-код РИНЦ 8221-0068, Author ID 635150

Павлов Александр Николаевич, к.б.н., старший научный сотрудник, НИЦ «Курчатовский институт» – ВНИИРАЭ (249035, Россия, Калужская область, г. Обнинск, Киевское шоссе, д. 1, к. 1). E-mail: 49434@mail.ru SPIN-код РИНЦ 1932-2409, Author ID 835431

УДК 621.56, 536.2, 621.383.4
EDN: KSMVRI

PACS: 07.20.Mc, 44.10.+I, 85.60.Gz

**Развитие модели расчета теплопритоков для применения
в разработке конструкции вакуумного криостатируемого корпуса
фотоприемных устройств**

© Д. Д. Бабенко*, М. В. Банников, Г. И. Некрасов

АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

* E-mail: rainbowdm1802@gmail.com

Статья поступила в редакцию 5.06.2025; после доработки 24.06.2025; принята к публикации 11.08.2025

Шифр научной специальности: 2.4.8; 2.2.6

Рассматривается обобщенная и дополненная модель для расчета теплопритоков при разработке вакуумного криостатируемого корпуса фотоприемных устройств. Выделены основные источники теплопритоков, а также отмечены моменты, которыми можно пренебречь. Определены точки дальнейшего развития расчетной модели. Проведено сравнение расчетных результатов с экспериментальными данными.

Ключевые слова: газовая криогенная машина; цикл Стирлинга; микрокриогенная система; температура криостатирования.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-101-106

1. Введение

При проектировании охлаждаемых матричных фотоприемных устройств, важную роль играет вакуумный криостатируемый корпус, т. к. его конструкция и материалы, из которых он изготовлен, влияет на тепловую нагрузку, на микрокриогенную систему (далее МКС) охлаждения. Как следствие от правильной конструкции корпуса зависит энергопотребление системы в целом, а в некоторых случаях даже выбор самой системы охлаждения, что влияет также и на габариты системы. При проектировании вакуумного криостатируемого корпуса опираются на входные параметры, такие как требования по габаритам, системы и размеров сборки матричного фоточувствительного элемента (далее МФЧЭ) с мультиплексором и металлокерамического узла. Дальнейшая проектировка сводится к оптимизации термодинамических и механических параметров корпуса и конечного устройства в целом.

Основным источником теплопритоков является теплопроводность вдоль держателя (холодного пальца). Уменьшить эту часть можно только за счет геометрии и материала держателя. В геометрию держателя (в большинстве случаев) входит его длина и площадь поперечного сечения. Выбор правильной геометрии является тяжелой задачей, т. к. она включает в себя много зависящих друг от друга факторов. В первую очередь увеличение длины держателя способствует уменьшению теплового потока вдоль него, а также позволяет использовать регенератор большего размера, что положительно скажется и на производительности МКС. Но длина регенератора ограничена, во-первых, габаритными размерами конечного изделия, а во-вторых, механическими свойствами конструкции. Механические свойства также накладывают ограничения на диаметр держателя, а как следствие на площадь поверхности, через которую осуществляется теплоперенос. Альтернативной возможностью уменьшить теплоперенос за счет

геометрии является уменьшение толщины стенок, но ранее специалистами RICOR [1] были выявлены, оптимальные значения толщины для нескольких материалов держателя.

Следующим по величине тепловой нагрузки является теплоприток за счет радиационного теплообмена. В вакуумном зазоре между внешней стенкой корпуса и держателем происходит теплообмен излучением от более нагретой поверхности корпуса к держателю, который имеет разную температуру по своей площади от температуры криостатирования (в зависимости от криогенной системы температура может быть в диапазоне 4,2÷150 К) до температуры корпуса, близкой к температуре окружающей среды (до 75 °С). Температуры вносят наиболее существенный вклад в значение теплопроводности, что очевидно из закона Стефана-Больцмана, но при этом единственная возможность уменьшить теплопритоки температурой, это увеличить температуру криостатирования или уменьшить температуру эксплуатации конечного изделия. Зачастую эти параметры заданы устройством до проектирования корпуса и не корректируются. Поэтому на этапе проектирования можно уменьшить теплопритоки излучением только изменением геометрии, а именно взаимодействующих площадей и материалом корпуса и держателя.

Также учитывается теплоприток от мультиплексора и МФЧЭ. Если охлаждаемое устройство уже изготовлено и может быть смонтировано в уже изготовленный вакуумный криостатируемый корпус, то можно получить нагрузку экспериментально измерив разницу теплопритоков с выключенным и включенным устройством.

Меньший вклад вносят теплопритоки из внешней среды по выводам на контактные площадки и теплопритоки за счет остаточных газов. Расчет теплопритоков за счет остаточных газов показал, что их значения на несколько порядков ниже (порядка ~300 мкВт), чем вклад от других источников теплопритоков, описанных выше.

2. Теплопроводность держателя

Как следует из п. 1 теплопритоки за счет теплопроводности вносят наибольший вклад в

суммарную величину теплопритоков ВКК, а значит следует начать уточнение расчетной модели с них. Обычно теплопритоки за счет теплопроводности рассчитываются по зависимости:

$$Q_{\text{тпр}} = \lambda_{\text{держ}} \times (T_{\text{г}} - T_{\text{х}}) \times \frac{S_{\text{сд}}}{h_{\text{д}}}, \quad (1)$$

где $\lambda_{\text{держ}}$ – теплопроводность материала держателя, $T_{\text{г}}$ и $T_{\text{х}}$ – температура горячего и холодного концов держателя соответственно, $S_{\text{сд}}$ – площадь сечения держателя, $h_{\text{д}}$ – длина держателя. Как правило в качестве теплопроводности берутся значения при НКУ, но в реальной ситуации температура держателя по длине изменяется значительно, как и значение теплопроводности от температуры.

В предлагаемой модели в качестве теплопроводности берется интегральное значение функции теплопроводности от температуры материала в пределе от $T_{\text{х}}$ до $T_{\text{г}}$. Сложность еще добавляет отсутствие значений теплопроводности при криогенных температурах для многих материалов. Но для некоторых часто используемых в криогенных технологиях материалов существует библиотека [2] функций теплопроводности, теплоемкости, модуля Юнга и коэффициента линейного расширения. Также для материалов с известными табличными значениями в области криогенных температур можно провести аппроксимацию и использовать полученную функцию в качестве исходной. Для материалов неисследованных в области криогенных температур, в первом приближении можно провести аппроксимацию имеющихся значений, но стоит внимательно отнестись к возможному аномальному поведению функции, особенно при приближении к температурам жидкого гелия.

Еще одно значение, требующее корректировки — это температура горячего конца держателя. Обычно оно принимается равной температуре окружающей среды. В рамках работы был проведен эксперимент по измерению температуры корпуса при наработке. Микрокриогенная система Крио 1000, производства АО «НПО «Орион», ставилась на наработку в течение 48 часов при температуре 22 °С, по прошествии времени измерялась температура держателя в месте соединения с корпусом. Температура измерялась пиромет-

ром и термопарой, в результате было получены значение 32,5 °С, поэтому была введена поправка и температура горячего конца принималось равной

$$T_r = E_{o.c.} + \tau; \tau = 10,5 \text{ °С} \quad (2)$$

где $T_{o.c.}$ – температура окружающей среды, τ – значение поправки. МКС может работать в широком диапазоне температур от -50 °С до +65 °С, поэтому на основе полученных результатов, было произведено моделирование корпуса при крайних значениях температуры эксплуатации. Моделирование при одинаковом режиме работы показало, что поправка отличается на 0,1 °С в крайних точках, что не существенно. Фактически при зафиксированном режиме работы, фиксируется тепловой поток от области сжатия, материал и геометрия корпуса не меняется и изменение температуры зависит только от конвективного теплообмена стенок с внешней средой. В дальнейшем планируется дополнить модель зависимостью тепловой нагрузки, создаваемой в объеме сжатия в зависимости от температуры окружающей среды, т. к. при её росте увеличивается частота вращения электродвигателя и тем самым тепловой поток, передаваемый от области сжатия на корпус МКС и МФПУ в целом.

