

ISSN 2307-4469
ISSN 2949-5636 (Online)

УСПЕХИ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

2025
ТОМ 13
№ 3

USPEKHI
PRIKLADNOI
FIZIKI

Учредитель журнала
Акционерное общество «НПО «Орион» –
Государственный научный центр Российской Федерации (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»)
Журнал зарегистрирован в реестре Роскомнадзора – ПИ № ФС 77-53027
Международный стандартный серийный номер – ISSN 2307-4469
Выходит 6 раз в год

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

Редакционная коллегия

Болтарь Константин Олегович, д.ф.-м.н., профессор (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»);
Васильяк Леонид Михайлович, д.ф.-м.н., профессор (*зам. гл. ред.*) (Объединенный институт высоких температур РАН);
Гуляев Юрий Васильевич, д.ф.-м.н., академик РАН (Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН);
Гусейн-заде Намик Гусейнович, д.ф.-м.н., профессор (Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук);
Двуреченский Анатолий Васильевич, д.ф.-м.н., член-корреспондент РАН (Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН);
Иванов Вячеслав Алексеевич, к.ф.-м.н., доцент (Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук);
Иванов Виктор Владимирович, д.ф.-м.н., профессор, член-корреспондент РАН (Московский физико-технический институт);
Климанов Евгений Алексеевич, д.т.н., профессор (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»);
Латышев Александр Васильевич, д.ф.-м.н., академик РАН, профессор (Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН);

Лебедев Юрий Анатольевич, д.ф.-м.н. (Институт нефтехимического синтеза РАН);
Майоров Сергей Алексеевич, д.ф.-м.н. (Объединенный институт высоких температур РАН);
Никитов Сергей Аполлонович, д.ф.-м.н., академик РАН, профессор (Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН);
Пономаренко Владимир Павлович, д.ф.-м.н., профессор (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»);
Попов Сергей Викторович, д.т.н., профессор (Холдинг «Швабе»);
Сигов Александр Сергеевич, д.ф.-м.н., академик РАН, профессор (МИРЭА – Российский технологический университет);
Холоднов Вячеслав Александрович, д.ф.-м.н., профессор (Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН);
Хомич Владислав Юрьевич, д.ф.-м.н., академик РАН (Институт электрофизики и электроэнергетики РАН);
Яковлева Наталья Ивановна, д.т.н. (ГНЦ РФ АО «НПО «Орион»);
Ямщиков Владимир Александрович, д.т.н., член-корреспондент РАН (Институт электрофизики и электроэнергетики РАН)

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

Адрес редакции журнала «Успехи прикладной физики»:
111538, Москва, ул. Косинская, д. 9,
АО «НПО «Орион».

Телефон: 8 (499) 374-82-40
E-mail: advance@orion-ir.ru. Internet: advance.orion-ir.ru

Успехи прикладной физики®

© Редакция журнала «Успехи прикладной физики», составление, 2025

© Редакция журнала «Успехи прикладной физики», оформление, 2025

Журнал представлен в Перечне ВАК и включен в базы данных Научной Электронной Библиотеки (РИНЦ) и Chemical Abstracts (CA)

A Founder of the Journal

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

ISSN 2307-4469

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

Editorial Board

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

Address of the Editorial Staff:
Uspekhi Prikladnoi Fiziki
Orion R&P Association, JSC
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia

Phone: +7 (499) 374-82-40
E-mail: advance@orion-ir.ru. Internet: advance.orion-ir.ru

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

УСПЕХИ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ[®]

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

2025, том 13, № 3

Основан в 2013 г.

Москва

СОДЕРЖАНИЕ

ОБЩАЯ ФИЗИКА

Фотоиндуцированная деградация замещенных фенолов в водных растворах с использованием УФ-излучения KrCl, XeBr и XeCl эксимерных ламп

Соколова И. В., Федорова А. А., Самсонова Л. Г.

175

ФОТОЭЛЕКТРОНИКА

Влияние механических свойств твердых растворов HgCdTe на надежность фотоприемных устройств (Обзор)

Яковлева Н. И., Болтарь К. О., Власов П. В., Мирошникова И. Н., Рудневский В. С.

182

Неоднородность чувствительности матриц ИК-фотоприемников вследствие дифракции при фотолитографических процессах

Болтарь К. О., Седнев М. В., Трухачев А. В., Кожаринова Е. А., Лопухин А. А., Пермикина Е. В., Баширова Е. В.

194

Радиационная стойкость светоизлучающих и фотоприемных структур для оптоэлектронных пар на базе гетероэпитаксиальных слоев Ge/Si

Иванова М. М., Кабальнов Ю. А., Качемцев А. Н., Скупов А. В.

201

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ

Прикладные и фундаментальные исследования по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу в России в 2024 году (Обзор)

Гришина И. А., Иванов В. А.

209

Восстановление радиального профиля температуры разряда с жидким катодом и металлическим анодом

Барин Ю. А.

234

Временные характеристики процесса инициирования вакуумного искрового разряда излучением оптического диапазона

Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Матвеев А. А., Ревазов В. О., Скоробогатых М. С., Якубов Р. Х.

241

Очистка металлургического кремния от металлических примесей в электронно-пучковой плазме паров воды <i>Константинов В. О., Шукин В. Г.</i>	251
--	-----

ЭЛЕКТРОННЫЕ, ИОННЫЕ И ЛАЗЕРНЫЕ ПУЧКИ

Система автоматической прецизионной угловой коррекции лазерного пучка, фокусируемого на движущийся объект <i>Бушук С. Б., Назаренко П. Н., Пекаревич В. В., Тавтын Р. А.</i>	256
Характеристики источника протонов на основе сильноточного импульсного отражательного разряда с полым катодом <i>Гушенец В. И., Бугаев А. С., Окс Е. М., Фролова В. П., Хомутова У. В.</i>	263

ФИЗИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

Оптические, структурные и фотоэлектрические свойства плёнок Mg_2Si, сформированных на кремнии <i>Поляков А. В., Фомин Д. В., Шольгин И. О., Галкин Н. Г., Галкин К. Н., Чернев И. М.</i>	271
---	-----

ПЕРСОНАЛИИ

Юбилей Александра Сергеевича Сигова	285
-------------------------------------	-----

ИНФОРМАЦИЯ

Правила для авторов	287
---------------------	-----

USPEKHI PRIKLADNOI FIZIKI (ADVANCES IN APPLIED PHYSICS)

THE SCIENTIFIC AND TECHNICAL JOURNAL

2025, Vol. 13, № 3

Founded in 2013

Moscow

CONTENTS

GENERAL PHYSICS

Photoinduced degradation of substituted phenols in aqueous solutions using UV radiation from KrCl, XeBr and XeCl excilamps

Sokolova I. V., Fedorova A. A. and Samsonova L. G.

175

PHOTOELECTRONICS

Influence of HgCdTe solid alloys mechanical properties on the photodetector reliability (a review)

Iakovleva N. I., Boltar K. O., Vlasov P. V., Miroshnikova I. N., Rudnevsky V. S.

182

IR Focal Plane Arrays sensitivity non-uniformity due to photolithographic processes diffraction

Boltar K. O., Sednev M. V., Trukhachev A. V., Kozharinova E. A., Lopukhin A. A., Permikina E. V. and Bashkirova E. V.

194

Radiation resistance of light emitting and photodetector structures for optoelectronic pairs on the basis of Ge/Si heteroepitaxial layers

Ivanova M. M., Kabalnov Yu. A., Kachemtsev A. N. and Skupov A. V.

201

PLASMA PHYSICS AND PLASMA METHODS

Applied and fundamental research in the field of plasma physics and controlled fusion in Russia in 2024

Grishina I. A. and Ivanov V. A.

209

Reconstruction of the radial temperature profile of a discharge with liquid non-metallic electrodes

Barinov Yu. A.

234

Time characteristics of the process of initiation of vacuum spark discharge by optical radiation

Davydov S. G., Dolgov A. N., Matveev A. A., Revazov V. O., Skorobogatykh M. S., and Yakubov R. H.

241

Purification of metallurgical silicon from metal impurities in water vapor electron-beam Plasma

Konstantinov V. O. and Shchukin V. G.

251

ELECTRON, ION, AND LASER BEAMS

Automatic precision angular correction system for a laser beam focused on a moving object

Bushuk S. B., Nazarenko P. N., Pekarevich V. V. and Tavtyn R. A.

256

Characteristics of a proton source based on a high-current pulsed reflex discharge with a hollow cathode

Gushenets V. I., Bugaev A. S., Oks E. M., Frolova V. P. and Khomutova U. V.

263

PHYSICAL SCIENCE OF MATERIALS

Optical, structural, and photoelectric properties of Mg₂Si films formed on silicon

Polyakov A. V., Fomin D. V., Sholygin I. O., Galkin N. G., Galkin K. N. and Chernev I. M.

271

PERSONALIA

Anniversary of A. S. Sigov

285

INFORMATION

Rules for authors

287

УДК 539.372, 671.7.069.225, 547.56
EDN: OTDIXQPACS: 33.20.-t, 33.50Dq, 82.50.-m,
92.20Ny**Фотоиндуцированная деградация замещенных фенолов в водных растворах с использованием УФ-излучения KrCl, XeBr и XeCl эксилламп**

© И. В. Соколова*, А. А. Федорова, Л. Г. Самсонова

Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, 634050 Россия
*E-mail: irsokol783@gmail.com*Статья поступила в редакцию 4.04.2025; после доработки 5.05.2025; принята к публикации 2.06.2025*
Шифр научной специальности: 1.3.6

Исследовано изменение спектрально-люминесцентных свойств ряда замещенных фенолов под действием излучения эксилламп. Получены кинетические закономерности фотоиндуцированной деградации в воде замещенных фенола: 2,6-ди(гидроксиметил)-4-метилфенола и 4-цианофенола. Рассчитаны квантовые выходы фотопревращения исследуемых соединений. Показано, что для 2,6-ди(гидроксиметил)-4-метилфенола наибольшая фотодegradация наблюдается при использовании XeBr эксиллампы. При прямом фотолизе не получено заметной деградации 4-цианофенола.

Ключевые слова: УФ-излучение; эксиллампы; спектры поглощения и флуоресценции фенолы; 4-цианофенол; 2,6-ди(гидроксиметил)-4-метилфенол; квантовый выход фотопревращения.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-3-175-181

Введение

Вода является переносчиком и аккумулятором загрязнений различного типа, которые накапливаются в результате попадания промышленных и бытовых стоков в водоемы. Человек несет ответственность за 80 % загрязнений Мирового океана, прежде всего из-за сбросов в реки [1]. Естественные изменения в природной среде происходят медленно, антропогенное же вмешательство проявляется достаточно быстро и не оставляет шансов на приспособление к изменениям окружающей среды, особенно для высших организмов [2]. Однако современные технологии уже не могут обойтись без многих химических материалов и продуктов химической промышленности. Источники химических загрязняющих веществ чрезвычайно разнообразны. Появилась необходимость в пересмотре старых и разработке новых технологий, направленных на сбережение ресурсов и охрану окружающей среды.

Истории изучения и применения ультрафиолетового (УФ) излучения уже более 100 лет. Но научно-техническое осознание того факта, что УФ-излучение (когда энергия кванта сопоставима с энергией химической связи) является уникальным инструментом для проведения многих физико-химических процессов в различных средах, появилось лишь в конце прошлого века [3]. Стала ясна актуальность обработки воды нехимическими методами, так как был выявлен значительный вред, наносимый человеку и природе хлором и его производными при традиционном хлорировании природных и сточных вод [4]. Несмотря на то, что хлорирование до сих пор остается самым распространенным методом обеззараживания воды, в настоящее время его использование для обработки воды постоянно сокращается [3]. Один из физических методов очистки воды, УФ-облучение, динамично развивается в последние годы. Были созданы новые типы источников, которые и обеспечили возможности применения УФ технологий в

различных областях. Актуальным является исследование эффективности источников УФ-излучения, позволяющих оказывать влияние на электронно-возбужденные состояния загрязнителей. Лампы на эксимерных и эксилексных молекулах имеют спектральные характеристики, позволяющие воздействовать на исследуемые молекулы различными длинами волн в ультрафиолетовой области спектра [5, 6]. В современных условиях существенную роль среди загрязнителей играют фенолы техногенного происхождения, так как на стадиях производства и использования они попадают в окружающую среду [7, 8].

Цель данной работы – получить кинетические закономерности фотоиндуцированной деградации замещенных фенола: 2,6-ди(гидроксиметил)-4-метилфенола и 4-цианофенола под действием излучения эксиламп и рассчитать квантовые выходы фотопревращения исследуемых молекул.

Оба соединения являются загрязнителями окружающей среды и могут образовываться как промежуточные или конечные продукты в различных процессах производства и использования химических соединений. Оксиметильные производные фенолов широко используются в качестве добавок, дубителей, отвердителей смол [9], а также при синтезе каталитических систем для получения олигомеров этилена [10]. Второе соединение – 4-цианофенол (синоним: *n*-гидроксibenзонитрил) применяется как промежуточный продукт для жидких кристаллов, для синтеза коммерческого гербицида, в качестве компонента смеси эвтектических растворителей [11], интерес к которым значительно вырос в последние годы.

Объекты и методы исследования

В качестве объектов исследования были выбраны производные фенола: и 2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенол (хим. чистота 98 %) (Aldrich, США). Изучение их фотодеградации помогает разрабатывать методы эффективного удаления таких соединений из окружающей среды. Спектральные характеристики их водных растворов (5×10^{-6} М) зарегистрированы на спектрофлуориметре CM2203 («Солар», Беларусь), в котором предусмотрена возможность измерения спектров флуоресценции и

поглощения. Длина оптического пути кварцевой кюветы 10 мм. Спектры поглощения регистрировали в интервале 200–400 нм, а спектры флуоресценции в интервале 200–500 нм. В качестве источника УФ-излучения были использованы импульсные эксилампы на рабочих молекулах K₂Cr₂O₇ (222 нм), 282 нм (XeBr) и 308 нм (XeCl) с параметрами $\Delta\lambda = 5\text{--}10$ нм, $W_{\text{пик}} = 18$ мВт/см², $f = 200$ кГц, длительность импульса 1 мкс, разработанные в Институте сильноточной электроники СО РАН (г. Томск) под руководством проф. В. Ф. Тарасенко [5, 6]. Облучение водных растворов исследуемых соединений проводилось в стационарном режиме. Время облучения 1–160 мин.

При рассмотрении изменения интенсивности флуоресценции соединений при УФ-облучении было выполнено несколько серий измерений и получены усредненные графики.

Расчет поглощенной энергии проводили по формуле: $E_{\text{полг}} = W \times S \times t \times (1 - T)$, где S – площадь облучаемой поверхности, T – пропускание на длине волны облучения, W – энергия излучения лампы (в Дж/см²·с). Количество поглощенных фотонов рассчитывали по формуле: $N_{\text{полг.фот.}} = E_{\text{полг.}}/h\nu$. Долю распавшихся молекул определили по формуле: $N\phi = (C_0 - C)/C_0$, где C_0 – начальная концентрация исходного вещества в водном растворе без облучения, C – концентрация вещества в растворе после облучения в течение 10 мин. Квантовый выход фотопревращений посчитали по формуле: $\Upsilon = N\phi/N_{\text{полг. фотонов}}$.

Результаты и обсуждение

Спектры поглощения фенола, 4-цианофенола и 2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенола имеют полосы средней интенсивности при концентрации (5×10^{-6} М). Все указанные соединения флуоресцируют, наиболее интенсивно 2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенол. В табл. 1 представлены максимумы полос поглощения и флуоресценции фенола, 4-цианофенола и 2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенола. Для фенола известны работы, в которых исследовалось изменение его спектров поглощения и флуоресценции при воздействии УФ-излучения [12, 13], однако для

2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенола и 4-цианофенола такого изучения не проводилось.

При облучении растворов фенола и его производных излучением эксилламп их спектры поглощения ведут себя различным образом. В спектрах поглощения фенола и 2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенола наблюдается рост оптической плотности по всей полосе поглощения, при облучении КrCl лампой длинноволновая полоса поглощения 2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенола еще и сдвигается в сторону более коротких длин волн, в то время как в спектре поглощения 4-цианофенола не происходит заметных изменений (рис. 1). Метод определения квантового выхода фотолиза, основанный на измерении интенсивности поглощения до и после облучения в максимуме полос поглощения исследуемых молекул, является непригодным в тех случаях, когда зафиксирован рост интенсивности поглощения в этих областях. Это связа-

но с тем, что образующиеся фотопродукты поглощают в той же области, что и исходные соединения, а это затрудняет оценку квантового выхода фотопревращений. Поэтому эффективность фотопревращений 2,6-ди(гидроксиметил)-4-метилфенола и 4-цианофенола оценивалась по падению интенсивности их флуоресценции в максимумах полос до и после облучения (рис. 2, 3).