3. Излучение

Вакуумный криостатируемый корпус представляет собой сосуд Дьюара конечных размеров, поэтому принято рассчитывать теплоприток за счет радиационного теплообмена по модели теплообмена излучением между телом и оболочкой (в некоторых источниках для системы, состоящей из двух тел, из которых одно тело невогнутое, а другое облучает само себя (вогнутое)) [3]. Для упрощения дальнейшего рассмотрения обозначим все величины, относящиеся к внешней стенке корпуса индекса «внш», а внутренней, которой является внешняя стенка держателя индексом «внт». Очевидно, что в нашей системе тепловой поток направлен от внешней стенки к внутренней и вычисляется по формуле:

$$Q_{изл} = \sigma \times (T_{внш}^4 - T_{внт}^4) \times \varepsilon_{пр} \times F_{внт}, \quad (3)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана $5,7 \times 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$, $T_{внш}$ – температура внешней стенки, $T_{внт}$ – температура внутренней стенки, $\varepsilon_{пр}$ – приведенный коэффициент излучательной способности, $F_{внт}$ – площадь внутренней стенки. Приведенный коэффициент излучательной способности в этой модели вычисляется:

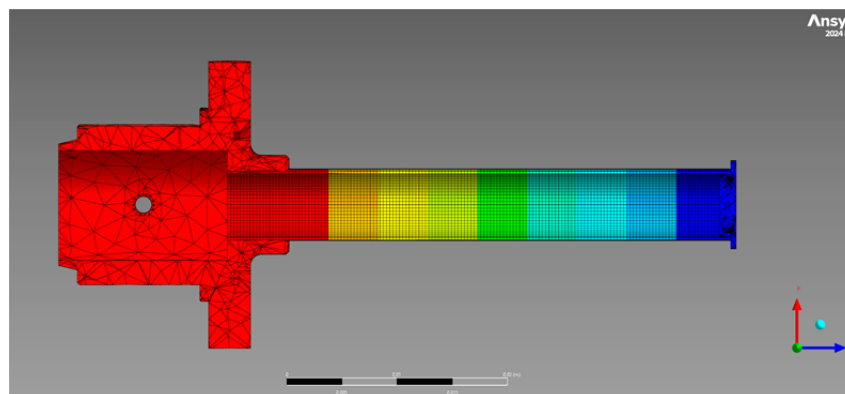
$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_{внт}} + \left(\frac{1}{\varepsilon_{внш}} - 1 \right) \times \frac{F_{внт}}{F_{внш}}} \quad (4)$$

где $F_{внш}$ – площадь внешней стенки, $\varepsilon_{внт}$ – коэффициент излучательной способности внутренней стенки, $\varepsilon_{внш}$ – коэффициент излучательной способности внешней стенки. Очевидно, что в приведенной модели, как и в радиационном теплообмене в целом, наибольший вклад в значение теплового потока вносит значение температуры. При этом температура держателя по его длине изменяется от температуры криостатирования (в зависимости от криогенной системы 4,2÷150 К), до температуры окружающей среды. Поэтому для получения верных значений теплопритоков необходимо знать распределение температур по длине держателя, что является тяжелой задачей для эксперимента, т. к. держатель одновременно выполняет роль стенки вакуумного корпуса и стенки полости расширения МКС. Но т. к. температура на холодном конце соответствует температуре криостатирования, а на горячем конце значения получены в пункте 2, то в качестве приближения распределение температур по держателю можно получить решением задачи стационарной теплопроводности. С помощью пакета Ansys, импортируя 3D-модель держателя, задаем граничные условия: температура холодного конца, температура горячего конца, функция теплопроводности от температуры для материала держателя, и получаем решение задачи методом конечных элементов (МКЭ), по которому определяем интегральную температуру держателя, т. е. внутренней поверхности $T_{внт}$ (рисунок а). Температуру внешнего корпуса принимаем как температуру окружающей среды с учетом поправки, описанной в п. 2.

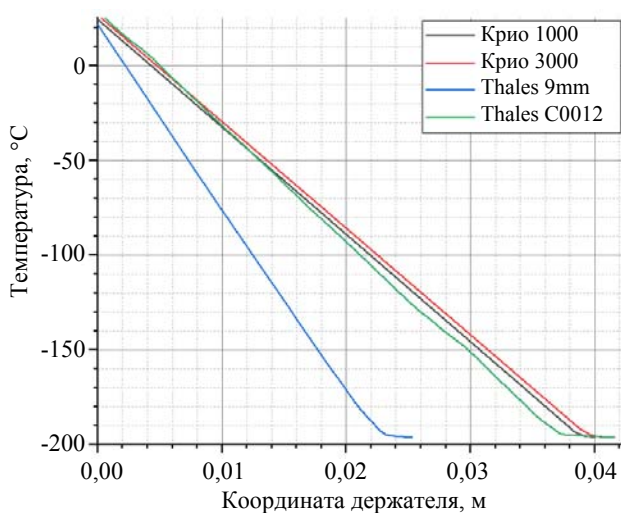
Для сравнения были взяты несколько конструкций держателя (две производства

АО «НПО «Орион» и две производства Thales, Франция) и проведено моделирование зависимости температуры вдоль держателя для различных материалов (AISI 316, 321, L605). По полученным результатам выявлено основное различие в распределениях температуры, связанное с особенностями технологиями производства, а именно методом крепления диска к трубке. В случае с держателями Thales используются гибридные кольца для пайки, из-за которых происходит утолщение трубки и как следствие профиль температур отлича-

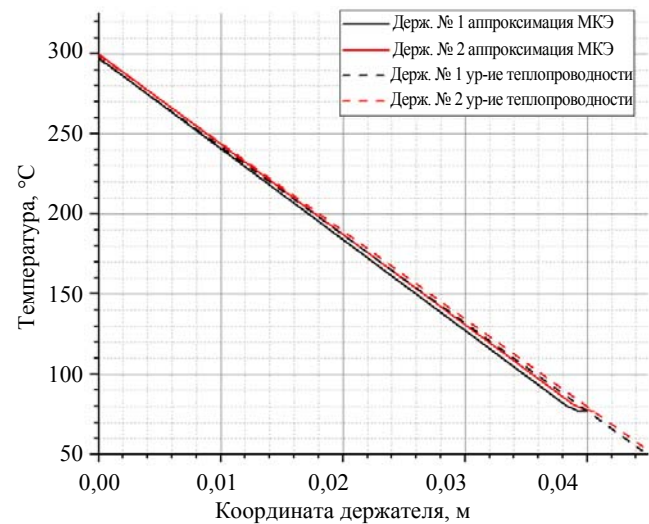
ется, а именно появляется плато в месте утолщения (рисунок б). Соответственно такие держатели нельзя рассматривать в рамках уравнения теплопроводности трубки из-за более сложной формы и неоднородности материалов. Если же гибридные кольца не используются, то допустимо использовать решение уравнения теплопроводности для трубки. В этом случае распределения температур отличаются незначительно (рисунок в), на 0,6 % (170 мкВт при НКУ), при этом значительно упрощается реализация расчетной модели.



а)



б)



в)

Рисунок. Распределения температур вдоль держателя: а) – распределение температур полученной МКЭ в среде Ansys; б) – зависимость температуры от координаты для разных держателей; в) – сравнение распределений, полученных уравнением теплопроводности и МКЭ на держателях без гибридных колец

4. БИС и вывода

БИС через металлические выводы соединен с окружающей средой, поэтому часть тепла приходит на БИС извне через металлические

вывода, за счет разницы температур на их концах. Вычисления проводятся по формуле (1). Целесообразность вычисления с поправками, описанными в п. 2, касаемые использования интегральных величин необхо-

димо рассматривать относительно полученной величины теплопритоков без этой поправки в зависимости от конструкции корпуса. В современных фотоприемных устройствах разница между теплопритоками от держателя и выводов составляет минимум порядок, поэтому вклад учета поправок на теплопроводность может не иметь решающего значения. В рамках работы была проведена оценка влияния поправки на зависимость теплопроводности от температуры для распространенных при пайке выводов материалов (золото, платина). В качестве начальных условий выбраны:

- Диаметр – 30 мкм;
- Суммарная длина выводов – 15 см;
- Количество выводов – 50;
- Температура холодного края – 77 К;
- Температура горячего края – 300 К.

В результате для этих начальных условий с использованием золота получена разница в 400 мкВт, т. е. 2,45 % от величины теплопритоков за счет выводов и 0,13÷0,26 % от суммарной величины теплопритоков на ФЧЭ. А для платины 4 мкВт, т. е. 1,08 % от величины теплопритоков за счет выводов и менее 0,003 % от суммарной величины теплопритоков на ФЧЭ. Соответственно для таких начальных условий использование поправки необязательно, особенно при использовании

платины, т. к. исходя из имеющихся данных [4–6] теплопроводности от температуры в диапазоне 200÷400 К меняется медленно, а аппроксимация данных позволяет судить о таком же характере изменения теплопроводности и до 77 К. Но при рассмотрении больших диаметров, длин и количества выводов, стоит отметить что вклад поправки будет расти пропорционально количеству выводов и квадрату диаметра, при этом зависимость от длины выводов обратно пропорциональная. Соответственно для большинства современных МФПУ поправку на теплопроводность материала выводов можно не рассматривать, а при расчете иных конструкций проводить оценивать относительно исходных данных.

5. Апробация модели

По результатам расчетов по классической модели и модифицированной вакуумного криостатируемого корпуса серийного изделия ФЭМ16-03, было получено снижение теплопритоков за счет теплопроводности в модифицированной модели на 17,6 % и на 5,6 % за счет излучения. Расчетное значение составило 243,5 мВт, что приблизило его к значениям измеренных на серийных изделиях.

	Классическая модель	Модифицированная
Теплоприток от МФЧЭ и БИС	40 мВт	40 мВт (не менялся)
Теплоприток от выводов	14,1 мВт	13,8 мВт
Теплоприток от теплопроводности	176 мВт	145 мВт
Теплоприток от излучения	47,4 мВт	44,7 мВт
Общий теплоприток	277,5 мВт	243,5 мВт

6. Выводы

Проведена работа по адаптации классической модели расчета теплопритоков для вакуумных криостатируемых корпусов МФПУ. В результате корректировок полученные значения стали ближе к тем, что измеряются на серийных изделиях, что достаточно для оценки при разработке конструкции и выбора материалов. Выявлено, что при использовании гибридных колец при сварке держателя, для прогнозирования теплопритоков стоит прово-

дить расчет методом конечных элементов из-за неоднородности холодного конца держателя. Также выбор сложности модели учета теплопритоков от выводов зависит от устройства (количества выводов, их длины и сечения). Для более точной оценки и прогнозирования теплопритоков требуются определенные доработки, а именно учет работы обратного цикла Стирлинга в регенераторе и изменение температуры стенок держателя, а также более точный учет вклада теплопритоков от компрессора и статора на держатель.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Katz A., Segal V., Filis A., Haim Z., Nachman I., Krimnuz E., Gover D. / Proc. of SPIE. Infrared Technology and Applications XL. 2014. Vol. 9070. P. 90702N. doi: 10.1117/12.2050317
2. <https://trc.nist.gov/cryogenics/materials/materialproperties.htm>
3. Солодов А. П. / Открытое образование. 2013. № 1(96). С. 8–16. [https://doi.org/10.21686/1818-4243-2013-1\(96\)-8-16](https://doi.org/10.21686/1818-4243-2013-1(96)-8-16)
4. Зиновьев В. Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах: справочник. – М.: Металлургия, 1989.
5. Васильева Е. В., Волкова Р. М., Захарова М. И. и др. Платина, ее сплавы и композиционные материалы / Под ред. Васильевой Е. В. – М.: Металлургия, 1980.
6. Новицкий Л. А., Кожевников И. Г. Теплофизические свойства материалов при низких температурах: справочник. – М.: Машиностроение, 1975.

PACS: 07.20.Mc, 44.10.+I, 85.60.Gz

Development of a model for calculating heat flows for use in the design of a vacuum cryostatic housing for photodetectors

D. D. Babenko*, M. V. Bannikov and G. I. Nekrasov

RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

*E-mail: rainbowdm1802@gmail.com

Received 5.06.2025; revised 24.06.2025; accepted 11.08.2025

The article considers a generalized and supplemented model for calculating heat inflows when developing a Dewar assembly for photodetectors. The calculated results are compared with experimental data. The main sources of heat inflows are identified, and points that can be neglected are noted. Points for further development of the calculated model are determined.

Keywords: gas cryogenic machine; cryocooler; Stirling's cycle; microcryogenic machine; cold tip temperature.

REFERENCES

1. Katz A., Segal V., Filis A., Haim Z., Nachman I., Krimnuz E. and Gover D., Proc. of SPIE. Infrared Technology and Applications XL **9070**, 90702N (2014). doi: 10.1117/12.2050317
2. <https://trc.nist.gov/cryogenics/materials/materialproperties.htm>
3. Solodov A. P., Otkrytoe obrazovanie, № 1(96), 8–16 (2013). [https://doi.org/10.21686/1818-4243-2013-1\(96\)-8-16](https://doi.org/10.21686/1818-4243-2013-1(96)-8-16)
4. Zinov'ev V. E. Teplofizicheskie svoistva metallov pri vysokikh temperaturakh: spravochnik. Moscow, Metallurgiya, 1989.
5. Vasil'eva E. V., Volkova R. M., Zakharova M. I. i dr. Platina, ee splavy i kompozitsionnye materialy / Pod red. Vasil'evoi E. V. Moscow, Metallurgiya, 1980.
6. Novitskii L. A. and Kozhevnikov I. G. Teplofizicheskie svoistva materialov pri nizkikh temperaturakh: spravochnik. Moscow, Mashinostroenie, 1975.

Об авторах

Бабенко Дмитрий Дмитриевич, к.т.н., старший научный сотрудник отдела вакуумных конструкций и криосистем, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: rainbowdm1802@gmail.com SPIN-код РИНЦ 9634-1880, Author ID 1172254

Банников Максим Викторович, и.о. начальника отдела вакуумных конструкций и криосистем, заместитель начальника НТЦ МФЭ, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: maxnutnet@yandex.ru

Некрасов Глеб Игоревич, к.т.н., старший научный сотрудник отдела вакуумных конструкций и криосистем, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: gleb.nekrasov.18@mail.ru SPIN-код РИНЦ 6957-1320, Author ID 976504

УДК 53.06; 53.09
EDN: NMPVFE

PACS: 42.55.Px

Получение GeO_2 - SiO_2 ионным распылением для изучения генерации лазерного диода с внешним планарным волноводным отражателем

© М. А. Кононов*, В. В. Светиков, В. И. Пустовой

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

*E-mail: mike@kapella.gpi.ru

Статья поступила в редакцию 25.03.2025; после доработки 16.04.2025; принята к публикации 11.08.2025

Шифр научной специальности: 1.3.19

Представлены экспериментальные исследования лазерной генерации широкополоскового (100 мкм) полупроводникового лазера во внешнем резонаторе на основе планарной волноводной структуры с брэгговской решёткой. Планарная волноводная структура была выполнена на Si-подложках с $\text{GeO}_2\text{:SiO}_2$ -волноводным слоем контрастностью 2,4 %. Пленка волноводного слоя была получена распылением германосиликатных стекол $\text{GeO}(0.5)\text{:SiO}_2(0.5)$ и $\text{GeO}(0.5)\text{:SiO}(0.5)$ ионами аргона на холодные подложки Si(100) и плавленого кварца в вакууме. Найдены режимы работы ионного источника необходимые для формирования нанокристаллов германия в пленках $\text{GeO}\text{:SiO}$ и $\text{GeO}\text{:SiO}_2$. Пленки подвергались отжигу при температуре до 900 °C. Наличие и фазовый состав нанокластеров германия в пленках удовлетворяли необходимым условиям лазерной генерации и распределение излучения в дальней зоне в зависимости от относительного положения плоскостей волновода ЛД и волновода внешней планарной структуры. Показано, что в лазерной генерации преобладает поперечная мода высокого порядка, при этом наблюдается существенное уменьшение спектральной ширины излучения и стабилизация спектра во всём диапазоне рабочих токов. В полученных образцах продемонстрирована лазерная генерация на безизлучательной и на истекающих волноводных модах во внешних планарных структурах.

Ключевые слова: ионное распыление; лазерная генерация; планарный волновод; волноводная мода; истекающая мода.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-107-112

Введение

Полупроводниковые лазеры благодаря своему высокому КПД, малым размерам и высокой технологичности изготовления получили наибольшее распространение среди источников когерентного излучения. Полупроводниковые лазеры оказались востребованными в таких отраслях науки как, обработка материалов, биомедицина, навигация, телекоммуникации, охрана объектов, а также во многих смежных отраслях. По величине выходной мощности полупроводниковые лазеры можно разделить на маломощные и лазеры высокой

мощности. Первые используются преимущественно в телекоммуникационных приложениях, вторые широко используются в сенсорике, биомедицине, навигации, обработке материалов.

К мощным лазерам относятся лазеры с выходной мощностью от нескольких десятков милливатт и выше. Простейшими лазерами высокой мощности являются лазеры с широким контактом. Благодаря простоте конструкции такие лазеры получили широкое распространение, однако у них есть существенный недостаток, сильно ограничивающий их применение. Из-за большой длины и широкого

контакта, благодаря чему и удаётся получить высокую мощность лазеров, в таких конструкциях возбуждаются широкие спектры продольных и поперечных мод, кроме этого возникает неконтролируемая филаментация активной области [1–3]. В совокупности эти факторы сильно уменьшают яркость полупроводникового лазера. Это обстоятельство является препятствием для использования таких лазеров в широком круге приложений, в которых по остальным критериям конкурентов им не имеется. В связи с этим применительно к таким лазерам актуальны задачи селекции поперечных и продольных мод. Для решения таких задач наряду со специальными конструкциями лазерного диода, используются различные конструкции внешних резонаторов. Достаточно эффективными геометриями внешних резонаторов являются двухплечевые резонаторы (или V-резонаторы) [4–8], в которых повышается добротность одной из поперечных мод. Для достижения высокой эффективности таких резонаторов недостаточно обеспечение только угла возврата лучей обратной связи [8], необходимо также обеспечить спектральную и пространственную фильтрацию излучения обратной связи [4]. К решению этого вопроса относится и способ напыления волноводного слоя в отличие от ранее используемых способов [9–11]. Метод ионного распыления мишени необходимого состава ионным источником был отработан ранее и описан в предыдущих работах [12–14]. На рисунке 1 представлена схема получения пленок $\text{GeO}_2:\text{SiO}_2$.