Таблица 1

Спектрально-люминесцентные характеристики водных растворов изученных соединений

Соединение	$\lambda_{\text{погл.}}$, нм	$\lambda_{\text{флуор.}}$, нм
Фенол	270 211	295
4-цианофенол	245	305
2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенол	262 213	315

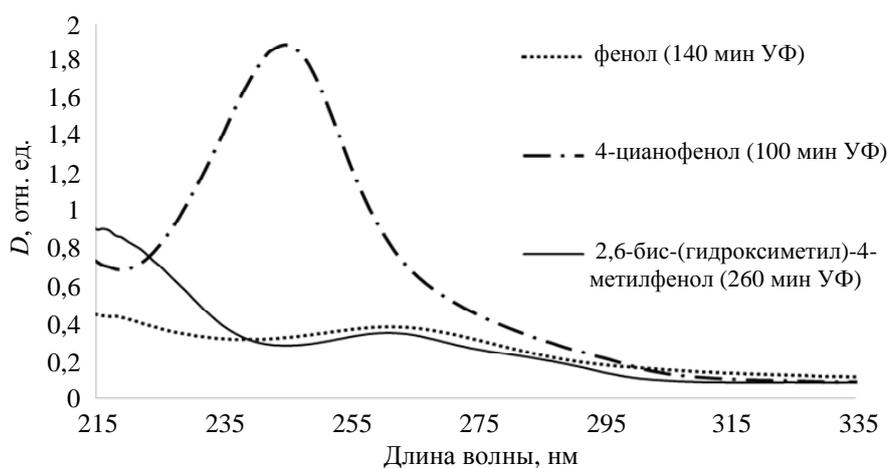


Рис. 1. Спектры поглощения облученных (KrCl, 222 нм) растворов фенола, 4-цианофенола и 2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенола; $C = 5 \times 10^{-6} \text{ M}$

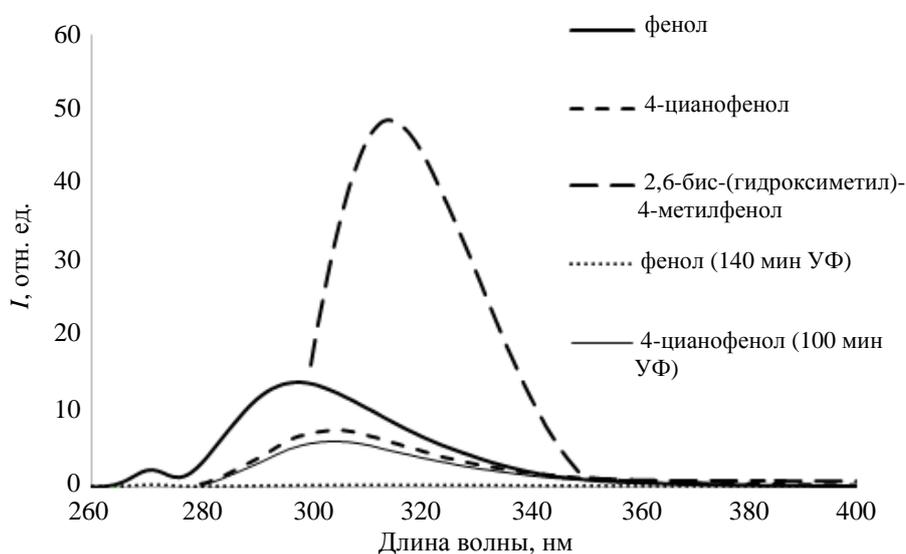


Рис. 2. Спектры флуоресценции необлученного и облученного эксиллампой KrCl (222 нм) водного раствора фенола ($\lambda_{\text{возб}} = 270 \text{ нм}$), 4-цианофенола ($\lambda_{\text{возб}} = 245 \text{ нм}$) и 2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенола ($\lambda_{\text{возб}} = 262 \text{ нм}$); $C = 5 \times 10^{-6} \text{ M}$

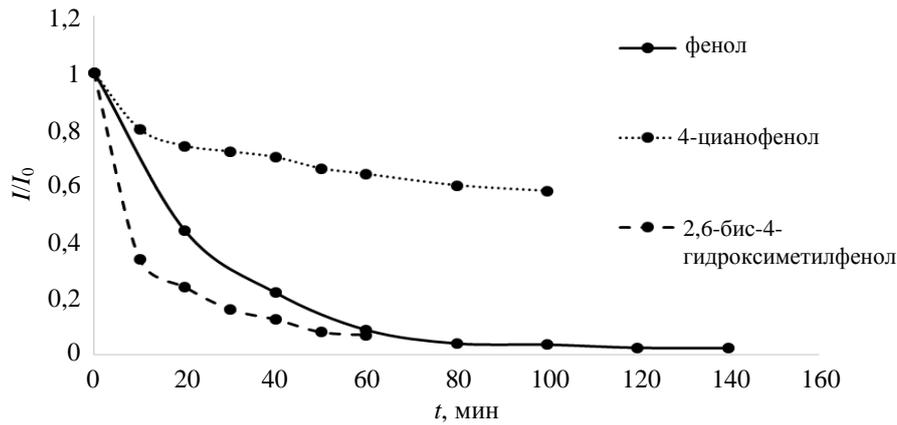


Рис. 3. Изменение интенсивности флуоресценции фенола, 4-цианофенола и 2,6-бис(гидрокси)-4-метилфенола при УФ-облучении эксилампой KrCl (222 нм)

Интенсивность спектров флуоресценции растворов всех исследуемых соединений монотонно падает. После облучения в течение 60 минут 2,6-бис(гидрокси)-4-метилфенола флуоресценция не наблюдается, а фенол практически перестает флуоресцировать (рис. 2) после облучения в течение 140 мин. Уменьшение интенсивности флуоресценции фенола и его производных при селективном возбуждении связано с уменьшением концентрации исследуемых соединений в ходе фотодеструкции.

Известно, что в поверхностной воде под действием природных физико-химических факторов фенол подвергся деструкции на 30-е сутки [14].

По спектрам флуоресценции была построена зависимость I/I_0 для исследуемых соединений от времени (рис. 3) при облучении эксилампой KrCl (222 нм).

Из полученных данных следует, что при облучение лампой KrCl (222 нм) наибольшая эффективность фоторазложения достигается у 2,6-бис(гидрокси)-4-метилфенола в течение 60 минут. При дальнейшем облучении фенола в течение 160 минут также наблюдаем полное фоторазложение. Наименее эффективной эксилампа KrCl (222 нм) оказалась для 4-цианофенола. Это объясняется не попаданием возбуждения в максимум поглощения 4-цианофенола, следовательно, фоторазложение идет очень медленно. Это наблюдается и на кинетических кривых фотодегградации (рис. 4): фенолу и его производным соответствует кинетика псевдопервого порядка.

Квантовый выход фотопревращения для 2,6-бис(гидрокси)-4-метилфенола после облучения был рассчитан по падению спектра флуоресценции (табл. 2).

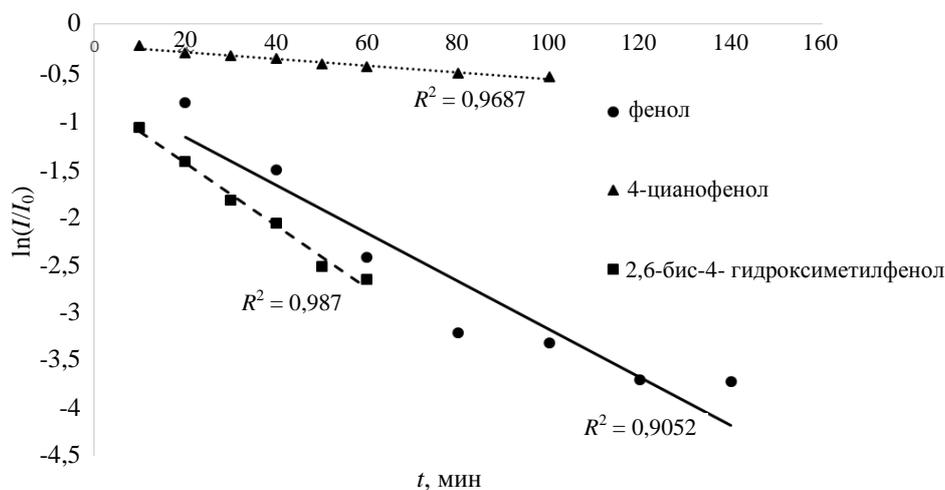


Рис. 4. Линейная аппроксимация кинетических кривых в координатах реакции первого порядка

Таблица 2

Квантовый выход фотопревращения Υ для 2,6-ди(гидроксиметил)-4-метилфенола (5×10^{-6} М) в воде

Лампы	$E_{\text{погл}}$, Дж	C_0 , М	N , частиц	$E_{\text{фотона}}$, Дж	N поглощенных фотонов в р-ре	$N_{\text{ф}}$ – количество молекул, распавшихся в облученном объеме	Υ
KrCl (222 нм)	16,3	5×10^{-6}	$1,204 \times 10^{16}$	$8,95 \times 10^{-19}$	$3,97 \times 10^{19}$	$0,36 \times 10^{16}$	2×10^{-4}
HeBr (283 нм)	7,2	5×10^{-6}	$1,204 \times 10^{16}$	$6,6 \times 10^{-19}$	$4,5 \times 10^{19}$	$7,2 \times 10^{15}$	$6,6 \times 10^{-4}$
HeCl (308 нм)	7,2	5×10^{-6}	$1,204 \times 10^{16}$	$6,45 \times 10^{-19}$	$1,12 \times 10^{19}$	$3,5 \times 10^{14}$	$3,13 \times 10^{-5}$

Таким образом, лампы KrCl и HeBr оказываются более эффективными, чем лампа HeCl. Облучение лампой HeCl приводит к снижению эффективности фоторазложения, что подтверждается расчетом квантового выхода. Это указывает на меньшую эффективность данной лампы для процесса фоторазложения молекул 2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенола. Получено, что фотодеградация данного соединения выше при облучении УФ-светом HeBr эксилампы, поскольку приводит к возбуждению молекул 2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенола в S_1 -состояние. Излучение лампы HeBr (283 нм) наиболее близко к максимуму длинноволновой полосы поглощения (S_1 -состояние) 2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенола (262 нм). Следующей по эффективности фотодеградации для изучаемого соединения является лампа KrCl, приводящая к возбуждению в более высокое по энергии состояние (табл. 1). Однако, квантовые выходы

фотопревращений для обеих ламп близки по величине, что указывает на образование похожих фотопродуктов. Это может свидетельствовать и о том, что часть энергии теряется на этапе перехода с триплетного уровня.

Расчеты квантового выхода фотопревращения (табл. 3) демонстрируют низкую вероятность разрушения молекул 4-цианофенола уже и при действии обоих типов более коротковолнового УФ-излучения (222 и 283 нм). Таким образом, можно заключить, что при указанных условиях УФ-облучения нельзя получить сколько либо заметную фотодеградацию 4-цианофенола.

Эффективной фотодеградации молекул 4-цианофенола удалось добиться только при добавлении в водный раствор перекиси водорода для включения механизма с участием гидроксильных радикалов [12], то есть при использовании активированных окислительных процессов.

Таблица 3

Квантовый выход фотопревращения Υ 4-цианофенола (5×10^{-6} М) в воде

Лампы	$E_{\text{погл}}$, Дж	C_0 , М	N , частиц	$E_{\text{фотона}}$, Дж	N поглощенных фотонов в р-ре	$N_{\text{ф}}$ – количество молекул, распавшихся в облученном объеме	Υ
KrCl (222 нм)	16,3	5×10^{-6}	$1,204 \times 10^{16}$	$8,95 \times 10^{-19}$	$3,72 \times 10^{19}$	$1,2 \times 10^{15}$	$3,2 \times 10^{-5}$
HeBr (283 нм)	7,2	5×10^{-6}	$1,204 \times 10^{16}$	$6,6 \times 10^{-19}$	$5,56 \times 10^{19}$	$1,81 \times 10^{15}$	$3,3 \times 10^{-5}$

Заключение

Применение УФ-источников излучения помогает решать задачи деградации загрязняющих веществ. Основным достоинством эксимерных ламп по сравнению с ртутными [15]

является их экологичность. Другими важными достоинствами являются: быстрый запуск, высокая энергетическая светимость, независимость характеристик ламп от температуры окружающей среды, значительные полезные сроки службы [5]. Оценка квантовых выходов

фотопревращения несколько сглаживает различия в эффективности действия использованных эксиламп, но принципиально не меняет выводы, полученные при рассмотрении изменения спектров поглощения и флуоресценции изучаемых соединений под влиянием УФ-излучения. Кроме характеристик эксиламп чрезвычайно важна структура экотоксиканта, так как прямой фотолиз эффективно работает в случае удачного совпадения длин волн поглощения исследуемого соединения и длин волн используемого источника излучения для 2,6-бис(гидроксиметил)-4-метилфенола. Необходимо уточнить, что играет роль как химическая структура рассматриваемых соединений, так и в значительной степени структура их возбужденных электронных уровней энергии при применении выбранных источников УФ-излучения. Во всех других случаях необходима комбинация различных механизмов деградации [15–17], прежде всего подключение активированных окислительных процессов. На примере исследованных молекул мы показали, что для разрушения молекул-загрязнителей следует учитывать как структуру их уровней, так и спектральный состав применяемого излучения.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2025-0007.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Егоров В. В. Экологическая химия. Учебное пособие. – СПб.: Лань, 2009.

2. Голдовская Л. Ф. Химия окружающей среды. Учебник для вузов. – М.: Мир, 2005.

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

4. *Stringer R., Johnston P.* Chlorine and the Environment. An Overview of the Chlorine Industry. – Dordrecht: Springer, 2013.

5. Бойченко А. М., Ломаев М. И., Панченко А. Н., Соснин Э. А., Тарасенко В. Ф. Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксилампы: физика, техника и применения. – Томск: STT, 2011.

6. Бураченко А. Г., Тарасенко В. Ф., Генин Д. Е., Пучикин А. В. / Успехи прикладной физики. 2022. Т. 10. № 1. С. 5.

7. Елин Е. С. Фенольные соединения в биосфере. – Новосибирск: СО РАН, 2001.

8. *Olaniran A. O., Igbiosa E. O.* / Chemosphere. 2011. Vol. 83. № 10. P. 1297.

9. Шитиков В. К., Корнеев С. А., Мачуленко Л. Н., Нечаев А. И., Салазкин С. Н., Петровский П. В., Комарова Л. И., Полищук О. Ф. / Высокомолек. соед. Б. 2004. Т. 46. № 11. С. 1070.

10. Колосов Н. А., Тускаев В. А., Гагиева С. Ч., Полякова О. В., Сизов А. И., Булычев Б. М. / Изв. АН. Сер. хим. 2016. № 11. С. 2757.

11. Морозова О. В., Васильева И. С., Шумакович Г. П., Зайцева Е. А., Ярополов А. И. / Успехи биол. химии. 2023. Т. 63. С. 301.

12. *Alapi T., Dombi A.* / J. Photochem. Photobiol. A. Chem. 2009. Vol. 188. P. 409.

13. *Tchaikovskaya O. N., Sokolova I. V., Kuznetsova R. T., Swetlitchnyi V. A., Kopylova T. N., Mayer G. V.* / J. Fluorescence. 2000. Vol. 10. № 4. P. 403.

14. Некрасова Л. П., Мальшова А. Г., Абрамов Е. Г. / Гигиена и санитария. 2019. Т. 98. № 11. С. 1206.

15. Федорова А. А., Соколова И. В. / Журн. прикл. спектр. 2023. Т. 90. № 4. С. 635.

16. *Ahmed S., Gogina E., Makisha N.* / J. Water Process Engineering. 2024. Vol. 60. № 105104. P. 1.

17. *Sizykh M., Batoeva A., Matafonova G.* / J. Photochem. Photobiol. A. Chem. 2023. Vol. 436. P. 114357.

PACS: 33.20.–t, 33.50Dq, 82.50.–m, 92.20Ny

Photoinduced degradation of substituted phenols in aqueous solutions using UV radiation from KrCl, XeBr and XeCl excilamps

I. V. Sokolova*, A. A. Fedorova and L. G. Samsonova

National Research Tomsk State University, Tomsk, 634050 Russia

*E-mail: irsokol783@gmail.com

Received 4.04.2025; revised 5.05.2025; accepted 2.06.2025

The change in the spectral and luminescent properties of a number of substituted phenols in aqueous solutions using UV radiation from KrCl, XeBr and XeCl excilamps has been stud-

ied. The kinetic patterns of photoinduced degradation in water of substituted phenols: 2,6-bis(hydroxymethyl)-4-methylphenol and 4-cyanophenol have been studied. The quantum yields of phototransformation of the compounds under study were calculated. It was shown that for 2,6-bis(hydroxymethyl)-4-methylphenol the greatest photodegradation is observed when using XeBr excilamp. Direct photolysis did not reveal any noticeable degradation of 4-cyanophenol.

Keywords: photoinduced degradation; UV radiation; KrCl, XeBr and XeCl excilamps; absorption and fluorescence spectra; phototransformation quantum yield.

REFERENCES

1. Egorov V. V., Ecological Chemistry. Study Guide. Saint Petersburg, Lan, 2009 [in Russian].
2. Goldovskaya L. F., Environmental Chemistry. Textbook for Universities. Moscow, Mir, 2005 [in Russian].
3. Ultraviolet technologies in the modern world / ed. Karmazinov F. V., Kostyuchenko S. V., Kudryavtsev N. N. Dolgoprudny, Intellect, 2012 [in Russian].
4. Stringer R. and Johnston P., Chlorine and the Environment. An Overview of the Chlorine Industry. Dordrecht, Springer, 2013.
5. Boychenko A. M., Lomaev M. I., Panchenko A. N., Sosnin E. A. and Tarasenko V. F., The ultraviolet and vacuum-ultraviolet excilamps: physics, technology and applications. Tomsk, STT, 2011 [in Russian].
6. Byrachenko A. G., Tarasenko V. F., Genin D. E. and Puchikin A. V., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **10** (1), 5 (2022) [in Russian].
7. Elin E. S., Phenolic compounds in the biosphere. Novosibirsk, SB RAS, 2001 [in Russian].
8. Olaniran A. O. and Igbinsola E. O., Chemosphere **83** (10), 1297 (2011).
9. Shitikov V. K., Korneenko S. A., Machulenko L. N., Nechaev A. I., Salazkin S. N., Petrovskii P. V., Komarova L. I. and Polishchuk O. F., Polymer Science B. **46** (11-12), 338 (2004).
10. Kolosov N. A., Tuskaev V. A., Gagieva S. Ch., Polyakova O. V., Sizov A. I. and Bulychev B. M., Russ. Chem. Bull. **65** (11), 2757 (2016).
11. Morozova O. V., Vasil'eva I. S., Shumakovich G. P., Zaitseva E. A. and Yaropolov A. I., Biochemistry (Moscow) **88** (S1), S150 (2023).
12. Alapi T. and Dombi A., J. Photochem. Photobiol. A. Chem. **188** (2-3), 409 (2009).
13. Chaikovskaya O. N., Kuznetsova R. T., Sokolova I. V. and Sul'timova N. B., Russ. J. of Phys. Chem. A. **74** (10) 1640 (2000).
14. Nekrasova L. P., Malysheva A. G. and Abramov E. G., Gigiena i sanitaria **98** (11) 1206 (2019) [in Russian].
15. Fedorova A. A. and Sokolova I. V., J. Appl. Spectr. **90** (4) 825 (2023).
16. Ahmed S., Gogina E. and Makisha N. J., Water Process Engineering **60** (105104), 1 (2024).
17. Sizykh M., Batoeva A. and Matafonova G., J. Photochem. Photobiol. A. Chem. **436** (114357), 1 (2023).