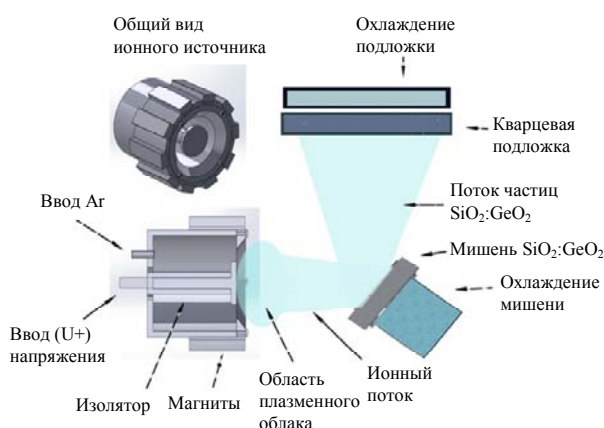


Рис. 1. Схема устройства распыления мишени $\text{SiO}_2:\text{GeO}_2$

Особенности напыленного волноводного слоя

Конструкции внешних резонаторов состоят из ряда внешних элементов, которые требуют точного согласования друг с другом, что часто приводит к возникновению зависимости параметров излучения от внешних механических воздействий. В связи с этим представляют интерес конструкции с одним внешним элементом, выполняющим функции спектрального, фазового и пространственного селектора. Такой подход реализован, например, в работах [15, 16]. В предложенных конструкциях использовалась планарная цифровая голограмма. Простейшим вариантом голограммы является брегговская решётка. Для мощных лазеров такие конструкции реализованы в виде объёмных брегговских структур [17–20], которые показали высокую эффективность. Для реализации описанной выше конструкции были получены тонкие пленки GeO , SiO и $\text{GeO}:\text{SiO}_2$ посредством одновременного распыления составной мишени из GeO_2 и SiO_2 с помощью пучка ионов Ar , энергия которого варьировалась от 2 до 4 KeV в зависимости от необходимых свойств пленки. Мощность ионного пучка, которым распылялась мишень, подбиралась таким образом, чтобы скорость осаждения обоих компонент была одинаковой. Известно, что при распылении мишени GeO_2 на подложку осаждается слой GeO_x со стехиометрическим параметром $x \sim 1$. Пленки осаждались при температуре 100°C на подложки из плавленого кварца и Si (100). Толщина пленок составляла ~ 750 нм. Пленки затем покрывали защитным слоем SiO_2 толщиной 10 нм, чтобы избежать испарения монооксида германия в процессе отжига [21]. После того как были получены удовлетворительные результаты по напылению пленок $\text{SiO}_2:\text{GeO}_2$ подходящего состава для исследования лазерной генерации ЛД с зеркалом обратной связи на основе волноводной брегговской решётки, была изготовлена планарная волноводная структура на Si -подложке (рис. 2).

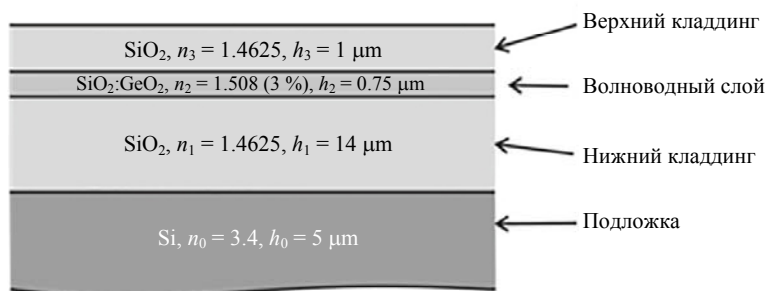


Рис. 2. Структура планарного волновода, использованная в экспериментах

Структура была рассчитана для возбуждения одной волноводной моды и состояла из двух клaddingовых слоёв SiO_2 и волноводного слоя $\text{SiO}_2\text{:GeO}_2$. Нижний клaddingовый слой толщиной $h = 14$ мкм изолировал волноводную моду от Si-подложки, верхний слой толщиной $h = 1$ мкм защищал волновод от воздействий внешней среды. Волноводный слой был изготовлен из $\text{SiO}_2\text{:GeO}_2$ с показателем преломления $n = 1,492$, что составляло 2,4%-й контраст к показателю преломления нижнего клaddingа. Толщина волноводного слоя равнялась $h = 0,75$ мкм. Из расчётов следует, что ширина основной моды по амплитуде поля на уровне $1/e$ равна примерно 1,8 мкм. По интенсивности поля ширина равна примерно 1,3 мкм. Данная структура поддерживает только одну волноводную моду, остальные моды, возбуждаемые в структуре, являются модами утечки в Si-подложку. Затухание клaddingовых мод на 9–10 порядков больше затухания основной моды, распространяющейся по волноводному слою. Брэгговская решётка с периодом $\lambda = 360$ нм была изготовлена в волноводной структуре методом травления периодически расположенных канавок на поверхности волноводного слоя (слой $\text{SiO}_2\text{:GeO}_2$). Глубина травления составляла 40 нм. Брэгговская решётка располагалась на расстоянии 1 мм от входного торца планарного волновода, длина решётки – 1,6 мм.

Лазерная генерация

Исследование лазерной генерации диодного лазера с планарной брэгговской решёткой показало возможность устойчивой генерации при токах вплоть до номинального $I_{\text{rat}} = 2$ А на двух спектральных линиях: 1059,4 нм и 1067,1 нм (рис. 3).

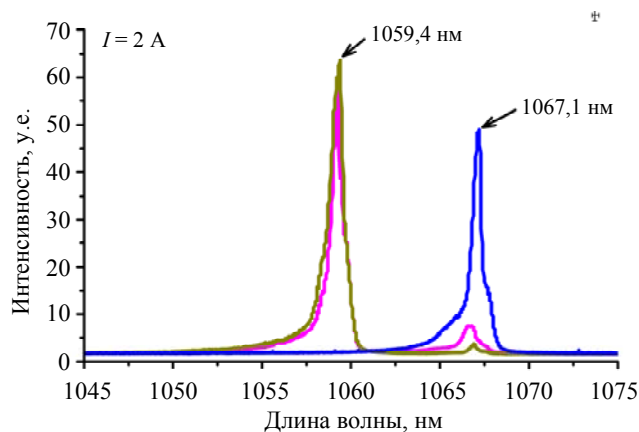


Рис. 3. Спектры лазерной генерации диодного лазера с планарной волноводной Брэгговской решёткой при номинальном управляющем токе $I = 2$ А при различном взаимном расположении плоскостей волноводов ЛД и внешней структуры (синяя кривая: совмещение плоскостей волновода ЛД и плоскости волновода внешней структуры; фиолетовая кривая: рассогласование плоскостей на 1,2 мкм; серая кривая: рассогласование плоскостей на 3,3 мкм)

Генерация на длине волны $\lambda = 1067,1$ нм возможна во всём рабочем диапазоне длин волн. На длине волны $\lambda = 1059,4$ нм генерация происходит только при непрерывных токах накачки 400–500 мА вдвое меньших номинального тока $I < I_{\text{rat}}/2$ ($I_{\text{rat}} = 2$ А). При больших токах накачки спектр генерации состоит либо из одной линии $\lambda = 1067,1$ нм, либо одновременно из двух 1067,1 нм и 1059,4 нм. При этом появление в спектре генерации длины волны $\lambda = 1059,4$ нм происходит только при смещении планарной волноводной структуры вдоль направления, перпендикулярного к плоскости планарных волноводов на величину $\Delta z = 1,2\text{--}3,3$ мкм вверх относительно положения, при котором происходит генерация на спектральной линии $\lambda = 1067,1$ нм.

Как указывалось, возбуждение двух спектральных полос происходит только при

токах накачки более $I > 0,5I_{rat}$ ($I > 1$ А). В этих случаях интенсивность моды на длине волны 1067,1 нм составляет примерно 3–5 % от интенсивности моды на $\lambda = 1059,4$ нм. Это справедливо для всех случаев, кроме случая отстройки по вертикали на $\Delta z = 3,3$ мкм. В последнем случае интенсивности обеих спектральных полос примерно одинаковы (рис. 4).