Об авторах

Соколова Ирина Владимировна, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н., профессор, Национальный исследовательский Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 36). E-mail: irsokol783@gmail.com SPIN-код РИНЦ 7411-5298, РИНЦ Author ID 38584, Orcid ID 0000-0001-6515-7461, Scopus Author ID 7103259532, Researches ID WoS F-3445-2014

Федорова Анастасия Андреевна, аспирант, Национальный исследовательский Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 36). E-mail: stasy_fedorova@mail.ru

Самсонова Любовь Гавриловна, старший научный сотрудник, доцент, к.ф.-м.н., Национальный исследовательский Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 36). E-mail: slg@phys.tsu.ru SPIN-код РИНЦ 1696-7760, РИНЦ Author ID 33134

УДК 621.383.4/5
EDN: RXLHNTPACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz,
07.57.Kp, 85.60.Dw**Влияние механических свойств твердых растворов HgCdTe
на надежность фотоприемных устройств
(Обзор)**© Н. И. Яковлева^{1,*}, К. О. Болтарь^{1,2}, П. В. Власов¹, И. Н. Мирошникова³,
В. С. Рудневский¹¹АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

* E-mail: niyakovleva@mail.ru

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Московская обл., г. Долгопрудный, 141700 Россия³ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, 111250 Россия

Статья поступила в редакцию 1.05.2025; после доработки 15.05.2025; принята к публикации 2.06.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

В обзоре представлен анализ микро- и нанотвердости кристаллов и эпитаксиальных структур на основе тройных растворов полупроводникового материала кадмий-ртуть-теллур (КРТ, HgCdTe) и их влияние на надежность фотоприемных устройств (ФПУ), проведена оценка коэффициента твердости КРТ от состава и температуры. Механические свойства кристаллов и эпитаксиальных структур КРТ рассматриваются при точечном воздействии методами сжатия, изгиба и пластической деформации. Представлены модельные зависимости энергии активации: от нагрузочного напряжения и от температуры для двух составов КРТ ($Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$ и $Hg_{0,34}Cd_{0,66}Te$). Теоретические и экспериментальные исследования позволили установить следующие значения энергии активации пластической деформации для материала КРТ: 1,1 эВ для $Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$ и 1,6 эВ для $Hg_{0,34}Cd_{0,66}Te$.

Ключевые слова: гетероэпитаксиальная структура (ГЭС); КРТ; HgCdTe; микро- и нанотвердость HgCdTe; надежность; коэффициент активации Аррениуса.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-3-182-193

1. Введение

Сложность функционирования гибридных фотоприемных устройств (ФПУ), работающих на внутреннем фотоэффекте, а также последующая обработка данных и построение высокоразрешающих изображений обуславливают высокие требования к надежности. В общем случае надежность ФПУ зависит от многих факторов: структурного совершенства исходных полупроводниковых материалов; безотказной работы фоточувствительных элементов (ФЧЭ) в матрицах фотодиодов; отсутствия сбоя в работе элементарных ячеек больших интегральных схем (БИС) считыва-

ния; качества изготовления и функционирования микрокриогенных систем (МКС) охлаждения.

Несмотря на успехи, достигнутые в современной полупроводниковой фотоэлектронике, обеспечение безотказной работы матриц фоточувствительных элементов (МФЧЭ) и ФПУ на основе тройных растворов кадмий-ртуть-теллур КРТ до сих пор остается актуальной научно-технической задачей. Так, например, надежность МФЧЭ на основе КРТ зависит как от отсутствия дефектов в исходной полупроводниковой структуре, так и от технологии изготовления, включающей процесс механической обработки полупроводни-

кового материала и операции формирования p - n -переходов с заданными характеристиками.

К структурным дефектам слоев КРТ относятся ростовые несовершенства, включающие дислокации, кластеры, микропреципитаты и микровключения легирующих примесей, а также различные поверхностные дефекты, характерные для метода выращивания исходного материала. Вариации таких дефектов по площади и объему полупроводниковых пластин влияют на изменение электрофизических свойств и могут инициировать ухудшение фотоэлектрических параметров и отказы фоточувствительных элементов ФПУ. К технологическим дефектам относятся несовершенства, возникающие в процессе химико-механической обработки и в результате термического отжига, который может приводить к нежелательной диффузии примесей и возникновению кластеров из точечных вакансий. Такие дефекты приводят к возникновению неработоспособных ФЧЭ, ухудшая параметры ФПУ.

Тройной раствор кадмий-ртуть-теллур относится к хрупким полупроводниковым материалам, поэтому в процессе функционирования при наличии внешних воздействующих факторах материал испытывает механические деформационные нагрузки, приводящие к отказу фоточувствительных элементов и ухудшению параметров.

В данном обзоре представлены результаты исследований коэффициента механической твердости материала КРТ, полученные на основе исследований исходного материала после микро- и нановоздействий в заданных точках методами сжатия, изгиба и пластической деформации. Для подтверждения надежности фотоприемных устройств на основе тройного раствора кадмий-ртуть-теллур в течение срока безотказной работы и срока хранения необходимо обеспечить постоянство механических и физическо-технологических свойств фоточувствительных элементов, от правильной работы которых зависят данные на выходе оптоэлектронной системы.

В работе представлена оценка коэффициента твердости H_{HgCdTe} в зависимости от состава x и температуры для различных образцов и структур, изготовленных различными методами, в том числе: методом закалива-

ния [1, 2]; методом зонной плавки (ТНМ) [3, 4]; методом Бриджмена [5, 6]; методом газофазной эпитаксии (МОС, MOVPE) [7, 8]; методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ, LPE) [9] и методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ, MBE) [10–12], приводятся данные по коэффициенту активации Аррениуса, рассматриваются данные по упругой и не упругой деформации.

2. Зависимость коэффициента твердости КРТ от состава и температуры

2.1 Объемные структуры КРТ

Зависимость коэффициента твердости КРТ от состава при $T = 300$ К по литературным источникам [1–12] представлена на рисунке 1. В оценках коэффициента твердости $H_{\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}}$ от состава наблюдается некоторый разброс значений, что можно объяснить разными условиями измерений, а также широтой методов воздействия, включая выбор скорости и/или времени воздействия [13, 14], принимая также во внимание качество и текучесть исходного материала. В указанных статьях коэффициент твердости исследовался на воздействие индентором по Вискерсу (микровоздействия) и по Берковичу (нановоздействия).

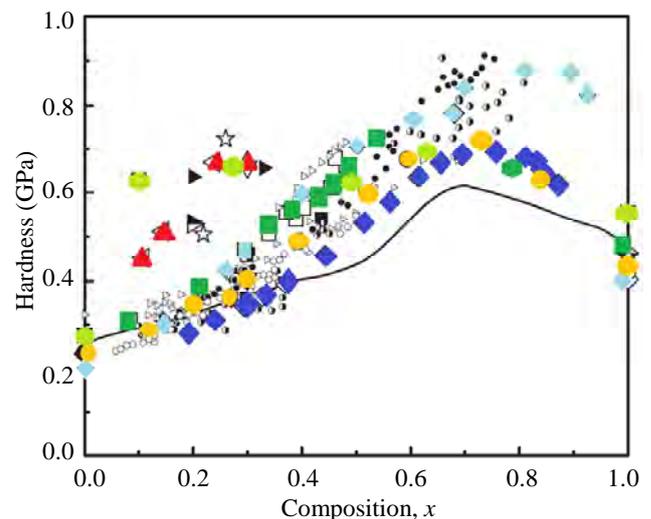


Рис. 1. Твердость $H_{\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}}$ в зависимости от состава x при $T = 300$ К по источникам [1–12], сплошная линия – теоретический расчет

Из рисунка 1 видно, что все экспериментальные зависимости коэффициента твердости от состава $H_{\text{HgCdTe}}(x)$ в той или иной степени

повторяют теоретически ожидаемую характеристику (сплошная линия) и демонстрируют максимум коэффициента в диапазоне значений 0,7–0,9 ГПа при значении состава $x \approx 0,75$ мол.дол., что характерно как для бинарных, так и для тройных твердых растворов группы A_2B_6 .

Для тройных растворов коэффициент твердости КРТ H_{HgCdTe} можно выразить через коэффициенты бинарных соединений, H_{HgTe} и H_{CdTe} , с помощью эмпирической формулы

$$H_{HgCdTe} = (1-x)H_{HgCd} + xH_{CdTe} + x(1-x)E(x) \quad (1)$$

где $E(x)$ – коэффициент упрочнения за счет легирования.

Оценка множителя $E(x)$ для КРТ представлена в работе [15], в которой авторы вводят коэффициент упрочнения, равный среднему критическому механическому напряжению, полученному из теоретической модели роста материала. Дополнительно установлено, что измеренная нанотвердость КРТ увеличивается с уменьшением глубины воздействия, что характерно для мягких кристаллических структур [16].

2.2 Эпитаксиальные структуры КРТ

Экспериментально полученные значения коэффициента твердости составили $H \leq 1,0$ ГПа для гетероструктур $Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe/ZnTe$ с составом x , изменяющимся от 0,22 до 0,55, выращенных методом МЛЭ на подложках GaAs, и гетероструктур $Hg_{0,78}Cd_{0,22}Te$, выращенных методом ЖФЭ на подложках $Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$, что превышает значения теоретической модели [17] (рис. 1) и объясняется лучшим структурным совершенством образцов, полученных методами МЛЭ и ЖФЭ по сравнению с объемными структурами.

В отличие от соединений A_3B_5 , коэффициент твердости КРТ слабо зависит от полярности кристалла [18, 19]. Поверхность со стороны полуметаллического соединения HgTe (поверхность А, атомы II группы) немного тверже, чем поверхность соединения CdTe

(поверхность В, атомы VI группы), что объясняется низкой подвижностью дислокаций А(г) и В(г) в плоскостях скольжения при точечном воздействии.

2.3 Влияние примесей

В теоретических работах [20, 21] показано, что при легировании примесями (Se, Zn) длина связи HgTe уменьшается, это приводит к увеличению микротвердости (твердость полупроводников с тетраэдрической решеткой зависит от длины связи), причем прогнозируемое увеличение коэффициента твердости оказалось меньше, чем экспериментально наблюдаемое. Например, введение 0,8 % Se в $Hg_{0,2}Cd_{0,8}Te$ повышает твердость материала на ~ 15 % [22, 23].

2.4 Температурная зависимость коэффициента твердости

При повышении температуры более $T \geq 300$ К твердость тройного раствора $Hg_{1-x}Cd_xTe$ снижается, а различия между значениями коэффициента твердости двойных соединений и твердых растворов уменьшаются. На рисунке 2а показано, что максимум зависимости коэффициента твердости КРТ от состава перестает быть сильно выраженным, при этом его положение по оси абсцисс по-прежнему соответствует составу $x \approx 0,75$ мол.дол. (Rogalski) [24], (Fissel и Schenk) [19].

На рисунке 3а показаны температурные зависимости коэффициента твердости, дополненные результатами исследований при низких до $T \sim 100$ К температурах (Kurilo I. V., Spitkovskii I. M., Shneider A. D.) [25]. Независимо от состава, с повышением температуры твердость КРТ снижается по линейному закону, а менее значения $\sim 0,2 \times T_n$ (где T_n – температура плавления), зависимость становится экспоненциальной. Это подтверждает график Аррениуса (рис. 3б), где представлены температурные зависимости коэффициента твердости КРТ для различных составов ($0,43 \leq x \leq 0,85$).

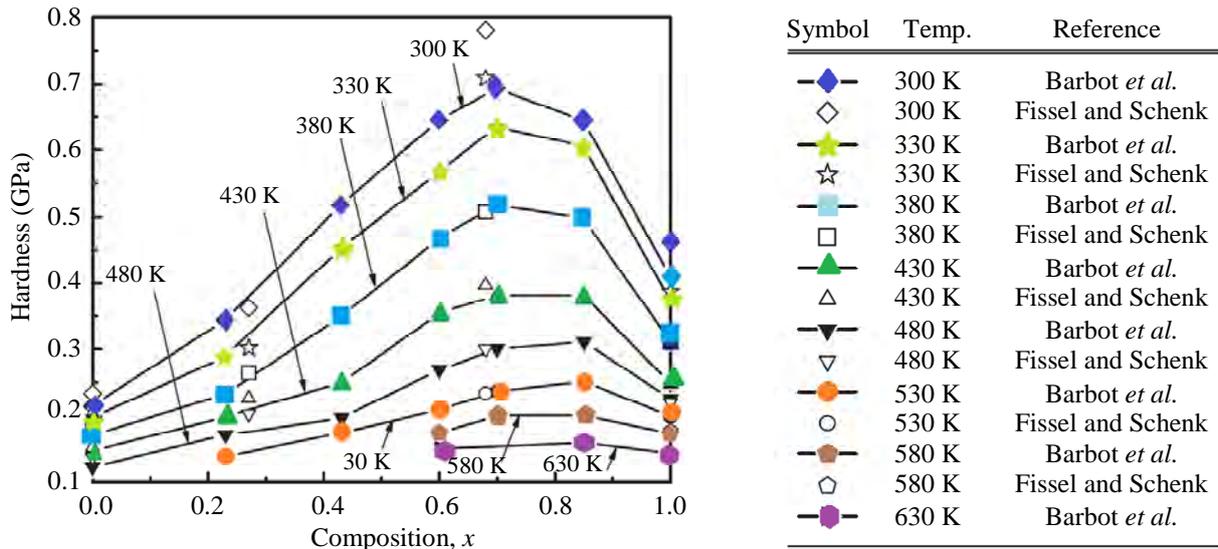
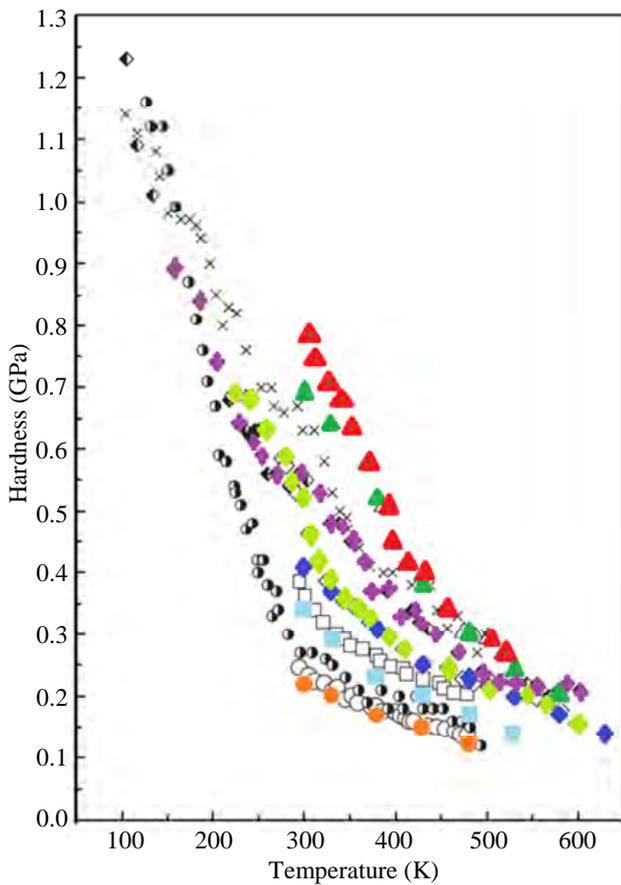
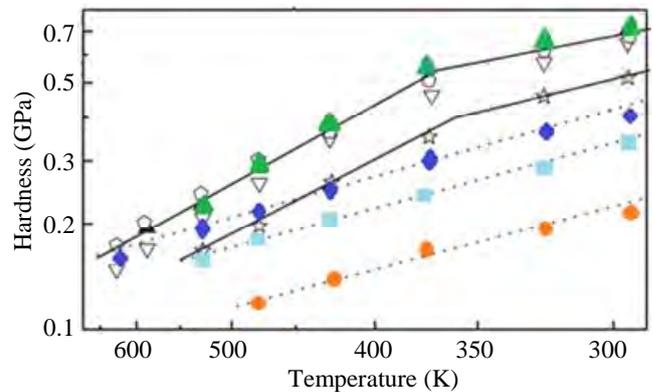


Рис. 2. Зависимость твердости по Вискерсу для твердого раствора $Hg_{1-x}Cd_xTe$ от состава x при различных температурах по данным [19, 22]



а) температурная зависимость коэффициента твердости



б) график Аррениуса

Symbol	x -value	Reference
●	0	Barbot <i>et al.</i>
○	0	Fissel and Schenk
●	0	Kurilo <i>et al.</i>
×	0.1	Kurilo <i>et al.</i>
□	0.23	Barbot <i>et al.</i>
◻	0.27	Fissel and Schenk
☆	0.43	Barbot <i>et al.</i>
▽	0.6	Barbot <i>et al.</i>
▲	0.68	Fissel and Schenk
▲	0.7	Barbot <i>et al.</i>
◻	0.85	Barbot <i>et al.</i>
◆	1	Barbot <i>et al.</i>
◆	1	Fissel and Schenk
◆	1	Kurilo <i>et al.</i>

Рис. 3. Зависимость твердости по Вискерсу для $Hg_{1-x}Cd_xTe$ от состава x при различных температурах по данным работ [18, 19, 25]

Из рисунка 3б видно, что в диапазоне температур 300–600 К коэффициент твердости

материала КРТ экспоненциально зависит от температуры $H \propto \exp(E/kT)$, что соответствует

закону Аррениуса, а при значении $T \approx 360$ К наклон температурной зависимости коэффициента твердости изменяется. Данный феномен наблюдается у образцов КРТ с большими составами $x \rightarrow 1,0$ мол. дол., вследствие чего их температурная характеристика состоит из двух экспонент с разными показателями.