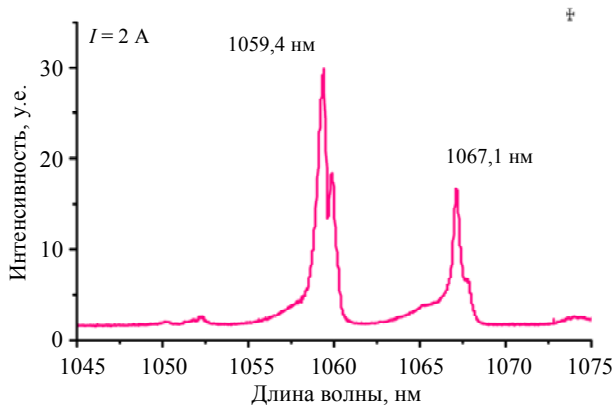


Рис. 4. Спектр генерации лазерного диода при вертикальном рассогласовании плоскостей волновода ЛД и волновода внешней структуры на $\Delta z = 3,3$ мкм

Наличие двух спектральных полос лазерной генерации связано, как представляется, с возбуждением основной и первой кладдинговой мод планарного волновода. В рамках этой модели длина волны генерации 1067,1 нм соответствует основной моде планарного волновода, в то время как длина волны 1059,4 нм соответствует кладдинговой моде. По разнице длин волн генерации можно определить разницу в эффективных показателях преломления возбуждаемых в планарном волноводе мод:

$$\Delta n_{0-1}^* = \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{2\Lambda}$$

где λ_0 и λ_1 – длины волн генерации (брэгговские длины волн: $\lambda_1 = 2\Lambda n_1^*$, $\lambda_2 = 2\Lambda n_2^*$), n_1^* и n_2^* – эффективные показатели преломления волноводных мод планара.

В нашем случае $\lambda_1 - \lambda_2 = 7,7$ нм, что согласно уравнению (1) соответствует разнице эффективных показателей преломления $\Delta n^* = 0,0107$.

Заключение

Было показано, что используя метод ионного распыления составной мишени GeO_2

и SiO_2 можно получать пригодные для исследования волноводные слои. На основе предложенной технологии была изучена лазерная генерация широкополосового полупроводникового лазерного диода с планарным волноводным Брегговским зеркалом во внешнем резонаторе. При использовании волновода с контрастностью 3 % и безлинзовой связью между ЛД и планарным волноводом, было показано, что лазерная генерация имеет устойчивый характер вплоть до номинальных токов накачки ЛД. Наблюдалась лазерная генерация, распределение интенсивности, в дальней зоне которой соответствует преобладанию поперечной моды высокого порядка с поперечным периодом примерно 12 мкм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thompson G. H. B. / Opto-electronics. 1972. Vol. 4. P. 257.
2. Бахерт Х.-Ю., Богатов А. П., Елисеев П. Г. / Квантовая электроника. 1978. Т. 5. № 3. С. 603.
3. Goldberg L., Surette M. R., Mehuys D. / Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 62. P. 2304.
4. Raab V., Menzel R. / Optics Letters. 2002. Vol. 27. № 3. P. 167.
5. Thestrup B., Chi M., Petersen P. M. / Proc. SPIE. 2004. Vol. 5336. P. 39.
6. Jechow A., Raab V., Menzel R., Cenker M., Stry S., Sacher J. / Optics Communications. 2007. Vol. 277. P. 161.
7. Светиков В. В., Нурлигареев Д. Х. / Квантовая электроника. 2014. Т. 44. № 9. С. 810.
8. Светиков В. В., Кононов М. А. / Квантовая электроника. 2018. Т. 48. № 8. С. 706–710.
9. Астанкова К. Н., Горохов Е. Б., Володин В. А., Марин Д. В., Азаров И. А., Латышев А. В. / Российские нанотехнологии. 2016. Т. 11. № 5–6. С. 59.
10. Гориков О. Н., Дудин Ю. А., Камин В. А. и др. / Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 12. С. 39–47.
11. Хансперджер Р. Интегральная оптика: Теория и технология / Пер. с англ. – М.: Мир, 1985.
12. Burkhanov G. S., Lachenkov S. A., Bashlakov A. U., Kirillova V. M., Sdobyrev V. V., Kononov M. A. / Inorganic Materials: Applied Research. 2022. Vol. 13. № 2. P. 466–472.
13. Бурханов Г. С., Лаченков С. А., Кононов М. А., Баилаков А. У., Кириллова В. М., Сдобырев В. В. / Перспективные материалы. 2021. № 10. С. 37–46.
14. Burkhanov G. S., Lachenkov S. A., Kononov M. A. / Journal of Physics: Conference Series. 2018. P. 012033.
15. Svetikov V., Iyonin I., Koshelev A., Velikov L., Vorobiev Yu., Goltsov A., Yankov V. / Proceedings of SPIE. 2011. Vol. 7918. P. 79180P.

16. Svetikov V., Peroz C., Ivonin I., Dhuey S., Cabrini S., Babin S., Goltsov A., Yankov V. / J. Opt. Soc. Am. B. 2013. Vol. 30. № 3. P. 610–614.
17. Helan Mikel R., Cip O., Jedlicka P. / Proc. of SPIE. 2008. Vol. 7155. P. 71552T.
18. Stolpner L., Lee S., Li S., Mehnert A., Mols P., Siala S., Bush J. / Proc. of SPIE. 2008. Vol. 7004. P. 700457.
19. Alalusi M., Brasil P., Lee S., Mols P., Stolpner L., Mehnert A., Li Steve / Proc. of SPIE. 2009. Vol. 7316. P. 73160X.
20. Venus G. B., Sevian A., Smirnov V. I., Glebov L. B. / Proc. of SPIE. 2005. Vol. 5711. P. 166–176.
21. Vinogradov S. V., Kononov M. A., Savranskii V. V., Valyanskii S. I. / Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2003. Vol. 2. P. 3.

PACS: 42.55.Px

Production of $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ by ion sputtering for studying the generation of a laser diode with an external planar waveguide reflector

M. A. Kononov*, V. V. Svetikov and V. I. Pustovoy

Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

*E-mail: mike@kapella.gpi.ru

Received 25.03.2025; revised 16.04.2025; accepted 11.08.2025

The paper presents experimental studies of lasing of a broadband (100 μm) semiconductor laser in an external resonator based on a planar waveguide structure with a Bragg grating. The planar waveguide structure was fabricated on Si substrates with a $\text{SiO}_2\text{:GeO}_2$ waveguide layer with a contrast of 2.4 %. The waveguide layer film was obtained by sputtering germano-silicate glasses $\text{GeO}(0.5)\text{:SiO}_2(0.5)$ and $\text{GeO}(0.5)\text{:SiO}(0.5)$ with argon ions on cold Si(100) and fused quartz substrates in high vacuum. The operating modes of the ion source required for the formation of germanium nanocrystals in $\text{GeO}\text{:SiO}$ and $\text{GeO}\text{:SiO}_2$ films were found. Then the films were annealed at temperatures up to 900 °C. The presence and phase composition of germanium nanoclusters in the films satisfied the necessary conditions for laser generation and the distribution of radiation in the far zone depending on the relative position of the planes of the LD waveguide and the waveguide of the external planar structure. It is shown that the high-order transverse mode predominates in laser generation, with a significant decrease in the spectral width of the radiation and stabilization of the spectrum in the entire range of operating currents. Laser generation on the nonradiative and leaky waveguide modes of the external planar structure is demonstrated.

Keywords: ion sputtering; laser generation; planar waveguide; waveguide mode; leaky mode.

REFERENCES

1. Thompson G. H. B., Opto-electronics **4**, 257 (1972).
2. Bachert H.-U., Bogatov A. P. and Eliseev P. G., Quantum Electronics **5** (3), 603 (1978).
3. Goldberg L., Surette M. R. and Mehuys D., Appl. Phys. Lett. **62**, 2304 (1993).
4. Raab V. and Menzel R., Optics Letters **27** (3), 167 (2002).
5. Thestrup B., Chi M. and Petersen P. M., Proc. SPIE **5336**, 39 (2004).
6. Jechow A., Raab V., Menzel R., Cenker M., Stry S. and Sacher J., Optics Communications **277**, 161 (2007).
7. Svetikov V. V. and Nurligareev D. H., Quantum Electronics **44** (9), 810 (2014).
8. Svetikov V. V. and Kononov M. A., Quantum Electronics **48** (8), 706–710 (2018).
9. Astankova K. N., Gorokhov E. B., Volodin V. A., Marin D. V., Azarov I. A. and Latyshev A. V., Russian nanotechnologies **11** (5–6), 59 (2016).
10. Gorshkov O. N., Dudin Yu. A., Kamin V. A. et al., Letters to the Journal of Technical Physics **31** (12), 39–47 (2005).
11. Hansperger R. Integral Optics: Theory and Technology: Trans. from English. Moscow: Mir, 1985.

12. Burkhanov G. S., Lachenkov S. A., Bashlakov A. U., Kirillova V. M., Sdobyrev V. V. and Kononov M. A., *Inorganic Materials: Applied Research* **13** (2), 466–472 (2022).
13. Burkhanov G. S., Lachenkov S. A., Kononov M. A., Bashlakov A. U., Kirillova V. M. and Sdobyrev V. V., *Advanced materials*, № 10, 37–46 (2021).
14. Burkhanov G. S., Lachenkov S. A. and Kononov M. A., *Journal of Physics: Conference Series* 012033 (2018).
15. Svetikov V., Ivonin I., Koshelev A.; Velikov L., Vorobiev Yu., Goltsov A. and Yankov V., *Proceedings of SPIE* **7918**, 79180P (2011).
16. Svetikov V., Peroz C., Ivonin I., Dhuey S., Cabrini S., Babin S., Goltsov A. and Yankov V., *J. Opt. Soc. Am. B* **30** (3), 610–614 (2013).
17. Helan Mikel R., Cip O. and Jedlicka P., *Proc. of SPIE* **7155**, 71552T (2008).
18. Stolpner L., Lee S., Li S., Mehnert A., Mols P., Siala S. and Bush J., *Proc. of SPIE* **7004**, 700457 (2008).
19. Alalusi M., Brasil P., Lee S., Mols P., Stolpner L., Mehnert A. and Li Steve, *Proc. of SPIE* **7316**, 73160X (2009).
20. Venus G. B., Sevan A., Smirnov V. I. and Glebov L. B., *Proc. of SPIE* **5711**, 166–176 (2005).
21. Vinogradov S. V., Kononov M. A., Savranskii V. V. and Valyanskii S. I., *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* **2**, 3 (2003).

Об авторах

Кононов Михаил Анатольевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН (119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38). E-mail: mike@kapella.gpi.ru SPIN-код РИНЦ 8607-2597, Author ID 30241

Светиков Владимир Васильевич, к.ф.-м.н., научный сотрудник, Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН (119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38). E-mail: vl.svetikov@gmail.com SPIN-код РИНЦ 7500-2560, Author ID 30329

Пустовой Владимир Иванович, заведующий отделом ЛФ, Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН (119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38). Author ID 18514

УДК 536.331
EDN: GELGTW

PACS: 44.40.+a

Динамики переключения кремниевой пластины из низкотемпературного в высокотемпературное состояние при бистабильном режиме радиационного теплообмена с элементами лампового реактора© В. В. Овчаров^{1,2,*}, А. Л. Куреня¹, В. П. Пригара¹¹ Ярославский филиал Физико-технологического института им. К. А. Валиева
НИЦ «Курчатовский институт», г. Ярославль, 150007 Россия

* E-mail: ovcharov.vlad@gmail.com

² Ярославский государственный аграрный университет, г. Ярославль, 150042 Россия

Статья поступила в редакцию 9.01.2025; после доработки 14.02.2025; принята к публикации 11.08.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11; 1.3.14

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование динамики переключения кремниевой пластины из низкотемпературного в высокотемпературное состояние в термическом реакторе установки термоградиентной обработки пластин в отсутствие термодинамического равновесия. При моделировании процесса переключения кремниевой пластины учтена зависимость температуры поглощения излучения от температуры нагревателя. Выполнено сравнение экспериментальных данных и результатов численного моделирования. Показано, что при значениях переключающего сигнала на ламповом блоке реактора, превышающем критическое значение, наблюдается существенное замедление динамики переключения системы между устойчивыми состояниями вблизи точки бифуркации, заметно увеличивающее время переключения пластины.

Ключевые слова: радиационный теплообмен; температурная и оптическая бистабильность; эффект критического затягивания (замедления); термический реактор; кремниевая пластина; эффективный коэффициент теплообмена; поглотитель.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-4-113-118

Введение

Явление оптической бистабильности интенсивно исследуется в последние десятилетия в связи с проблемой создания оптических логических устройств [1]. Возможность существования температурной бистабильности при естественном радиационном теплообмене в материале со скачкообразно возрастающей при увеличении температуры излучательной способностью была показана теоретически в работе [2]. Впервые об экспериментальном обнаружении температурной и оптической бистабильности при радиационном теплообмене докладывалось в работе [3] для кремниевой пластины в термическом реакторе установки быстрого термического отжига (БТО) и

там же был проведен подробный теоретический анализ этого явления в стационарных условиях теплообмена. Время выхода на стационарный режим теплообмена пластины с элементами термического реактора в зависимости от температуры нагревателя находится в пределах от 5 до 10 минут. Однако, длительность быстрых термических процессов в технологии микроэлектроники, для которых, как предполагается, может быть использован этот эффект, в настоящее время лежит в диапазоне от 10^{-4} до 10^2 с [4, 5]. То есть они протекают в заведомо нестационарных условиях и поэтому важно понимать, как проявляется эффект бистабильности при столь коротких временах термических процессов.

Целью данной работы является экспериментальное и теоретическое исследование динамики переключения кремниевой пластины из низкотемпературного в высокотемпературное состояние при бистабильном режиме теплообмена пластины с элементами термического реактора установки БТО.

Модель термического реактора

Экспериментальное исследование динамики переключения кремниевой пластины проводилось в установке термоградиентной обработки пластин, подробное описание которой дано в работе [6]. Блок-схема рабочей камеры установки приведена в работе [6], а схематическое изображение ее реактора представлено на рис. 1. Измерение температуры пластины в стационарном режиме осуществлялось с помощью хромель-алюмелевой термопары, а ее оптические свойства контролировались пирометром М680 с кремниевым датчиком по методике, описанной в работе [3]. В нестационарном режиме контроль температуры с помощью термопары был неэффективен вследствие ее инерционности, и непосредственно контролировались только оптические свойства пластины посредством пирометра. Соответствие между показаниями пирометра и температурой пластины устанавливались расчетным путем, используя разработанную в [3] методику расчета.

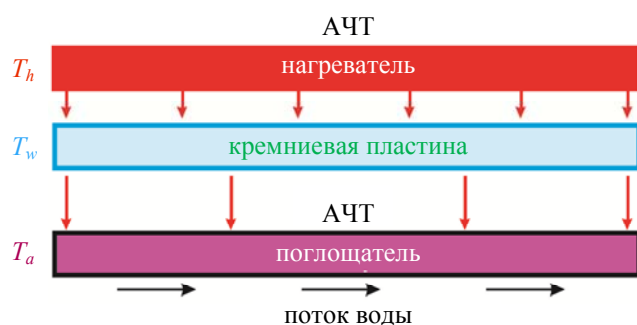


Рис. 1. Модель термического реактора установки термоградиентной обработки пластин

Экспериментальные результаты

Методика эксперимента проиллюстрирована на рис. 2. На нижнем рисунке 2б показана стационарная температурная петля гистерезиса, соответствующая нагреву (красная

сплошная кривая) и охлаждению (синяя пунктирная кривая) кремниевой пластины в термическом реакторе (см. работу [3]. На верхнем рисунке 2а изображена пирометрическая кривая, соответствующая температурной петле гистерезиса. После предварительного подогрева пластины (точка 0 на температурной и пирометрической передаточных характеристиках) на ламповый блок подается серия ступенчатых сигналов напряжения с амплитудой ΔU , величина которой постепенно возрастает. Предполагается, что при малых амплитудах ΔU кремниевая пластина остается в низкотемпературном состоянии вплоть до некоторого критического значения амплитуды ΔU_{cr} , после которого пластина переходит в высокотемпературное состояние (точка F). Такому переходу соответствует эффект критического затягивания (замедления), описанный в работах [7–9]. Суть эффекта состоит в том, что при амплитудах переключающего сигнала близким к критическим значениям время переключения пластины из низкотемпературного состояния в высокотемпературное может достигать очень больших значений.

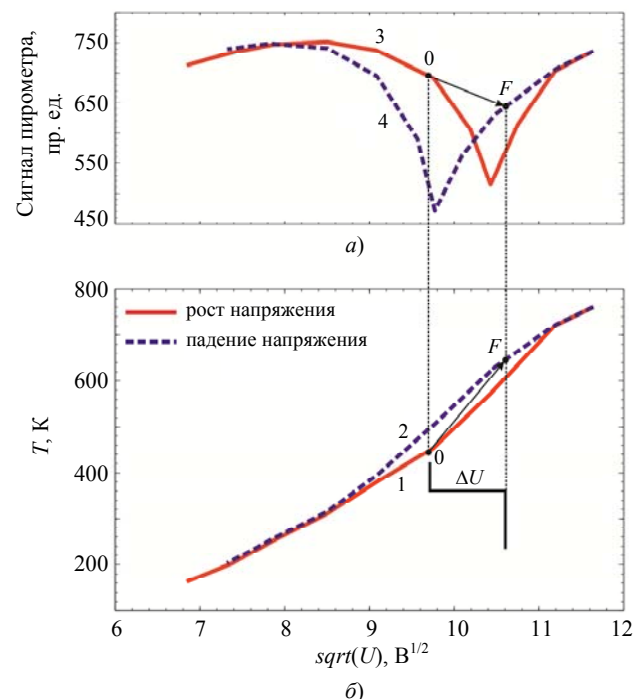


Рис. 2. Переход изображающей точки с низкотемпературной (положение 0) на высокотемпературную ветвь (положение F) передаточной характеристики кремниевой пластины при подаче скачкообразного напряжения на ламповый блок установки БТО. (а) пирометрическая характеристика; (б) температурная передаточная характеристика

На рис. 3 представлена зависимость показаний двух разных пирометрических датчиков от времени при воздействии на пластину скачкообразного изменения плотности потока некогерентного излучения. Первый датчик фиксировал излучение ламп, а второй, расположенный под кремниевой пластиной, сумму прошедшего и собственного излучения пластины. Показаниям первого датчика соответствуют ступенчатые кривые в верхней части рисунка. Значения амплитуды переключающего сигнала ΔU указано в легенде к рисунку и соответствует разным цветам этих кривых. В нижней части рисунка расположены пирометрические кривые, снятые вторым датчиком, расположенным под пластиной. Цвета кривых, снятые первым и вторым датчиком одинаковы для одного и того же значения амплитуды ΔU . Интерпретация показаний второго пирометра изложена в работе [10].