3. Деформационные характеристики материала КРТ

3.1 Упругая деформация

При испытаниях на безотказность критичным узлом гибридного ФПУ являются индиевые микроконтакты, соединяющие матрицу ФЧЭ и БИС считывания, которые подвергаются многократным воздействиям при включениях/выключениях в температурном цикле от минус 193 °С до $+65$ °С. Деформационные характеристики образцов КРТ исследовались при испытаниях материала КРТ на сжатие [26], изгиб [27, 28] и точечное нановоздействие [26, 5].

В работе (Martyniuk) [29] представлены значения коэффициента твердости образцов КРТ состава $x = 0,3$ мол. дол. при нановоздействиях. Исследования проводились на структурах $\text{Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$, выращенных методами МЛЭ и ЖФЭ, а также на объемном материале $\text{Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$, полученном модифицированным методом Бриджмена [5]. С уменьшением глубины вдавливания (менее ~ 300 нм), независимо от метода выращивания, у всех образцов наблюдалось увеличение коэффициента твердости, что актуально для мягких кристаллических материалов. Тенденцию упрочнения материала авторы объясняли зарождением дислокаций в зоне пластичности под точкой воздействия.

Изменения нагрузочного напряжения τ в зависимости от коэффициента деформации γ для монокристаллов $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ и $\text{Hg}_{0,34}\text{Cd}_{0,66}\text{Te}$ при различных температурах воздействия, показаны на рисунках 4(а) и 4(б) соответственно.

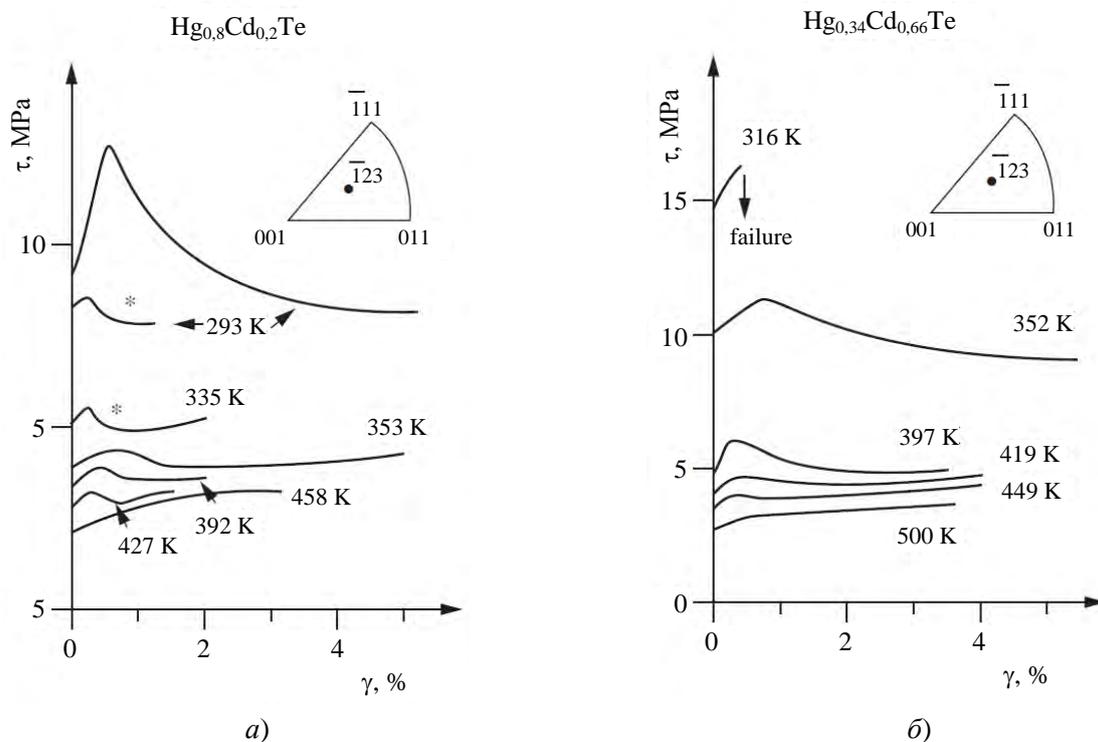


Рис. 4. Зависимости нагрузочного напряжения от коэффициента деформации (%) при различных температурах для образцов КРТ различного состава: (а) $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ и (б) $\text{Hg}_{0,34}\text{Cd}_{0,66}\text{Te}$. Данные получены путем одноосного сжатия при постоянной скорости деформации $3 \times 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ в монокристаллах р-типа проводимости, выращенных методом зонной плавки

3.2 Пластическая деформация

Под пластичностью материала (также известной как пластическая деформация) подразумевается способность твердого раствора подвергаться необратимой деформации под воздействием приложенных сил. В технологии переход от упругого поведения к неупругому, известен как необратимая деформация. На кристаллическом уровне пластичность материалов обычно является следствием наличия дислокаций в кристаллической структуре.

Из рисунка 4 видно, что при малых температурах характеристика нагрузочного напряжения образцов КРТ различного состава: $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ и $\text{Hg}_{0,34}\text{Cd}_{0,66}\text{Te}$ с низкой начальной плотностью дислокаций отличается специфически немонотонным поведением кинетических кривых при переходе от упругой стадии к пластическому течению. После достижения максимума напряжения в конце участка, соответствующего упругой деформации (так называемого верхнего предела текучести), при образовании достаточно большой плотности подвижных дислокаций начинается пластическое течение и происходит частичная разгрузка (падение нагрузки до так называемого нижнего предела текучести, в результате на характеристике формируется «зуб текучести», характерный для модели Александра-Хаазена (Alexander and Haasen). При увеличении температуры область упругости материала КРТ уменьшается, а область пластичности возрастает.

Для характеристики нагрузочного напряжения от коэффициента деформации τ (γ) выявлены следующие особенности:

1) Зависимости нагрузочного напряжения от коэффициента деформации имеют вид, типичный для полупроводниковых материалов с низкой начальной плотностью дислокаций ($\rho \sim 10^{-5} \text{ см}^{-2}$), демонстрируя релаксацию напряжения от верхнего предела текучести, t_{LYP} , к нижнему пределу текучести, t_{LTP} . Как только приложенное напряжение возрастает, плотность дислокаций увеличивается, что приводит к переходу к более низкому пределу текучести. Нижний предел текучести выражается как:

$$\tau_{\text{LTP}} = \tau_{\text{eff}} + \tau_p + \tau_\mu \quad (2)$$

где τ_{eff} – эффективное напряжение, действующее на дислокации; τ_p – внутреннее напря-

жение ($\tau_p \propto \rho^{1/2}$), возникающее при размножении избыточных дислокаций, а τ_μ – внешнее напряжение.

2) τ_{LYP} практически не зависит от начальной плотности дислокаций, в отличие от τ_{UYP} (см. рис. 4а).

3) Сплав $\text{Hg}_{0,34}\text{Cd}_{0,66}\text{Te}$ становится более хрупким при температуре ниже $T = 316 \text{ K}$, даже после нагрева до $T = 500 \text{ K}$, что приводит к невозможности расширить область пластичности при уменьшении температуры.

При высоком коэффициенте деформации кривые $\tau(\gamma)$ демонстрируют последовательные стадии упрочнения, наблюдаемые также и в простых полупроводниках [30], и в CdTe [31]. Подача разности потенциалов во время деформации, влияет на пластичность материала $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ p -типа, вследствие этого коэффициент пластичности зависит от величины и знака подаваемого напряжения [32].

Предел текучести соответствует тенденциям, наблюдаемым в классической модели Александра-Хаазена. Для любого заданного состава предел текучести быстро уменьшается с повышением температуры [33], что свидетельствует об активации процесса скольжения дислокаций. Термическое напряжение, которое достигается при температуре $T \sim 600 \text{ K}$, оценивается приблизительно в 1,5 и 2,0 МПа для $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ и $\text{Hg}_{0,34}\text{Cd}_{0,66}\text{Te}$ соответственно.

3.3 Термическая активация пластической деформации

Экспериментальные результаты исследований пластичности растворов $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ и $\text{Hg}_{0,34}\text{Cd}_{0,66}\text{Te}$ сравнивались с моделью теории термоактивируемых процессов [34], и с моделью Александра-Хаазена, предложенной для описания механизма текучести в элементарных полупроводниках [35].

Анализ с использованием теории термически активированных процессов, основанной на соотношении Оrowan ($\dot{\gamma} = \rho b v$), показал, что скорость пластической деформации определяется с помощью уравнения

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp\left(\frac{-\Delta G}{kT}\right) \quad (3)$$

где ΔG – энтальпия свободной активации, необходимая дислокации для преодоления барьер-

ера. Объем активации, связанный с процессом активации, V , определялся как

$$V = - \left[\frac{d\Delta G}{d\tau} \right]_{T,ss} \quad (4)$$

где T,ss – означает дислокационную структуру при исследуемых условиях γ и T . Объем активации выбран менее $100b^3$ (где $b = a/2$), считалось, что при низких температурах любая предварительная деформация не влияет на объем активации. Расчеты соответствовали механизму Пайерлса (Peierls) [34] и совпали с результатами испытаний на изгиб, для которых объем активации выбран $(5-50)b^3$ для температур в диапазоне от 40 до 140 °С. Энергия активации определялась методом интегрирования по объему активации для эффективного напряжения согласно формуле

$$\Delta G(T) = \int_{\tau_0}^{\tau} V d\tau = \delta G - \int_{\tau_{\max}}^{\tau} V d\tau \quad (5)$$

где τ_0 – напряжение при $T = 0$ К, а τ_{\max} – наибольшее зарегистрированное напряжение. Результаты расчетов показаны на рисунке 5.

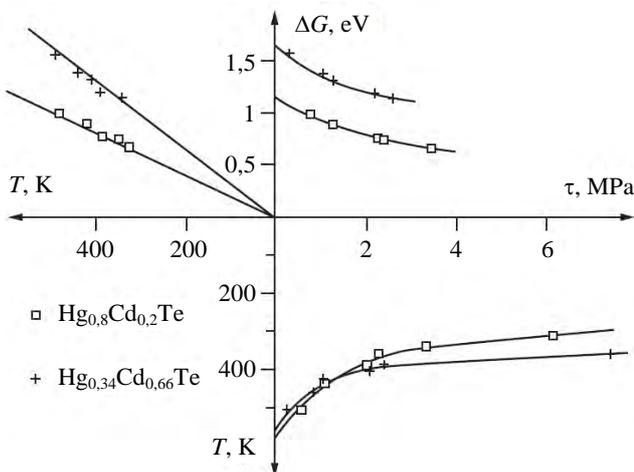


Рис. 5. Диаграмма для материала КРТ двух составов: $Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$ и $Hg_{0,34}Cd_{0,66}Te$: справа сверху – зависимость энергии активации от нагрузочного напряжения (τ); слева сверху – зависимость энергии активации от температуры; справа снизу – экспериментальная температурная зависимость эффективного нагрузочного напряжения

Для составов $Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$ и $Hg_{0,34}Cd_{0,66}Te$, представленных на рисунке 5, энтальпия свободной активации $G(T)$ показывает линейное изменение $G(T) = \alpha kT$, с коэффициентами

$\alpha = 25$ для $Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$ и $\alpha = 35$ для $Hg_{0,34}Cd_{0,66}Te$. На практике энергия активации для объемно-центрированных кубических решеток исследованных структур составила $G(T) \approx (20-30) \times kT$, а пластичность при низкой температуре определялась механизмом Пайерлса [36]. Установлено, что G_0 (высота барьера Пайерлса при $T = 0$ К), зависит от постоянной решетки и составляет около 1,1 эВ для $Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$ и 1,6 эВ для $Hg_{0,34}Cd_{0,66}Te$.

В модели Хаазена [35], описывающей уменьшение коэффициента текучести в элементарных полупроводниках, скорость скольжения дислокаций определялась формулой

$$v = v_0 \tau^m \exp\left(\frac{-Q}{kT}\right) \quad (6)$$

где Q – энергия активации скорости дислокации, не зависящая от напряжения.

Пластическая деформация задавалась уравнением

$$\gamma = A \tau^n \exp\left(\frac{-Q}{kT}\right) \quad (7)$$

где $n = m + 2$.

На основе экспериментальных данных коэффициента микротвердости материала $Hg_{0,34}Cd_{0,66}Te$ найден наклон характеристик Аррениуса, то есть соотношения Q/n . Значения Q/n составили: $\sim 0,08$ и $\sim 0,2$ эВ для температур выше и ниже 400 К соответственно. Для материала КРТ с малым содержанием CdTe ($Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$) наблюдается одна характеристика с наклоном $Q/n \sim 0,08$ эВ, что меньше значения 0,16 эВ, полученного в результате экспериментов на изгиб. Значения n , определенные из формулы $\ln(\tau) = f(\ln\gamma)$, составили $n \approx 4-5$. Для материала $Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$ из формулы объема активации $V = nkT/\tau$ получено значение $n \approx 12$. Установлено, что значение n для $Hg_{0,34}Cd_{0,66}Te$ изменяется в зависимости от температуры. График Аррениуса зависимости нагрузочного напряжения от обратной температуры при одноосном сжатии и равномерной скорости деформации представлен на рисунке 6.

График Аррениуса или зависимости нагрузочного напряжения от обратной температуры при одноосном сжатии и равномерной скорости деформации показывает линейное поведение для материала КРТ малого состава;

для большого состава – график не линеен. Для полупроводников с кристаллической решеткой цинковой обманки получено, что ямки, образующиеся вокруг точек воздействия на гранях решетки CdTe в КРТ, обладают тройной симметрией. В материале $\text{Hg}_{0,77}\text{Cd}_{0,23}\text{Te}$ при комнатной температуре присутствует продольное и поперечное скольжение дислокаций, в то время как в материале $\text{Hg}_{0,3}\text{Cd}_{0,7}\text{Te}$ при комнатной температуре наблюдается только продольное скольжение, а поперечное скольжение наблюдается при $T \geq T_n$. Скорости скольжения дислокаций зависят от уровня легирования, так для материала КРТ с высоким содержанием CdTe получена низкая подвижность дислокаций.

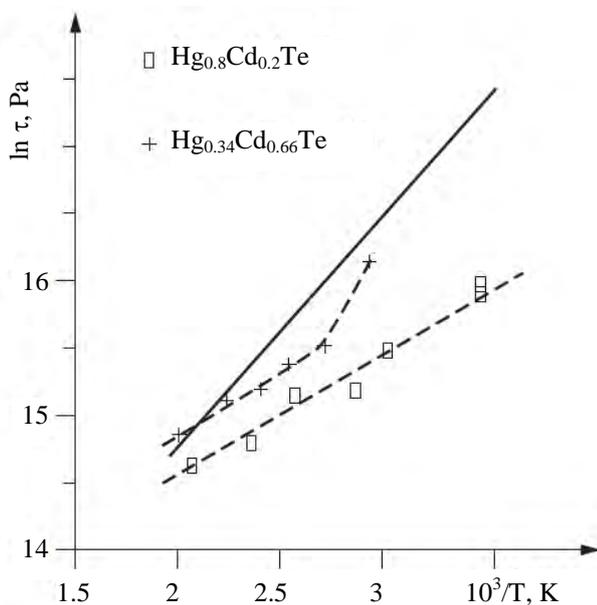


Рис. 6. График Аррениуса: зависимости нагруженного напряжения от обратной температуры при одноосном сжатии и равномерной скорости деформации $\varepsilon \approx 3 \times 10^{-6} \text{ c}^{-1}$: (□) – $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$; (+) – $\text{Hg}_{0,34}\text{Cd}_{0,66}\text{Te}$, показан изгиб характеристики; (сплошная линия –) – $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ при равномерной скорости деформации $\varepsilon \approx 10^{-4} \text{ c}^{-1}$

Наличие дислокаций в деформированном материале КРТ подтверждено с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) [27]. Деформации при низкой температуре приводят к образованию дислокационной структуры, характеризующейся значительным увеличением числа винтовых и 60-градусных дислокаций в низкоэнергетических впадинах плоскости скольжения. Данные наблюдения

соответствовали модели Пайерлса, кроме дислокаций наблюдались дефекты Шокли с энергией $\gamma \approx 12 \pm 2 \text{ МДж/м}^2$ для КРТ рассмотренных составов.

Получены следующие результаты:

1. Рабочая плоскость скольжения дислокаций – {111}.

2. С повышением температуры нагрузочное напряжение уменьшалось. Например, для смещения дислокаций при комнатной температуре в $\text{Hg}_{0,32}\text{Cd}_{0,68}\text{Te}$ необходимо нагрузочное воздействие с напряжением 13,5 МПа, при $T = 580 \text{ К}$ значение напряжения уменьшается до 2,8 МПа [19].

3. Винтовые дислокации имели низкую скорость скольжения.

4. Смещение дислокаций происходило на двух тетраэдрах с вершинами внутри и снаружи кристалла, что характерно и для других соединений A_3B_5 и A_2B_6 [27].

5. Локальная нагрузочная деформация переводила слой $\text{Hg}_{0,3}\text{Cd}_{0,7}\text{Te}$ p -типа в n -тип [37].

6. Установлены следующие значения энергии активации пластической деформации для материала КРТ: 1,1 эВ для $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ и 1,6 эВ для $\text{Hg}_{0,34}\text{Cd}_{0,66}\text{Te}$.

В работе (Martyniuk) [38] показано, что переход материала p -типа в n -тип наблюдался в структурах $\text{Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$, выращенных методом МЛЭ, при изготовлении МФЧЭ путем прямого механического вдавливания в поверхность структуры.

На рисунке 7(а, б, в) показаны зависимости механической нагрузки (в диапазоне значений 20–55 мкН) от глубины проникновения (penetration depth), полученные в результате экспериментов по вдавливанию. На характеристиках механической нагрузки от глубины проникновения показаны точки разрыва (стрелка с отметкой «pop-in»), что означает появление внезапного разрыва характеристики (по механической нагрузке или глубине воздействия) во время давления индентора на образец. При небольших нагрузках на вдавливание: $P_{\text{max}} \leq 20\text{--}35 \text{ мкН}$ у всех исследуемых образцов КРТ наблюдались зависимости, близкие к линейным. Экспериментально установлено, что точка разрыва представляла переход от упругого поведения материала КРТ $\text{Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$ к упруго-пластичному.

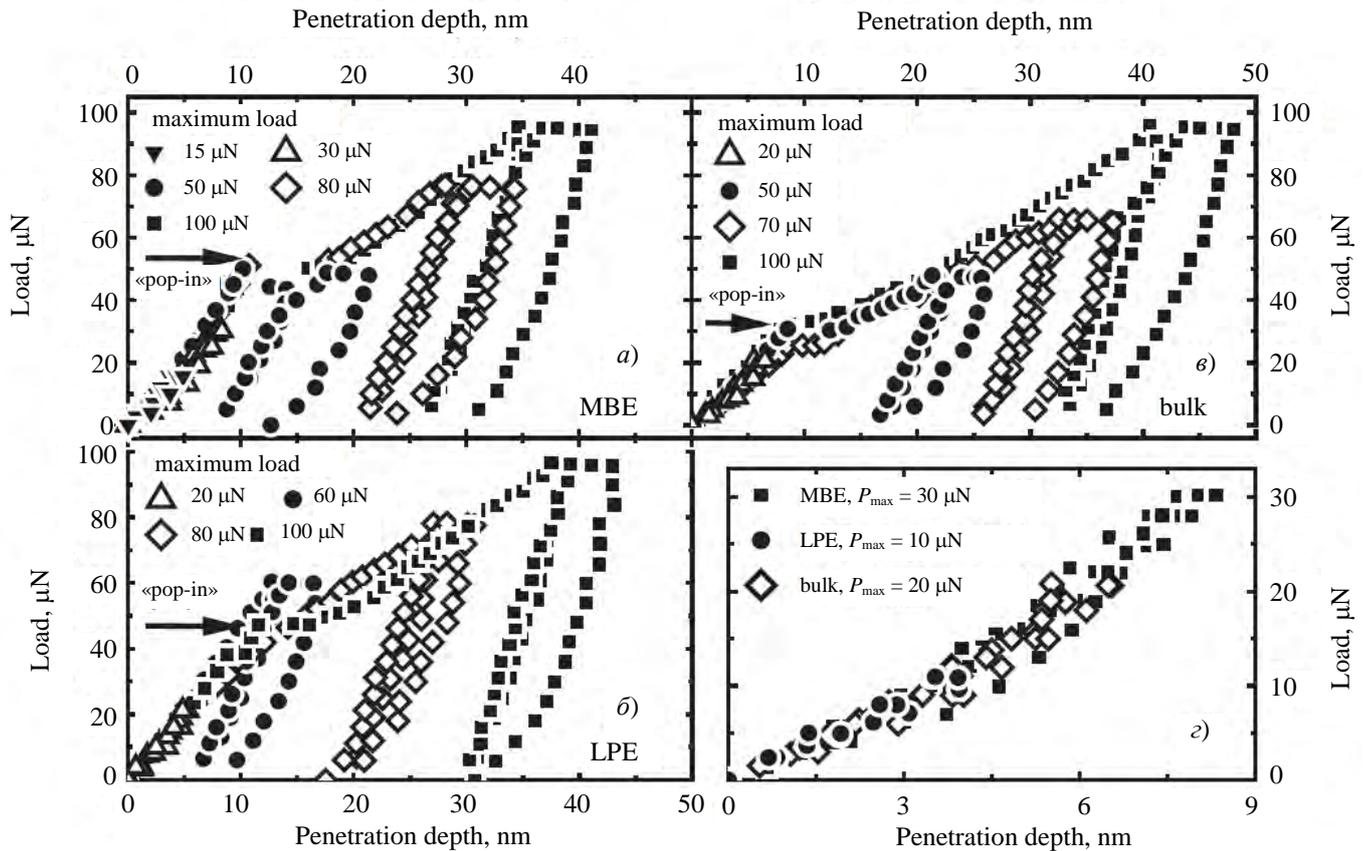


Рис. 7. Нагрузочные характеристики (Load) от глубины проникновения (Penetration depth) при испытаниях на вдавливание (максимальное значение $P_{max} \leq 100$ мкН) для образцов: (а) [■] – ГЭС КРТ МЛЭ; (б) [●] – ГЭС КРТ ЖФЭ; (в) [◇] – объемных образцов $Hg_{0,7}Cd_{0,3}Te$; (г) сравнительные характеристики

Таким образом, независимо от метода выращивания материала, реакция образцов на нановоздействия являлась упругой при малых глубинах вдавливания до ~ 100 нм и достигала пластичности $\sim 90\%$. Установлено, что пластичность изменялась в зависимости от времени примерно на $\sim 8\%$ при постоянной нагрузке вдавливания в течение 15 с в диапазоне механических нагрузок от 1 до 10 мкН. Определено максимальное нагрузочное напряжение в зоне вдавливания (непосредственно перед событием «pop-in») для структур КРТ, выращенных методами МЛЭ и ЖФЭ – $\mu_{max} \approx 1,75$ ГПа; для объемного материала КРТ оно составило $\tau_{max} \approx 1,1-1,4$ ГПа, что возможно объяснить наличием дислокаций.

Дополнительно бинарные соединения A_2B_6 обладали фотопластическим эффектом (изменение нагрузочного напряжения при облучении) и связанной с этим инъекцией электронов. Выявлено, что деформация приводит к обратимым изменениям электропроводности, импульсной и непрерывной люминес-

ценции и испусканию электронов с поверхности образцов. Данный эффект для материалов A_2B_6 изучался в работе (Osiryuan Y. A.) [39] и в работе (Barbot J. F.) [22]. В ходе испытаний твердых растворов $Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$ и $Hg_{0,7}Cd_{0,3}Te$ на сжатие (Galligan J. M., Pellegrino J.) [40, 41] при облучении образцов наблюдалось изменение проводимости на 25%. Предложены различные модели для объяснения поведения носителей заряда, участвующих в фотопластическом эффекте [42].

4. Заключение

Проведен анализ данных исследований по микро- и нанотвердости кристаллов и эпитаксиальных структур КРТ, а также нагрузочного напряжения в зависимости от коэффициента деформации при различных температурах и составах. Кривая зависимости коэффициента твердости от состава показывает, что максимум находится вблизи значения состава $x = 0,75$ мол.дол.; температурная зависимость

коэффициента твердости материала КРТ имеет плавный спад с увеличением температуры; зависимость нагрузочного напряжения от коэффициента деформации соответствует модели пластической деформации малодислокационных кристаллов, предложенной Александром и Хаазеном, что позволило объяснить существование зуба текучести материала КРТ при низких температурах и определить величины верхнего и нижнего пределов текучести.

Коэффициент твердости материала КРТ экспоненциально зависит от температуры $H \propto \exp(E/kT)$, что соответствует закону Аррениуса, а при $T \approx 360$ К наклон температурных зависимостей коэффициента твердости изменяется. Показано, что для образцов КРТ с большими составами температурная характеристика состоит из двух экспонент с разными показателями. График зависимости нагрузочного напряжения от обратной температуры при одноосном сжатии и равномерной скорости деформации показывает линейное поведение для материала КРТ малого состава; и нелинейное – для большого состава.

Переход от чисто упругой к преимущественно пластической реакции твердого раствора КРТ при возрастающем механическом напряжении характеризуется разрывом в характеристиках механической нагрузки, который указывает на начало пластического поведения материала. Как и в случае с другими полупроводниками на основе цинковой обманки, пластическая деформация определялась механизмом Пайерлса.

Представлены модельные зависимости энергии активации: от нагрузочного напряжения и от температуры для двух составов КРТ ($\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ и $\text{Hg}_{0,34}\text{Cd}_{0,66}\text{Te}$). Теоретические и экспериментальные исследования позволили установить следующие значения энергии активации [43]: 1,1 эВ для $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ и 1,6 эВ для $\text{Hg}_{0,34}\text{Cd}_{0,66}\text{Te}$ (Монография «Mercury Cadmium Telluride Growth, Properties and Applications», Edited by Peter Capper and James Garland, 2011 John Wiley & Sons Ltd, p. 181).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fissel A. and Schenk M. / Crystal Research and Technology. 1990. Vol. 25 (1). P. 89–95. doi: 10.1002/crat.2170250117.

2. Schenk M. and Fissel A. / J. Cryst. Growth. 1990. Vol. 86. P. 502–505. doi: 10.1016/0022-0248(90)90766-E.
3. Triboulet R., Lasbley A., Toulouse B. and Granger R. / Journal of Crystal Growth. 1986. Vol. 79. Iss. 1–3. Part 2. P. 695–700.
4. Barbot J. F., Rivaud G., Blanchard C. et al. / J. Mater. Sci: Mater Electron. 1990. Vol. 1. P. 18–19. <https://doi.org/10.1007>.
5. Cole S., Brown M., Willoughby A. F. W. / J. Mater. Sci. 1982. Vol. 17. P. 2061–2066.
6. Vydyanath H. R. / Journal of Crystal Growth. 1996. Vol. 161. № 1–4. P. 64–72.
7. Djuric Z. / Journal of Materials Science: Materials in Electronics. 1995. Vol. 6. P. 187–218.
8. Koo B. H., Wang J. F., Ishikawa Y., Isshiki M. / Mater. Sci. Eng. B. 1999. Vol. 60. Iss. 1. P. 40–45.
9. Martyniuk M., Sewell R. H., Musca C. A., Dell J. M., Faraone L. / J. Electron. Mater. 2006. Vol. 35. P. 1197–1205.
10. Martyniuk M., Sewell R. H., Musca C. A. et al. / Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 87. P. 251905–251903.
11. Faurie J. P., Million A. / Journal of Crystal Growth. 1981. Vol. 54. № 3. P. 582–585.
12. Navamathavan R., Arivuoli D., Attolini G. et al. / Mater. Lett. 2006. Vol. 60. P. 2949–2953.
13. Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Меньщиков П. В., Окулов В. И., Говоркова Т. Е. / Физика твердого тела. 2024. Т. 66. Вып. 2. С. 206–212.
14. Nagabhooshanam M., Veerender C., Dumke V. R. / Journal of Alloys and Compounds. 1991. Vol. 176. Iss. 2. P. 247–254.
15. Chu J. H., Shen S. C. / Semicond. Sci. Technol. 1993. Vol. 8. № 1S. P. S86.
16. Irwan R., Huang H., Wu H., Zheng H. / Material Science and Engineering A. 2013. Vol. 559. P. 480–485.
17. Huang Y., Zhang F., Hwang K. C., Nix W. D. / Journal of the Mechanics and Physics of Solids. 2006. Vol. 54 (8). P. 1668–1686. doi: 10.1016/j.jmps.2006.02.002
18. Barbot J. F., Rivaud G., Desoyer J. C. / J. Mater. Sci. 1988. Vol. 23. P. 1655–1659.
19. Fissel A., Schenk M. / J. Mater. Sci.: Mater. Electron. 1992. Vol. 3. P. 147–156.
20. Guergouri K., Triboulet R., Tromson-Carli A., Marfaing Y. / Journal of Crystal Growth. 1988. Vol. 86. Iss. 1–4. P. 61–65.
21. Taguchi T. / J-STAGE home(Oyo Buturi). 1988. Vol. 57. Iss. 9. P. 1326–1340.
22. Barbot J. F. Properties of narrow gap cadmium-based compounds. – In Peter Capper INSPEC, the Institution of Electrical Engineers, 1994, pp. 64–71.
23. Rogalski A. / Progress in Quantum Electronics. 1989. Vol. 13. Iss. 4. P. 299–353.
24. Rogalski A. Infrared detectors. – Taylor and Francis Group, LLC, 2011.
25. Kurilo I. V., Spitzkovskii I. M., Shneider A. D. / Russian Physics Journal. 1974. Vol. 17. P. 1300–1302.
26. Barbot J. F., Rivaud G., Gareme H. et al. / J. Mater. Sci. 1990. Vol. 25. P. 1877–1885.
27. Cole S. / J. Mater. Sci. 1980. Vol. 15. P. 2591–2596.
28. Cole S., Willoughby A. F. W., Brown M. / J. Mater. Sci. 1985. Vol. 20. P. 274–288.

29. Martyniuk M., Dell J. M., Faraone L. / Journal Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Applications. 2010. P. 151–203.
30. Rabier J., George A. / Rev. Phys. Appl. (Paris). 1987. № 22. P. 1327–1351.
31. Hall E. L., Vandersande J. B. / J. Am. Ceram. Soc. 1978. Vol. 61. Iss. 9–10. P. 417–425.
32. Pellegrino J., Galligan J. M. / Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 48, Iss. 17. P. 1127–1128.
33. Myles C. W., Ekpenuma S. N. / J. Vac. Sci. Technol. B. 1992. Vol. 10. Iss. 4. P. 1454–1459.
34. Nix W. D., Gao H. / Journal of the Mechanics and Physics of Solids. 1998. Vol. 46. Iss. 3. P. 411–425.
35. Петухов Б. В. / ФТП. 2002. Т. 36. Вып. 2. С. 129–133.
36. Петухов Б. В. / Журнал технической физики. 2016. Т. 86. Вып. 9. С. 65–70.
37. Barbot J. F., Kronewitz J., Schroter W. / Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 57. Iss. 25. P. 2689–2691.
38. Martyniuk M., Sewell R. H., Westerhout R. et al. / Journal of Applied Physics. 2011. Vol. 109. P. 096102. doi: 10.1063/1.3582062.
39. Osipyan Y. A., Petrenko V. F., Zaretskii A. V., Whitworth R. W. / Adv. Phys. 1986. Vol. 35. Iss. 2. P. 115–188.
40. Pellegrino J., Galligan J. M. / J. Vac. Sci. Technol. A. 1985. Vol. 3. Iss. 1. P. 160–162.
41. Galligan J. M., Pellegrino J., Manzur T. / Mater. Res. Soc. Symp. Proc. 1983. Vol. 24. P. 159–162.
42. Hirth J. P., Ehrenreich H. / J. Vac. Sci. Technol. A. 1985. Vol. 3. Iss. 2. P. 367–372.
43. Mercury Cadmium Telluride Growth, Properties and Applications / Ed. by Peter Capper and James Garland. – John Wiley & Sons Ltd., 2011.

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

Influence of HgCdTe solid alloys mechanical properties on the photodetector reliability (a review)

N. I. Iakovleva^{1,*}, K. O. Boltar^{1,2}, P. V. Vlasov¹, I. N. Miroshnikova³, V. S. Rudnevsky¹

¹ RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

* E-mail: niakovleva@mail.ru

² Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, 141700 Russia

³ National Research University «Moscow Power Engineering Institute», Moscow, 111250 Russia

Received 1.05.2025; revised 15.05.2025; accepted 2.06.2025

The review presents an analysis of the micro- and nanohardness of crystals and epitaxial structures based on cadmium-mercury-telluride (MCT, HgCdTe) ternary alloys and their influence on the photodetector reliability. The MCT hardness data versus composition and temperature have been estimated. The HgCdTe crystals and epitaxial structures mechanical properties have been considered by compression, bending and plastic deformation methods. The model characteristics of the activation energy versus effective stress and temperature and have been presented. The theoretical and experimental researches can determine following activation energy values: 1.1 eV for Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te and 1.6 eV for Hg_{0.34}Cd_{0.66}Te.

Keywords: heteroepitaxial structure (HEP); MCT; HgCdTe; micro- and nanohardness of HgCdTe; reliability; arrhenius activation coefficient.

REFERENCES

1. Fissel A. and Schenk M., Crystal Research and Technology **25** (1), 89–95 (1990). doi: 10.1002/crat.2170250117.
2. Schenk M. and Fissel A., J. Cryst. Growth. **86**, 502–505 (1990). doi: 10.1016/0022-0248(90)90766-E.
3. Triboulet R., Lasbley A., Toulouse B. and Granger R., Journal of Crystal Growth. Part 2. **79** (1–3), 695–700 (1986).
4. Barbot J. F., Rivaud G., Blanchard C. et al., J. Mater. Sci: Mater Electron. **1**, 18–19 (1990). <https://doi.org/10.1007>.
5. Cole S., Brown M. and Willoughby A. F. W., J. Mater. Sci. **17**, 2061–2066 (1982).
6. Vydyanath H. R., Journal of Crystal Growth. **161** (1–4), 64–72 (1996).
7. Djuric Z., Journal of Materials Science: Materials in Electronics **6**, 187–218 (1995).
8. Koo B. H., Wang J. F., Ishikawa Y. and Isshiki M., Mater. Sci. Eng. B. **60** (1), 40–45 (1999).
9. Martyniuk M., Sewell R. H., Musca C. A., Dell J. M. and Faraone L., J. Electron. Mater. **35**, 1197–1205 (2006).