На пирометрических кривых, снятых вторым датчиком можно выделить четыре участка. На первом участке наблюдается резкий максимум, соответствующий, скачку напряжения на ламповом блоке. На втором участке происходит спад пирометрического сигнала от максимального до минимального значения, которому соответствует увеличение поглощательной и уменьшение пропускательной способности кремниевой пластины с ростом температуры. На этом участке плотность потока прошедшего излучения выше плотности потока собственного излучения пластины. Третьему участку соответствует подъём пирометрического сигнала от минимального значения до значения, соответствующего стационарному значению температуры пластины. На этом участке плотность потока собственного излучения становится выше плотности потока излучения прошедшего через пластину.

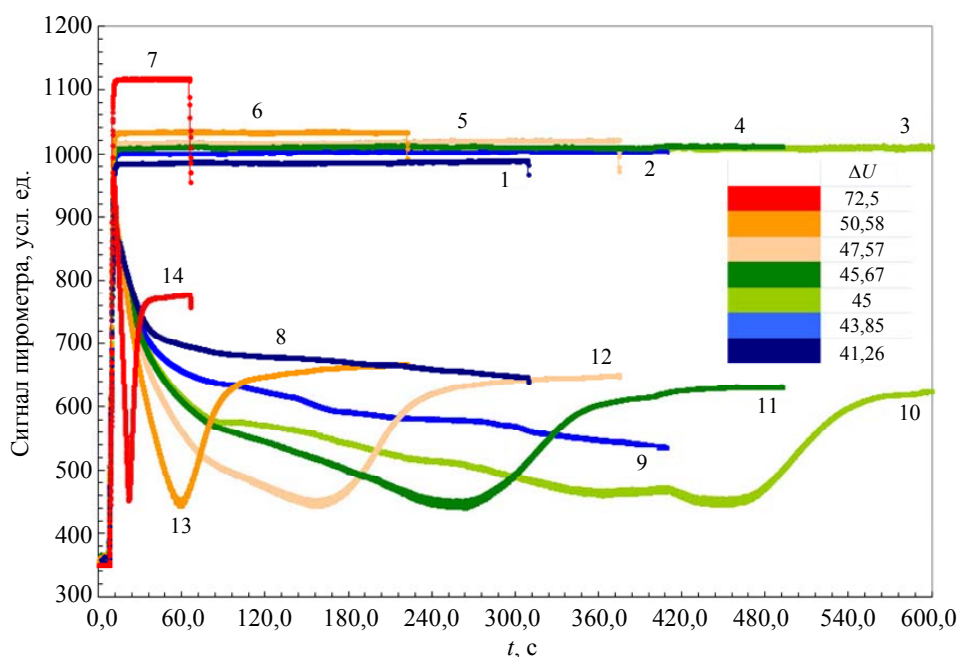


Рис. 3. Пирометрические кривые, снятые датчиками излучения пирометра М680. Верхние кривые соответствуют излучению ламп, нижние – комбинации прошедшему кремниевую пластину и собственному излучению пластины

Моделирование процесса переключения кремниевой пластины и обсуждение результатов

На рис. 4 представлены семейства кривых, описывающих зависимость температуры кремниевой пластины и поглотителя (предполагается, что его температура может меняться в процессе теплообмена с кремниевой пластиной и нагревателем), а также сигнала пирометра, расположенного под кремниевой пластиной, от времени при скачкообразном увеличении температуры нагревателя от 300 К до значения T_{hmax} . Значение T_{hmax} меняется от 1220 К, при котором пластина остаётся в низкотемпературном состоянии, до 1255 К, соответствующем быстрому переключению пластины в высокотемпературное состояние. Зависимости температуры кремниевой пластины $T_w(t)$ и поглотителя $T_a(t)$ от времени

метра, расположенного под кремниевой пластиной, от времени при скачкообразном увеличении температуры нагревателя от 300 К до значения T_{hmax} . Значение T_{hmax} меняется от 1220 К, при котором пластина остаётся в низкотемпературном состоянии, до 1255 К, соответствующем быстрому переключению пластины в высокотемпературное состояние. Зависимости температуры кремниевой пластины $T_w(t)$ и поглотителя $T_a(t)$ от времени

получены в результате решения системы нестационарных уравнений теплового баланса для пластины и поглотителя, выведенных в работе [11] с использованием приближения серых тел. При расчётах толщина кремниевой пластины предполагалась $d_w = 450$ мкм. Остальные параметры выбирались из соображений наибольшей близости вида теоретической и экспериментальных пирометрических кривых: $h_{\text{eff}} = 50$ Вт/(м²·К), $h_l = 80$ Вт/(м²·К), $c_a \rho_a d_a = 5 \times 10^3$ Дж/(м²·К), $T_0 = 300$ К.

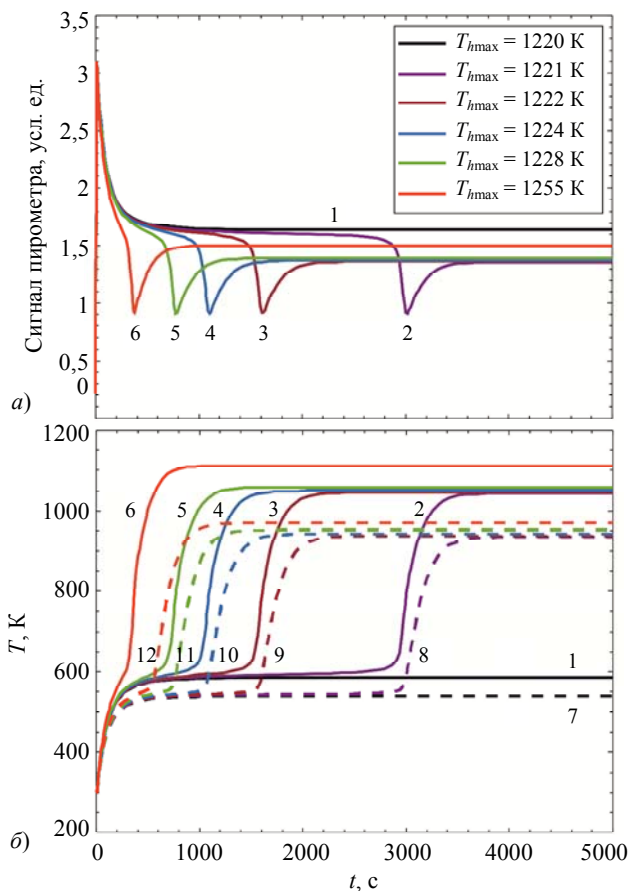


Рис. 4. Расчётная зависимость сигнала пирометра (а), температуры кремниевой пластины (сплошные кривые) и поглотителя (пунктирные кривые) (б) от времени при ступенчатом увеличении температуры нагревателя от 300 К до температуры $T_{h\max}$

Анализ рис. 4б показывает, что критическое значение максимальной температуры нагревателя $T_{h\max}$ лежит между значениями 1220 и 1221 К. При $T_{h\max} = 1220$ К кремниевая пластина находится ещё в низкотемпературном состоянии (чёрные кривые), а при $T_{h\max} = 1221$ К пластина переходит в высокотемпературное состояние, хотя и с большим временем задержки ~ 3000 с. На рис. 4а низ-

котемпературному состоянию соответствует самая высокая (чёрная) пирометрическая кривая, характеризующая полупрозрачное состояние пластины. Переключению пластины на рисунке 4а соответствует фиолетовая кривая, причём скачку температуры пластины при её переключении соответствует резкий минимум на пирометрической кривой. Дальнейшее увеличение температуры, вплоть до $T_{h\max} = 1228$ К не меняет вида температурных и пирометрических кривых, а лишь сдвигает температурный скачок, соответствующий переходу пластины в высокотемпературное состояние влево вдоль оси времени. При этом максимальное значение температуры кремниевой пластины, примерно, 1200 К, практически, не меняется. Дальнейшее увеличение $T_{h\max}$ не только уменьшает время переключения пластины, но и приводит к быстрому увеличению её максимальной температуры. Так увеличение $T_{h\max}$ на 17 К от 1228 до 1255 К приводит к увеличению максимального значения температуры пластины на 200 К (красные кривые на рис. 4а и 4б).