10. Martyniuk M., Sewell R. H., Musca C. A. et al., *Appl. Phys. Lett.* **87**, 251905–251903 (2005).
11. Faurie J. P., Million A., *Journal of Crystal Growth.* **54** (3), 582–585 (1981).
12. Navamathavan R., Arivuoli D., Attolini G. et al., *Mater. Lett.* **60**, 2949–2953 (2006).
13. Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Menshikov R. V., Okulov V. I. and Govorkova T. E., *Solid State Physics* **66** (2), 206–212 (2024).
14. Nagabhooshanam M., Veerender C. and Dumke V. R., *Journal of Alloys and Compounds* **176** (2), 247–254 (1991).
15. Chu J. H. and Shen S. C., *Semicond. Sci. Technol.* **8** (1S), S86 (1993).
16. Irwan R., Huang H., Wu H. and Zheng H., *Material Science and Engineering A* **559**, 480–485 (2013).
17. Huang Y., Zhang F., Hwang K. C. and Nix W. D., *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **54** (8), 1668–1686 (2006). doi: 10.1016/j.jmps.2006.02.002
18. Barbot J. F., Rivaud G. and Desoyer J. C., *J. Mater. Sci.* **23**, 1655–1659 (1988).
19. Fissel A. and Schenk M., *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **3**, 147–156 (1992).
20. Guergouri K., Triboulet R., Tromson-Carli A. and Marfaing Y., *Journal of Crystal Growth.* **86** (1–4), 61–65 (1988).
21. Taguchi T., *J-STAGE home(Oyo Buturi)* **57** (9), 1326–1340 (1988).
22. Barbot J. F., Properties of narrow gap cadmium-based compounds. in Peter Capper INSPEC, the Institution of Electrical Engineers, 1994, pp. 64–71.
23. Rogalski A., *Progress in Quantum Electronics* **13** (4), 299–353 (1989).
24. Rogalski A., *Infrared detectors.* Taylor and Francis Group, LLC, 2011.
25. Kurilo I. V., Spitkovskii I. M. and Shneider A. D., *Russian Physics Journal* **17**, 1300–1302 (1974).
26. Barbot J. F., Rivaud G., Garem H. et al., *J. Mater. Sci.* **25**, 1877–1885 (1990).
27. Cole S., *J. Mater. Sci.* **15**, 2591–2596 (1980).
28. Cole S., Willoughby A. F. W. and Brown M., *J. Mater. Sci.* **20**, 274–288 (1985).
29. Martyniuk M., Dell J. M. and Faraone L., *Journal Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Applications* 151–203 (2010).
30. Rabier J. and George A., *Rev. Phys. Appl. (Paris)*, № 22, 1327–1351 (1987).
31. Hall E. L. and Vandersande J. B., *J. Am. Ceram. Soc.* **61** (9–10), 417–425 (1978).
32. Pellegrino J. and Galligan J. M., *Appl. Phys. Lett.* **48** (17), 1127–1128 (1986).
33. Myles C. W. and Ekpenuma S. N., *J. Vac. Sci. Technol. B* **10** (4), 1454–1459 (1992).
34. Nix W. D. and Gao H., *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **46** (3), 411–425 (1998).
35. Alexander H. and Haasen P., *Solid State Phys.* **22**, 26–55 (1968).
36. Petukhov B. V., *Journal of Technical Physics* **86** (9), 65–70 (2016).
37. Barbot J. F., Kronewitz J. and Schroter W., *Appl. Phys. Lett.* **57** (25), 2689–2691 (1990).
38. Martyniuk M., Sewell R. H., Westerhout R. et al., *Journal of Applied Physics* **109**, 096102 (2011). doi: 10.1063/1.3582062.
39. Osipyanyan Y. A., Petrenko V. F., Zaretskii A. V. and Whitworth R. W., *Adv. Phys.* **35** (2), 115–188 (1986).
40. Pellegrino J. and Galligan J. M., *J. Vac. Sci. Technol. A* **3** (1), 160–162 (1985).
41. Galligan J. M., Pellegrino J. and Manzur T., *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **24**, 159–162 (1983).
42. Hirth J. P. and Ehrenreich H., *J. Vac. Sci. Technol. A* **3** (2), 367–372 (1985).
43. *Mercury Cadmium Telluride Growth, Properties and Applications / Ed. Peter Capper and James Garland, John Wiley & Sons Ltd., 2011.*

Об авторах

Яковлева Наталья Ивановна, главный научный сотрудник НТЦ МФЭ, д.т.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: niiakovleva@mail.ru SPIN-код РИНЦ 1077-9113, Author ID 602076

Болтарь Константин Олегович, начальник НТЦ МФЭ, д.ф.-м.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9), Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141700, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9). E-mail: boltarko@yandex.ru SPIN-код РИНЦ 9249-2720, Author ID 171355

Власов Павел Валентинович, начальник отдела НТЦ МФЭ, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: padreumberto@yandex.ru SPIN-код РИНЦ 7650-8940, Author ID 760925

Мирошникова Ирина Николаевна, д.т.н., профессор, ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ» (111250, Россия, Москва, Красноказарменная, 14). E-mail: MiroshnikovaIN@mpei.ru SPIN-код РИНЦ 1874-0708, Author ID 789586

Рудневский Владимир Сергеевич, ведущий инженер НТЦ МФЭ, к.ф.-м.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: rudnevskiy@mail.ru SPIN-код РИНЦ 5515-7068, Author ID 782949

УДК 538.958
EDN: SKCMNH

PACS: 85.60.Gz

Неоднородность чувствительности матриц ИК-фотоприемников вследствие дифракции при фотолитографических процессах

© К. О. Болтарь, М. В. Седнев, А. В. Трухачев*, Е. А. Кожаринова,
А. А. Лопухин, Е. В. Пермикина, Е. В. Башкирова

АО «НПО «Орион», Москва 111538 Россия

* E-mail: orionmoscow@mail.ru

Статья поступила в редакцию 19.05.2025; после доработки 3.06.2025; принята к публикации 2.06.2025
Шифр научной специальности: 1.3.11

Проведен анализ возможных факторов искажения изображения фотошаблона в слое фоторезиста в процессах контактной фотолитографии при изготовлении матричных ИК-фотоприёмников, что приводит к неодинаковости геометрических размеров элементов фоточувствительных матриц и как следствие, неоднородности по пикселям чувствительности матричных ИК-фотоприёмников. Исследованы особенности формирования фоточувствительных элементов матриц форматов 384×288 с шагом 25 мкм, 320×256 с шагом 30 мкм и 640×512 с шагом 15 мкм на основе гетероэпитаксиальных слоев GaAs/AlGaAs и xVn-InGaAs, выращенных на подложках из арсенида галлия и фосфида индия соответственно. Исследовано влияние на неоднородность чувствительности неплоскостности поверхности гетероэпитаксиальных структур полупроводниковых пластин и дефектов на поверхности пластин.

Ключевые слова: матричные ИК-фотоприёмники; QWIP-структура; контактная фотолитография; дефекты роста; эпитаксия; морфология поверхности.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-3-194-200

Введение

Гетероэпитаксиальные фоточувствительные структуры (ГЭС), выращенные на подложках, прозрачных в рабочем спектральном диапазоне, широко используются в матричных ИК-фотоприёмниках (МФПУ) [1–10]. На рис. 1 схематично изображены планарный, меза-планарный и меза варианты исполнений матриц фоточувствительных элементов (МФЧЭ) на основе xVn-структур с фоточувствительным слоем $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ и широкозонным слоем $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ [8]. Нелегированный AlInAs барьерный и пассивирующий слой в меза-планарной технологии позволяет изолировать фотодиоды друг от друга не открывая поверхность фоточувствительного InGaAs, что поз-

воляет иметь малые темновые токи фотодиодов. Фотоэлектрическое разделение на пиксели осуществляется по сильно легированному контактному p^{++} и надбарьерному p -слоям толщиной 50 и 100 нм соответственно.

Матрицы на квантовых ямах (QWIP-матрицы) составляют серьезную конкуренцию фотоприёмникам, выполненным на основе теллурида кадмия ртути (КРТ) в диапазоне 8–12 мкм. Использование фотоприёмников на основе ГЭС QWIP-структур позволяет создавать крупноформатные меза-матричные фотоприёмные устройства с рекордно малым числом дефектных элементов.

Существенным недостатком QWIP GaAs/AlGaAs-приёмников является очень низкий коэффициент преобразования излуче-

ния, что обусловлено малым значением коэффициента собственного поглощения. Такие приемники требуют более глубокого охлаждения, чем приемники на КРТ. Коэффициент преобразования удастся повысить до 10–12 % формированием на поверхности верхнего контакта каждого пикселя рассеивающего оптического элемента в виде металлизированной дифракционной решетки с периодом a , определяемым из соотношения: $a = \lambda_{\max}/n$, где λ_{\max} – максимум спектральной чувствительности фотоприёмника, n – показатель преломления

контактного слоя (GaAs, $n = 3,3$). Для QWIP-фотоприёмников длинноволнового диапазона $\lambda_{\max} = 8,5$ мкм и $a = 2,6$ мкм.

С уменьшением площади фоточувствительных элементов матриц возрастают требования к одинаковости геометрических размеров каждого пикселя, участвующего в процессе собирания фото генерированных носителей тока. Относительное изменение площади идеального квадратного фоточувствительного элемента при уменьшении стороны на один микрон в процентах представлено на рис. 2.

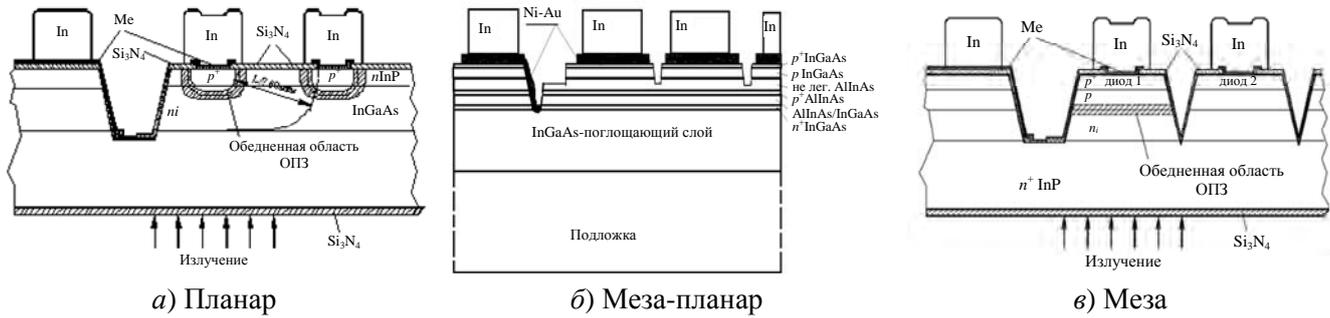


Рис. 1. Схематическое изображение вариантов исполнений матриц фоточувствительных элементов [8] фоточувствительного слоя

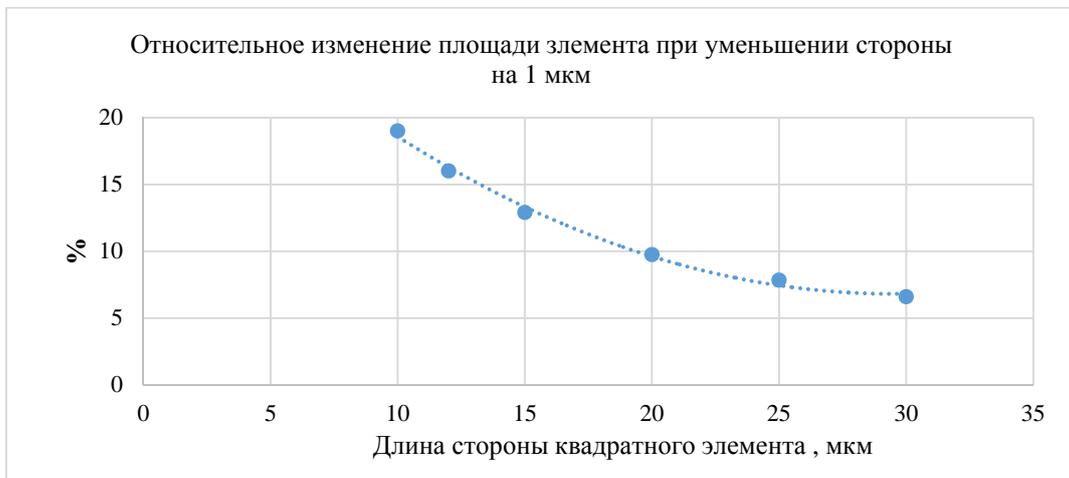


Рис. 2. Изменение площади идеального квадратного элемента при уменьшении стороны на 1 мкм

В технологии производства кремниевых БИС-считывания проблема воспроизведения геометрических размеров элементов микросхем решается применением высокоточного проекционного фотолитографического оборудования, разработкой процессов формирования трехслойной маски, выполнением требований необходимой плоскостности и отсутствием микро- и макро-дефектов на поверхности исходных пластин, планаризации

архитектуры функциональных элементов микросхем, жестким соблюдением требований к поддержанию микроклимата [12–15]. Современные БИС-считывания с проектной нормой 0,18 мкм и менее обеспечивают обработку электронных сигналов фоточувствительных элементов матриц с шагом менее 10 мкм.

Матрицы фоточувствительных элементов ИК диапазона спектра изготавливаются из уз-

козонных полупроводниковых гетероэпитаксиальных структур с большим количеством структурных и стехиометрических дефектов роста, образующихся в процессах эпитаксии в виде выступов и углублений, у которых вертикальные отклонения от поверхности слоя достигают 5–10 мкм. Различия в параметрах кристаллических решеток подложки растущих слоев приводит к значительному изменению кривизны пластины с ГЭС, что более чем на порядок хуже плоскостности кремниевых монокристаллических пластин.

В связи с этим при разработке и производстве широкоформатных МФЧЭ ИК диапазона спектра повышаются требования к фотолитографическим процессам, обеспечивающим минимальные отклонения геометрических размеров элементов матриц, неодинаковость размеров которых может приводить как к коррелированным, так и не коррелированным геометрическим шумам, искажающим реальную картину сцены.

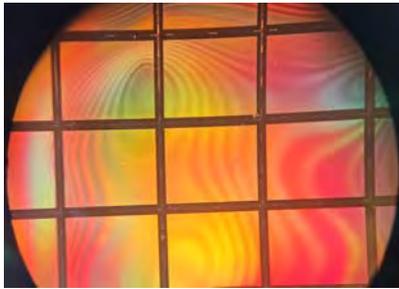
Результаты и обсуждение

В технологии формирования топологии элементов микросхем используются два спо-

соба переноса изображения фотошаблона на слой фоторезиста, нанесенного на плоскую пластину: проекционный и контактный [14, 15]. При проекционной фотолитографии отсутствует контакт фотошаблона с полупроводниковой пластиной, а при контактной фотошаблон непосредственно прижимается к полупроводниковой подложке. При этом основной причиной дефектов являются загрязнения контактирующих поверхностей твердыми частицами, присутствующими в воздухе, выделяемыми технологическим оборудованием, применяемым инструментом и оператором.

В проведенных исследованиях представлены результаты применения контактной фотолитографии при формировании фоточувствительных элементов матриц на основе ГЭС структур.

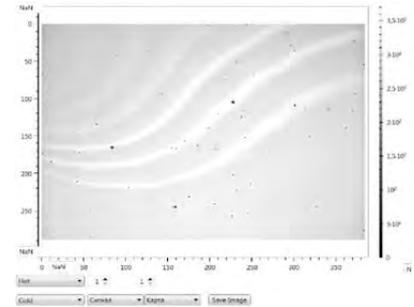
На рис. 3 представлены: фотографии пластины с матрицами ФЧЭ на основе QWIP-структур после фотолитографии дифракционной решетки (а) и матрицы ФЧЭ со стороны пикселей перед гибридизацией (б), а также распределение вольтовой чувствительности в ИК-диапазоне на той же матрице ФЧЭ, полученное фотоприемным модулем, при однородном освещении со стороны подложки, при температуре охлаждения 70 К (в).



а) Фотография пластины с 9-ю матрицами ФЧЭ на основе QWIP-структур после фотолитографии дифракционной решетки



б) Фотография матрицы ФЧЭ перед гибридизацией со стороны пикселей



в) ИК-изображение, полученное фотоприемным модулем с той же матрицей ФЧЭ при однородном освещении со стороны подложки при температуре охлаждения 70 К

Рис. 3. Фотография двухдюймовой пластины с 9-ю матрицами после ФЛГ (а). Фотография матрицы ФЧЭ перед гибридизацией (б) и распределение по этой же матрице вольтовой чувствительности в ИК-диапазоне (в)

Фотография, представленная на рис. 3а, характеризует распределение отражательной способности в видимом свете поверхности пластины со слоем фоторезиста, проявленным по шаблону дифракционной решетки в про-

цессе изготовления фоточувствительных матриц на основе QWIP-структур в длинноволновом диапазоне ИК спектра формата 384×288 с шагом 25 мкм. Тогда как на рис. 3б фотография демонстрирует распределение интенсив-

ности отраженного света от поверхности матрицы со сформированными по меза-технологии элементами перед гибридизацией.

Сравнение изображения (см. рис. 3в), полученного фотоприемным модулем с ФЧЭ на основе QWIP-структур, и фотографии поверхности этой матрицы перед гибридизацией (рис. 3б) показывает, что геометрические контуры наблюдаемых фигур совпадают. Светлые полосы рис. 3в соответствуют зонам расположения пикселей с повышенной на 10–15 % вольтовой чувствительностью относительно темных участков изображения и соответствуют темным областям отражения света от поверхности матрицы, рис. 3б.

Объяснением этих эффектов, по-видимому, может быть рассеяние света осветителя на фотошаблоне при формировании фотолитографического рисунка в слое фоторезиста, в том числе из-за дифракции на границе маскирующих поверхность элементов. Это приводит к неодинаковости геометрических размеров дифракционной решетки с шагом 2,6 мкм в местах с неодинаковостью зазора от пластины до фотошаблона.

При отклонении от номинального соотношения размеров дифракционной решетки $\text{ямка/выпуклость} = 1,3:1,3$ мкм коэффициент преобразования ИК-излучения в МФПУ изменяется. Это же изменение соотношения размеров ямки/выпуклость создает муаровую картину в фотографиях пластин с МФЧЭ и проявленным фоторезистом, полученных в отраженном свете поверхности элементов матриц в лучах осветителя микроскопа.

На рис. 4а представлены фотографии отдельных пикселей 5-ти матриц формата 384×288 с шагом 25 мкм после фотолитографии дифракционной решетки (на фотошаблоне квадратные элементы со стороной 1,3 мкм и шагом 2,6 мкм) в слое фоторезиста толщиной 0,5 мкм, а на рис. 4б фотография фрагмента той же пластины в области ростового дефекта в виде углубления (3 мкм) неправильной формы, на рис. 4в фотография неоднородности распределения толщины фоторезиста вокруг выступающего дефекта поверхности, при нанесении фоторезиста центрифугированием.

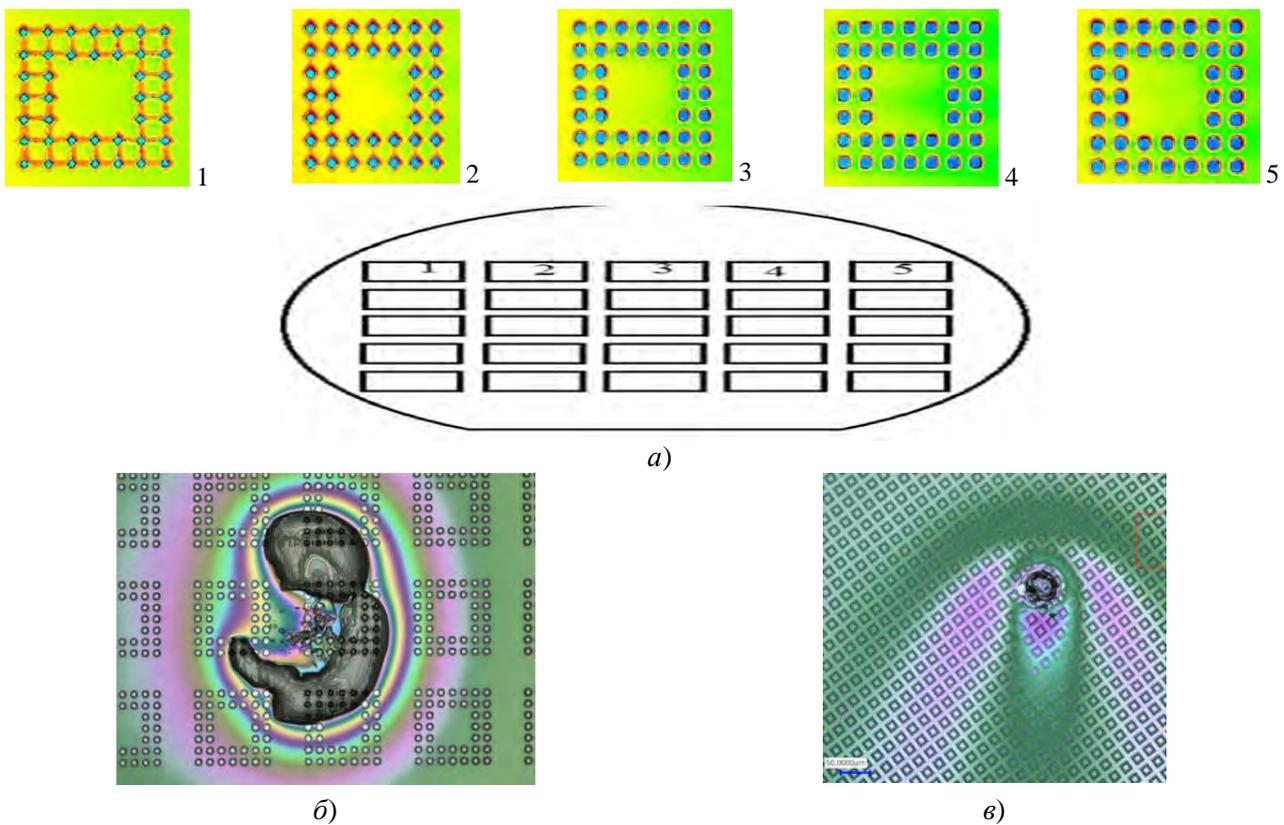


Рис. 4 Фотографии отдельных пикселей пяти QWIP-матриц формата 384×288 с шагом 25 мкм после фотолитографии дифракционной решетки в слое фоторезиста толщиной 0,5 мкм на пластине диаметром 76 мм на установке без вакуумного контакта (а). Фотографии распределения толщины фоторезиста на фрагментах той же пластины в области ростовых дефектов в виде углубления (~3 мкм) (б) и выступающего над поверхностью (~3 мкм) (в)

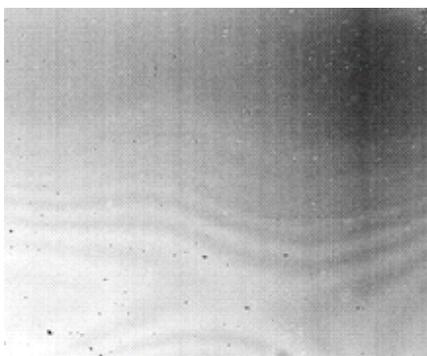
Отклонения от плоскости поверхности пластины, в том числе локально рассредоточенные на ней выступы или углубления, не позволяют осуществить контакт к фотошаблону. Наличие неравномерного зазора между фотошаблоном и подложкой провоцирует неоднородность засветки фоторезиста, что приводит к искажению формы и размеров элементов вследствие проникновения света в область геометрической тени. Проникновение света осветителя в область тени фотошаблона приводит к возникновению двух сценариев взаимодействия светового потока с однородным по толщине слоем фоторезиста: 1 – отсутствие воздушного зазора между фотошаблоном и фоторезистом; 2 – наличие воздушного зазора. В первом случае искажения при переносе изображения фотошаблона однородны по площади пластины при рассеивании света на препятствии, что позволяет реализовать получение на пластине поле элементов топологии с одинаковыми размерами при условии одинаковой толщины слоя фоторезиста. Во втором – наличие зазора между шаблоном и фоторезистом внесет дополнительные искажения изображения фотошаблона при проявлении фоторезиста на пластине, что обусловлено отражением света в воздушном пространстве области полутени. При этом на величину искажений влияет как неплоскостность пластины, так и макродефекты на ее поверхности.

Мы использовали подложки диаметром два дюйма толщиной 350–400 мкм и три дюйма толщиной 625 мкм. Выращивание ГЭС слоев QWIP-структур приводит к увеличению кривизны пластин, делая их выпуклыми.

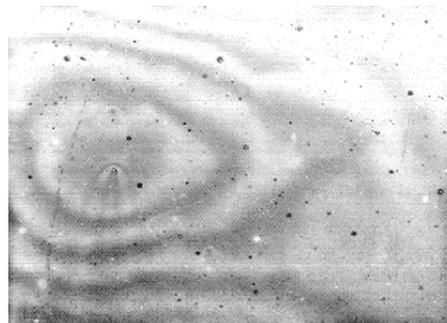
Отклонение от плоскостности составляло 10÷15 мкм на двух дюймовых пластинах толщиной 350 мкм и 2÷6 мкм на трех дюймовых пластинах толщиной 625 мкм. Эффекты дифракции значительно слабее выражены при работе с трехдюймовыми пластинами толщиной 625 мкм. А при наличии ростовых дефектов высотой не более 2 мкм и использовании установки совмещения с вакуумным прижимом фотошаблона изолинии равной интенсивности отражения от проявленного слоя фоторезиста наблюдаются лишь на краях пластины, что объясняется присутствием валика фоторезиста на краю.

Аналогичные неравномерности распределения вольтовой чувствительности к ИК-излучению фотоприемных модулей с ФЧЭ на основе $x\text{Vn}$ -структур формата 640×512 шаг 15 мкм и 320×256 шаг 30 мкм представлены на рис. 5. Фотолитографические процессы выполняли на установке совмещения без вакуумного контакта на 2-х дюймовых пластинах толщиной 350 мкм. Выступающие дефекты поверхности непосредственно участвуют в процессе нанесения фоторезиста центрифугированием, что приводит к кометообразному распределению толщины фоторезиста на пластине, как показано на рис. 5в (увеличенный фрагмент рис. 5б).

Выступающие на поверхности дефекты (рис. 4в, 5в) в отличие от ямок на поверхности (рис. 4б) приводят не только к дефектности соответствующего фоточувствительного элемента МФЧЭ, но и к неоднородности вольтовой чувствительности в области гораздо большего размера в окрестностях дефекта, что проявляется в виде кластерных дефектов ИК-изображения.



а) 640×512, шаг 15 мкм



б) 320×256, шаг 30 мкм



в) Увеличенный фрагмент б)

Рис. 5 Распределения чувствительности, полученные фотоприемными модулями с ФЧЭ на основе $x\text{Vn-InGaAs}$ структур при однородном освещении со стороны подложки

Выводы

Для уменьшения неоднородности вольтовой чувствительности ИК-фотоприёмных матриц необходимо повышать требования к:

- неплоскостности поверхности гетероэпитаксиальных структур и отсутствию выступающих дефектов на поверхности;
- разработке технологии и оборудования формирования фотолитографической маски, не чувствительных к изменению зазора фотошаблон/пластина.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бурлаков И. Д., Болтарь К. О., Седнев М. В. / Прикладная физика. 2007. № 5. С. 58.
2. Болтарь К. О., Бурлаков И. Д., Яковлева Н. И., Седнев М. В., Трухачев А. В., Иродов Н. А., Лопухин А. А., Пермикина Е. В., Войцеховский А. В., Горн Д. И., Михайлов Н. Н. / Прикладная физика. 2025. № 1. С. 38–43.
3. Трухачев А. В., Седнев М. В., Трухачева Н. С. и др. / Прикладная физика. 2019. № 6. С. 54–59.
4. Trukhachev A. V., Sednev M. V., Trukhacheva N. S., Boltar K. O. / Journal of communications technology and electronics. 2021. Vol. 66. № 3. P. 358–361.
5. Седнев М. В., Трухачев А. В., Трухачева Н. С., Макарова Э. А. Способ определения достаточности

глубины ионно-лучевого травления QWIP-структур. Патент № RU 2749498 С1. 2021.

6. Седнев М. В., Трухачев А. В., Атрашков А. С. Способ изготовления матричного фотоприемника патент № RU 2749957 С2. 2021.

7. Трухачев А. В., Атрашков А. С., Седнев М. В., Трухачева Н. С. Способ определения достаточности глубины ионно-лучевого травления QWIP-структур патент № RU 2780987. 2022.

8. Седнев М. В., Болтарь К. О., Иродов Н. А., Демидов С. С. / Прикладная физика. 2015. № 3. С. 73–79.

9. Болтарь К. О., Седнев М. В., Трухачев А. В., Трухачева Н. С. Исследование влияния способов пассивации поверхности на ВАХ матричных ФЧЭ на основе XBN InGaAs- структур / Тезисы докладов XXVI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. – Москва, АО «НПО «Орион», 2022.

10. Болтарь К. О., Седнев М. В., Трухачев А. В., Трухачева Н. С. / Прикладная физика. 2022. № 3. С. 56–62.

11. Уайтхауз Д. Метрология поверхностей. Принципы, промышленные методы и приборы. – Долгопрудный: Интеллект, 2009.

12. Плазменная технология в производстве СБИС / пер. под ред. Айнспрука Н. и Брауна Б. – М.: «Мир», 1987.

13. Wang S. Y., Leea C. P. Normal incident long-wavelength quantum well infrared photodetectors using electron intersubband transitions Department of Electronic Engineering, National Chiao Tung University, Hsinchu, Taiwan, Republic of China.

14. Моро У. Микролитография. – М.: «МИР», 1990.

15. Литографические процессы. – М.: «Высшая школа», 1990.

PACS: 85.60.Gz

IR Focal Plane Arrays sensitivity non-uniformity due to photolithographic processes diffraction

K. O. Boltar, M. V. Sednev, A. V. Trukhachev*, E. A. Kozharinova,
A. A. Lopukhin, E. V. Permikina and E. V. Bashkirova

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

* E-mail: orionmoscow@mail.ru

Received 19.05.2025; revised 3.06.2025; accepted 2.06.2025

Possible factors of the photomask distortion in contact photolithography processes during matrix IR photodetectors manufacturing was analysed, which leads to non-uniformity of the photodetector elements dimensions and IR Focal Plane Arrays sensitivity non-uniformity. We investigated 384×288 with a pitch of 25 μm, 320×256 with a pitch of 30 μm and 640×512 with a pitch of 15 μm IR FPA's based on heteroepitaxial layers of GaAs/AlGaAs and xBn-InGaAs grown on substrates of gallium arsenide and indium phosphide. The effect on sensitivity non-uniformity of semiconductor wafers surface non-flatness and defects on the heteroepitaxial structures surface was studied.

Keywords: matrix IR photodetectors; QWIP structure; contact photolithography; growth defects; epitaxy; surface morphology.

REFERENCES

1. Burlakov I. D., Boltar K. O. and Sednev M. V., Applied Physics, № 5, 58 (2007) [in Russian].
2. Boltar K. O., Burlakov I. D., Yakovleva N. I., Sednev M. V., Trukhachev A. V., Irodov N. A., Lopukhin A. A., Permikina E. V., Voitsekhovskii A. V., Gorn D. I. and Mikhailov N. N., Applied Physics, № 1, 38–43 (20205) [in Russian].
3. Trukhachev A. V., Sednev M. V., Trukhacheva N. S. et al., Applied Physics, № 6, 54–59 (2019) [in Russian].
4. Trukhachev A. V., Sednev M. V., Trukhacheva N. S. and Boltar K. O., Journal of communications technology and electronics **66** (3), 358–361 (2021).
5. Sednev M. V., Trukhachev A. V., Trukhacheva N. S. and Makarova E. A. Method for determining the sufficiency of the depth of ion-beam etching of qwip structures Patent № RU 2749498 C1. 2021.
6. Sednev M. V., Trukhachev A. V. and Atrashkov A. S. Method for Manufacturing a Photodetector Matrix Patent № RU 2749957 C2. 2021.
7. Trukhachev A. V., Atrashkov A. S., Sednev M. V. and Trukhacheva N. S. Method for determining the sufficiency of the depth of ion-beam etching of qwip structures Patent № RU 2780987. 2022.
8. Sednev M. V., Boltar K. O., Irodov N. A. and Demidov S. S., Applied Physics, № 3, 73–79 (2015) [in Russian].
9. Boltar K. O., Sednev M. V., Trukhachev A. V. and Trukhacheva N. S. Focal plane arrays based on XBr-InGaAs structures surface passivation influence of methods on the current-voltage characteristics. Abstracts of the XXVI International Scientific and Technical Conference on Photoelectronics and Night Vision Devices. – M., RD&P Center ORION, JSC, 2022.
10. Boltar K. O., Sednev M. V., Trukhachev A. V. and Trukhacheva N. S., Applied Physics, № 3, 56–62 (2022) [in Russian].
11. David J. Whitehouse. Surfaces and their Measurement. Surface metrology. Principles, industrial methods and devices. Dolgoprudny: Intellect, 2009.
12. VLSI electronics microstructure science, translation / Ed/ by Einspruck N., Braun B. Moscow, “Mir”, 1987.
13. Wang S. Y. and Leea C. P., Normal incident long-wavelength quantum well infrared photodetectors using electron intersubband transitions Department of Electronic Engineering, National Chiao Tung University, Hsinchu, Taiwan, Republic of China.
14. Moreau U. Microlithography. Moscow, “MIR”, 1990.
15. Lithographic processes. Moscow, “Higher School”, 1990.

Об авторах

- Болтарь Константин Олегович**, начальник НТК, д.ф.-м.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: boltarko@yandex.ru SPIN-код РИНЦ 9249-2720, Author ID 171355
- Седнев Михаил Васильевич**, начальник участка, к.т.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). SPIN-код РИНЦ 9866-5740, Author ID 592893
- Трухачев Антон Владимирович**, ведущий инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: orionmoscow@mail.ru
- Кожаринова Елена Анатольевна**, ведущий инженер-технолог, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: didimahlena@mail.ru
- Лопухин Алексей Алексеевич**, начальник участка, к.т.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: alexmatr0@mail.ru SPIN-код РИНЦ 7352-7713, Author ID 221931
- Пермикина Елена Вячеславовна**, ведущий инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). SPIN-код РИНЦ 4231-5554, Author ID 780646
- Башкирова Елена Викторовна**, инженер 2-й категории, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: sanny-helen@rambler.ru

УДК 538.915
EDN: UMSQLS

PACS: 85.60.-q

Радиационная стойкость светоизлучающих и фотоприемных структур для оптоэлектронных пар на базе гетероэпитаксиальных слоев Ge/Si© М. М. Иванова¹, Ю. А. Кабальнов^{1,*}, А. Н. Качемцев², А. В. Скупов¹¹ ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, 607188 Россия

* E-mail: Kabalnov@niiis.nnov.ru

² ФГБУН «ИХВВ им. Г. Г. Десятых РАН», г. Нижний Новгород, 603951 Россия

Статья поступила в редакцию 25.02.2025; после доработки 31.03.2025; принята к публикации 6.05.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

Показан достаточно высокий уровень стойкости к γ -нейтронному излучению активных элементов оптоэлектронных пар: светоизлучающих структур с массивом Ge(Si) наностроек и фотодиодов с эпитаксиальными слоями Ge/Si. Теоретические оценки доли наностроек Ge(Si), теряющих свойства люминесценции при генерации радиационных дефектов, в первом приближении совпадают с экспериментальными данными по снижению интенсивности фото- и электролюминесценции облученных структур. Выполнение условия совместимости параметров светоизлучающих и фотоприемных структур оптоэлектронных пар обеспечивает регистрацию оптопарного эффекта при высоких уровнях воздействий.