Сравнение экспериментальных (рис. 3) и расчётных (рис. 4а) пирометрических кривых показывает, что критическое значение амплитуды скачка напряжения на ламповом блоке ΔU_{cr} находится в диапазоне между 41,26 и 43,85 В. Сдвиг минимума экспериментальной пирометрической кривой в диапазоне амплитуд переключающего напряжения от 43,85 до 47,57 В при не меняющемся значении пирометрической кривой на конечном участке, позволяет сделать вывод о наличии критического затягивания в процессе переключения кремниевой пластины из низкотемпературного в высокотемпературное состояние. Дальнейшее увеличение ΔU приводит к существенному уменьшению времени переключения и увеличению температуры пластины в полном соответствии с поведением теоретических кривых.

Заключение

В работе исследована динамика переключения кремниевой пластины из низкотемпературного в высокотемпературное состояние в зависимости от величины скачка напряжения ΔU на ламповом блоке установ-

ки термоградиентной обработки пластин. Проведено сравнение экспериментальных данных и результатов численного моделирования. Показано, что существует критическое значение ΔU_{cr} , при котором происходит переключение пластины. Получено экспериментальное подтверждение существования явления критического затягивания (замедления) при переключении пластины в термическом реакторе при значениях амплитуды ΔU , превышающих критическое значение ΔU_{cr} .

Работа выполнена в рамках Государственного задания Физико-технологическому институту им. К. А. Валиева НИИЦ «Курчатовский институт» по теме № FFNN-2022-0018.

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гиббс Х. Оптическая бистабильность: управление светом с помощью света. — М.: Мир, 1988.

2. Рудаков В. И., Овчаров В. В., Пригара В. П. / Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. № 16. С. 79–87. doi: 10.1134/S1063785008080282.

3. Rudakov V. I., Ovcharov V. V., Kurennya A. L., Prigara V. P. / Microelectronic engineering. 2012. Vol. 93. P. 67–73. doi: 10.1016/j.mee.2011.11.018.

4. Kennel H. W., Giles M. D., Diebel M., Keys P. H., Hwang J., Govindaraju S., Liu M., Budrevich A. / 14th IEEE International Conference on Advanced Thermal Processing of Semiconductors RTP. — Kyoto, 2006. P. 85–91. doi: 10.1109/RTP.2006.367986.

5. Alptekin E., Ozturk M. C., Misra V. / IEEE Electron Device Lett. 2009. Vol. 30. № 4. P. 331–333. doi: 10.1109/LED.2009.2014182.

6. Мочалов Б. В., Рудаков В. И. / Приб. Техн. Эксп. 1996. № 2. С. 155–157.

7. Tredicce J. R., Lippi G. L., Mandel P., Charasse B., Chevalier A., Picqué B. / American Journal of Physics. 2004. Vol. 72. № 6. P. 799–809. doi: 10.1119/1.1688783.

8. Garmire E., Marburger J. H., Allen S. D., Winful H. G. / Applied Physics Letters. 1979. Vol. 34. № 6. P. 374–376. doi: 10.1063/1.90794.

9. Любин В. М., Тухомиров В. К. / Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. Вып. 1. С. 25–28.

10. Ovcharov V. V., Kurennya A. L., Rudakov V. I., Prigara V. P. / International Conference on Micro-and Nano-Electronics 2016. SPIE. 2016. Vol. 10224. P. 510–521. doi: 10.1117/12.2266553.

11. Rudakov V. I., Kurennya A. L., Ovcharov V. V., Prigara V. P. / International Conference Micro-and Nano-Electronics 2012. SPIE. 2013. Vol. 8700. P. 59–69. doi: 10.1117/12.2018016.

PACS: 44.40.+a

Silicon wafer switching dynamics from low temperature to high temperature state in bistable mode of radiation heat exchange with elements of a lamp reactor

V. V. Ovcharov^{1,2,*}, F. L. Kurennya¹ and V. P. Prigara¹

¹ Yaroslavl Department of Valiev Institute of Physics and Technology "NRC "Kurchatov Institute", Yaroslavl, 150007 Russia

* E-mail: ovcharov.vlad@gmail.com

² Yaroslavl State Agrarian University, Yaroslavl, 150042 Russia

Received 9.01.2025; revised 14.02.2025; accepted 11.08.2025

The switching dynamics of a silicon wafer from low temperature to high temperature states in the thermal reactor of the thermogradient treatment setup has been experimentally and theoretically carried out under conditions far from thermodynamic equilibrium. The simulation of the switching process in the silicon wafer has been considered with regard to radiative absorber temperature versus temperature of heater. The comparison of the experimental data and the calculated results has been made. It is shown that when the control switching signal values on the lamp block of the reactor exceed the critical value, the effect of critical delay (slowing down) has been observed, significantly increasing the switching time of the wafer.

Keywords: radiation heat exchange; optical and temperature bistability; the effect of critical delay (slowing down); a thermal reactor; a silicon wafer; an effective heat exchange coefficient; a radiative absorber.

REFERENCES

1. Gibbs H. M., Optical bistability: controlling Light with light. NY, Academi Press, Inc., 1985.
2. Rudakov V. I., Ovcharov V. V. and Prigara V. P., Technical Physics Letters **34**, 718–721 (2008). doi: 10.1134/S1063785008080282.
3. Rudakov V. I., Ovcharov V. V., Kurennya A. L. and Prigara V. P., Microelectronic engineering **93**, 67–73 (2012). doi: 10.1016/j.mee.2011.11.018.
4. Kennel H. W., Giles M. D., Diebel M., Keys P. H., Hwang J., Govindaraju S., Liu M. and Budrevich A., 14th IEEE International Conference on Advanced Thermal Processing of Semiconductors RTP. Kyoto, 2006, pp. 85–91. doi: 10.1109/RTP.2006.367986.
5. Alptekin E., Ozturk M. C. and Misra V., IEEE Electron Device Lett. **30** (4), 331–333 (2009). doi: 10.1109/LED.2009.2014182.
6. Mochalov B. V. and Rudakov V. I., Instruments and Experimental Techniques **39** (2), 302–304 (1996).
7. Tredicce J. R., Lippi G. L., Mandel P., Charasse B., Chevalier A. and Picqué B., American Journal of Physics **72** (6), 799–809 (2004). doi: 10.1119/1.1688783.
8. Garmire E., Marburger J. H., Allen S. D. and Winful H. G., Applied Physics Letters **34** (6), 374–376 (1979). doi: 10.1063/1.90794.
9. Lyubin V. M. and Tikhomirov V. K., JETP letters **55** (1), 23–26 (1992).
10. Ovcharov V. V., Kurennya A. L., Rudakov V. I. and Prigara V. P., International Conference on Micro-and Nano-Electronics 2016. SPIE **10224**, 510–521 (2016). doi: 10.1117/12.2266553.
11. Rudakov V. I., Kurennya A. L., Ovcharov V. V. and Prigara V. P., International Conference Micro-and Nano-Electronics 2012. SPIE **8700**, 59–69 (2013). doi: 10.1117/12.2018016.

Об авторах

Овчаров Владимир Викторович, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Ярославский филиал Физико-технологического института им. К. А. Валиева НИЦ «Курчатовский институт» (Россия, 150007, г. Ярославль, Университетская, 21); Ярославский государственный аграрный университет (Россия, 150042, г. Ярославль, Тутаевское шоссе, 58). E-mail: ovcharov.vlad@gmail.com SPIN-код РИНЦ 6897-2529, Author ID 9065

Куреня Алексей Леонидович, ведущий электроник, Ярославский филиал Физико-технологического института им. К. А. Валиева НИЦ «Курчатовский институт» (Россия, 150007, г. Ярославль, Университетская, 21). E-mail: ftian.alex@mail.ru

Пригара Валерия Павловна, к.ф.-м.н., научный сотрудник, Ярославский филиал Физико-технологического института им. К. А. Валиева НИЦ «Курчатовский институт» (Россия, 150007, г. Ярославль, Университетская, 21). E-mail: prigalera@yandex.ru SPIN-код РИНЦ 4903-1219, Author ID 138758

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 (полужирным 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 «Список литературы». Примеры обозначения в разделе "Список литературы" 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 («Список литературы») 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 $U_{\text{вх}}$, $I_{\text{вых}}$, $v_{\text{гр}}$ 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 сопровождается сноской со знаком охраны авторского права ©, поставленным перед фамилией автора (фамилиями авторов). В статье указывается также дата поступления статьи в редакцию.

Прикладная физика: Научно-технический журнал / ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», 2025. № 4. С. 1–121.

Подписано в печать 16.08.2025

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