Ключевые слова: светоизлучающие и фотоприемные структуры; гетероэпитаксиальные слои Ge/Si; оптоэлектронные пары; радиационная стойкость; γ -нейтронное излучение.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-3-201-208

Введение

Использование элементов оптоэлектроники в радиоэлектронных системах является эффективным методом повышения их характеристик и надежности [1]. Оптоэлектронные устройства обеспечивают повышенную помехозащищенность каналов связи и находят широкое применение в приборах бортовой аппаратуры. В качестве перспективных материалов оптоэлектроники при создании источников и приемников оптического излучения в коммуникационном диапазоне длин волн 1,3–1,55 мкм рассматриваются гетероэпитаксиальные структуры Ge/Si [2]. Интерес к гетероструктурам германия на кремнии обусловлен потенциальными возможностями изготовления оптоэлектронных устройств на базе кремниевой технологии [3]. Данные структуры также потенциально обладают высокой ради-

ационной стойкостью, что актуально для разработчиков электронной компонентной базы и приборов, к которым предъявляются повышенные требования по стойкости к спецвоздействиям. Проведенные исследования влияния ионизирующего излучения на фото- и электролюминесценцию [4, 5], а также фоточувствительность [6] гетероструктур с наностройками Ge(Si) показали их потенциально более высокую радиационную стойкость по сравнению с аналогичными структурами на базе объемного кремния. Рост радиационной стойкости обусловлен пространственной локализацией дырок в наностройках Ge(Si), что снижает скорость рекомбинации носителей заряда, связанную с радиационными дефектами.

Оптоэлектронные пары (ОП) функционально объединяют оптически связанные источник и приемник излучения при условии электрической изоляции между входом и вы-

ходом. В оптопарах электрофизические параметры источника излучения должны быть согласованы с параметрами приемника, а их значения должны удовлетворять требованиям по спектральным характеристикам, диаграмме направленности, температурной зависимости мощности излучения и фоточувствительности. Воздействие ионизирующего излучения может нарушить условие совместимости параметров, что приведет к деградации характеристик оптоэлектронных пар. В данной работе проводились исследования влияния импульсного γ -нейтронного излучения на параметры активных элементов оптоэлектронных пар: светоизлучающих диодов с массивом самоформирующихся наностроек Ge(Si) и фотодетекторов, созданных с использованием релаксированных гетероэпитаксиальных слоев германия на кремнии. Исследовались также параметры сформированных на их основе оптоэлектронных пар до и после γ -нейтронного облучения.

Методика эксперимента

Исследовались светоизлучающие структуры, изготовленные на основе кремниевых $p-i-n$ -диодов, в слаболегированные области которых встроены массивы самоформирующихся наностроек Ge(Si). Изменения оптических свойств, а также морфологии наностроек исследовались как результат влияния импульсного γ -нейтронного облучения. Структуры выращивались комбинированным методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) Si и газофазной эпитаксии (ГФЭ) Ge при низком давлении с использованием германа (GeH₄) в качестве прекурсора [3]. На поверхность подложек p^+ -Si(001) марки КДБ-0,005 осаждались буферные слои p^+ -Si толщиной ~200 нм, легированные бором с концентрацией $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Далее в ростовую камеру напускался герман, который разлагался пиролизически на поверхности буферного слоя. Осажденные слои германия трансформировались в наностройки Ge(Si) по механизму Странски-Крастанова [3]. Температура подложки в процессе роста составляла ~600 °С. Массивы наностроек Ge(Si) многослойных структур разделялись

легированными фосфором спейсерными слоями n -Si толщиной ~0,1 мкм. Многослойные структуры покрывались пленкой n^+ -Si с концентрацией примеси $\sim 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Фотодетекторы формировались на основе эпитаксиальных слоев Ge на Si, и имели структуру $p-i-n$ -диодов со слабо легированным слоем германия и сильно легированной кремниевой подложкой, используемой в качестве одного из электродов. Эпитаксиальные слои германия толщиной ~0,5 мкм выращивались на подложках n^+ -Si(001) марки КЭМ-0,005 на установке СМЛЭ. На поверхность подложек из сублимационного источника осаждались буферные слои n^+ -Si толщиной ~200 нм, легированные фосфором с концентрацией $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Затем проводилось осаждение эпитаксиальных слоев Ge при температуре подложки ~350 °С с использованием, так называемого, метода «горячей проволоки». Для формирования приконтактной области p^+ -типа проводимости слои германия имплантировались бором с дозой $1,5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Данные о параметрах морфологии наностроек Ge(Si) (средняя высота строек – h , средний диаметр – D , поверхностная плотность – N_s) были получены методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) с использованием сканирующего зондового микроскопа «Силвер Про» производства компании НТ-МТД (Россия). Кристаллическая структура эпитаксиальных слоев исследовалась методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения с использованием ПЭМ JEOL JEM 2100F. Исследуемые образцы подвергались импульсному γ -нейтронному облучению с флюенсом нейтронов до 10^{15} н/см^2 при средней энергии в спектре нейтронов ~1 МэВ. Экспозиционная доза γ -излучения составляла ~400 кР. Средняя эффективная энергия спектра фотонов ~1,5 МэВ.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Рассмотрение воздействия γ -нейтронного излучения на многослойные структуры с гетерогенными границами различных материалов, отличающихся плотностью и сечением взаимодействия с излучением, предполагает особый

подход. В условиях облучения потоком быстрых нейтронов переданной первичным атомам матрицы энергии достаточно для формирования каскадов атомных смещений [7]. При больших значениях флюенса нейтронов (более 1×10^{14} н/см²) со средней энергией в спектре ~ 1 МэВ образуются каскады неоднородных по плотности дефектов. Известно [8], что генерируемые при нейтронном облучении первичные радиационные дефекты вакансии и междоузельные атомы (пары Френкеля) обладают высокой подвижностью даже при комнатной температуре. В процессах релаксации разупорядоченных областей (РО), которые проходят в миллисекундном временном диапазоне, дефекты образуют стабильные комплексы, связываясь с атомами примесей или структурными дефектами матрицы. Радиационные дефекты выступают как центры захвата, рекомбинации и рассеяния носителей заряда.

Области пространственного заряда (ОПЗ) РО служат потенциальным барьером, который снижает подвижность носителей заряда и увеличивает сопротивление полупроводниковых слоев. Именно распределение по матрице РО и их размеры определяют транспортные характеристики электронов и дырок в полупроводниках.

На рис. 1 приведены спектры фотолюминесценции (ФЛ) структуры с одним слоем Ge(Si) самоформирующихся наностроек и $p-i-n$ -диода, в нелегированную область которого встроена двадцатислойная решетка с Ge(Si) наностройками. Измерения спектров выполнялись с помощью Фурье спектрометра «Bomem» DA3-36. Для возбуждения сигнала ФЛ использовалось излучение Nd:YAO лазера с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Спектры ФЛ регистрировались с помощью охлаждаемых Ge и InSb фотоприемников.

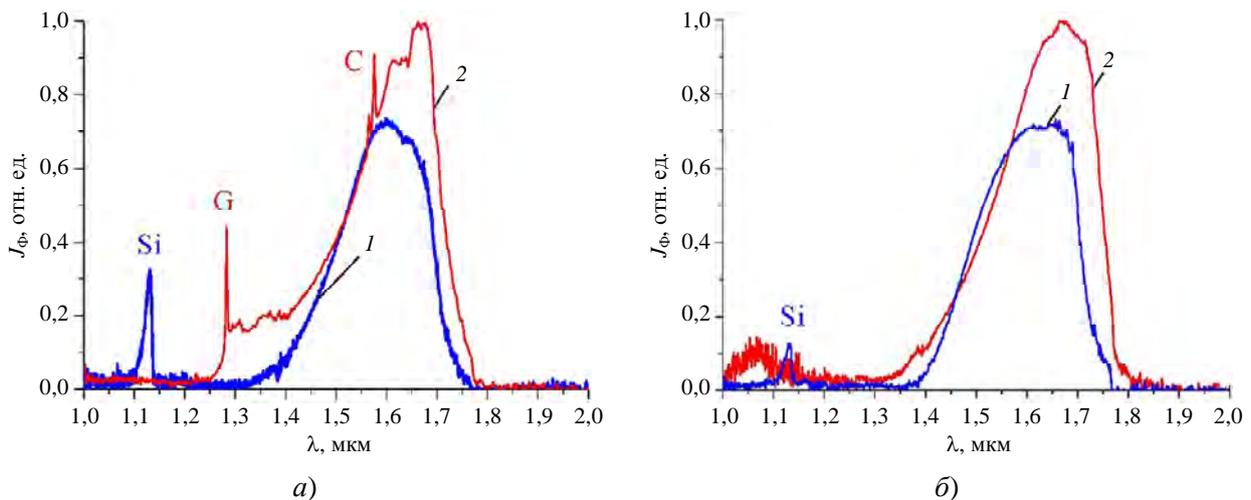


Рис. 1. Спектры ФЛ структур с одним (а) и 20 (б) слоями Ge(Si) самоформирующихся наностроек до (1) и после облучения (2). Спектры измерены при температуре 77 К

Измерения интенсивности ФЛ $J_{\text{ф}}$ проводились до и после γ -нейтронного облучения структур при температуре 77 К. Спектры показаны в относительных единицах и нормированы на максимум сигналов. В спектрах ФЛ структур как с одним слоем Ge(Si) наностроек, так и в многослойной диодной структуре до облучения и после наблюдается широкий пик люминесценции в области $\lambda \sim (1,3-1,8)$ мкм, связанный с рекомбинацией локализованных в островках дырок и находящихся в окружающей кремниевой матрице электронов. При этом наблюдается незначительное сме-

щение пика интенсивности ФЛ после облучения, что имеет значение для выполнения условий совместимости параметров элементов ОП. В спектрах до облучения присутствует пик, связанный с межзонной рекомбинацией носителей заряда в кремнии ($\lambda = 1,12$ мкм). После облучения сигнал межзонной рекомбинации объемного кремния пропадает и наблюдается только сигнал от островков. В спектре ФЛ структуры с одним слоем островков после радиационного воздействия появляются отдельные узкие линии С и G связанные с комплексами дефектов. G-линия

связана с комплексом, в который входит межузельный атом кислорода и атом углерода в положении замещения. С-линия связана с комплексом атомов кислород-углерод. В спектре $p-i-n$ -диодной структуры (рис. 1б) линии, связанные с дефектными комплексами, отсутствуют, что свидетельствует о том, что большая часть фотовозбужденных носителей локализована в островках и рекомбинирует не достигая облученной области матрицы.

Пространственное распределение точечных радиационных дефектов в многослойных многокомпонентных структурах можно получить с помощью компьютерного моделирования методом Монте-Карло по TRIM алгоритму [9]. Специально разработанная программа TRISQD [9] позволила провести моделирование процессов дефектообразования в гетерокомпозициях, содержащих включения наностроек Ge(Si) с отличающимся от окружающего материала химическим составом [9]. Программа имеет возможность в ходе моделирования накапливать данные о количестве возникающих в процессе облучения вакансий и межузельных атомов в активных областях матрицы и проводить их статистическую обработку. Размер расчетных областей выбирается с учетом размеров каскадов атомных смещений. Оценка числа наностроек, где образовывались точечные дефекты при наиболее жестких режимах облучения нейтронами с энергией 8 МэВ и флюенсом 1×10^{15} н/см², составила 14 % от их общего количества. Данные значения параметров можно считать предельными и использовать в качестве теоретической оценки сверху. С учетом характерной энергии спектра нейтронов импульсного реактора ~1 МэВ доля поврежденных радиационными дефектами наностроек снижается до 6 %, даже при максимальных значениях флюенса. Учитывая полученные расчетные значения доли поврежденных наностроек, которые составляют единицы процентов, в первом приближении можно объяснить отсутствие спада интенсивности ФЛ при облучении структур с наностройками. Однако для более полного анализа влияния γ -нейтронного излучения необходимо рассматривать процессы релаксации структурных дефектов с учетом высокой подвижности пар Френкеля.

Импульсное γ -нейтронное облучение оказывает влияние на морфологию самоформирующихся наностроек Ge(Si) [8]. На рис. 2 представлены АСМ изображения поверхности структур с одним слоем Ge(Si) островков без покровного слоя кремния (температура подложки в процессе роста 600 °С). АСМ изображения даны до (0) и после γ -нейтронного облучения (1, 2). Облучение проводилось в два этапа с флюенсом нейтронов 10^{15} н/см² на каждом этапе. Структуры после воздействия не отжигались. Исследовалась зависимость от величины поглощенного флюенса нейтронов параметров морфологии наностроек: поверхностная плотность островков N_s , средняя высота h , средние латеральные размеры D по уровню $0,1h$ от поверхности смачивающего слоя Ge. Статистическая обработка результатов АСМ исследований проводилась с помощью специализированного программного обеспечения. Статистическая обработка результатов исследований морфологии поверхности показывает значительное снижение средних латеральных размеров островков с ~125 нм до ~75 нм после первого этапа облучения. Снижается также и средняя высота h островков с ~20 нм до ~10 нм. Второй этап облучения приводит к стабилизации латеральных размеров с небольшим снижением высоты. Незначительно снижается и поверхностная плотность островков с $1,3 \times 10^9$ до $1,0 \times 10^9$. Экспериментально наблюдаемое изменение морфологии наностроек Ge(Si) авторы [8] связывают с релаксацией упругих напряжений в островках при воздействии потока нейтронов.

Столь значительное уменьшение объема островков, без каких-либо температурных воздействий, вероятнее всего, определяется диффузией подвижных первичных радиационных дефектов: вакансий и межузельных атомов. Стабилизация латеральных размеров D после второго этапа облучения (рис. 2) может быть связана с формированием в матрице устойчивых кластеров, служащих стоком дефектов. Ростом локализации носителей заряда при уменьшении размеров наностроек Ge(Si) можно объяснить показанное на рис. 1 не свойственное для $p-i-n$ -диодов увеличение интенсивности ФЛ при 77 К после γ -нейтронного облучения. Измерение спектров фото- и

электро-люминесценции (ЭЛ) данных структур при комнатной температуре (300 К) показывает обусловленное температурным гашением снижение интенсивности ФЛ и ЭЛ

(J_Φ , J_Σ) после воздействия потока нейтронов, что может быть связано с уменьшением заселенности энергетических уровней носителями заряда с ростом температуры.

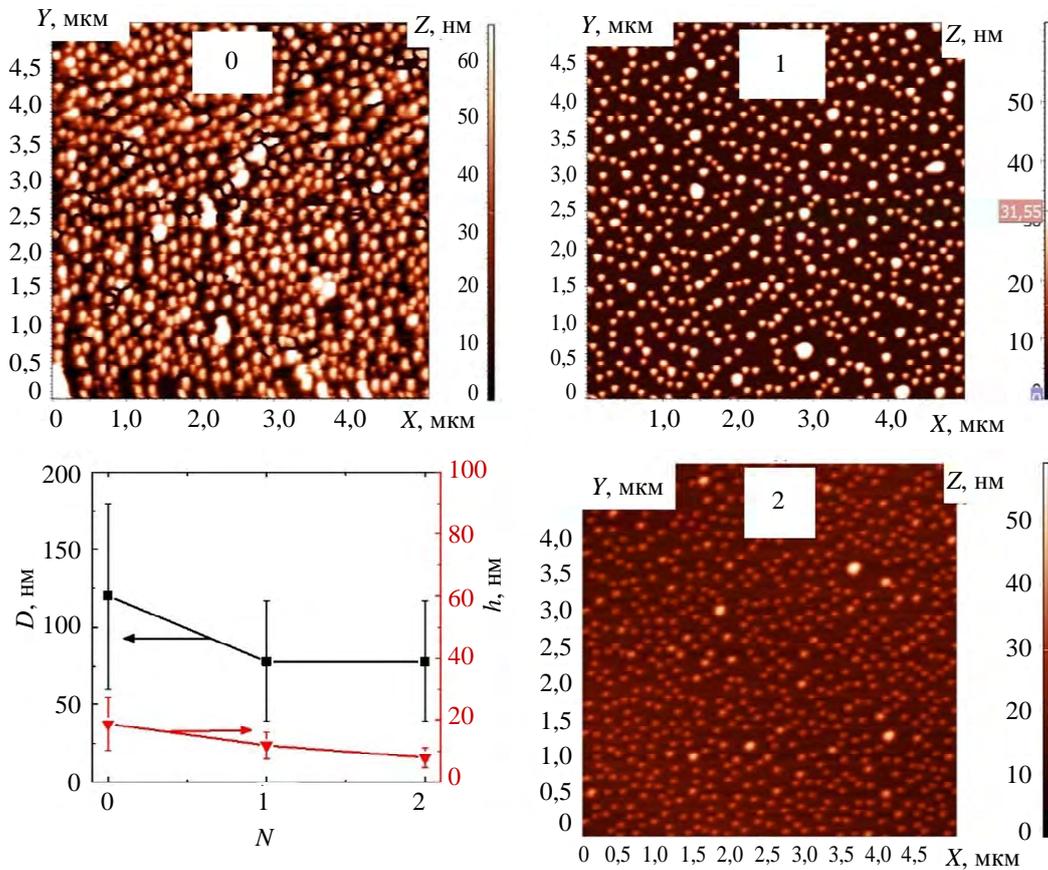


Рис. 2. График изменения параметров наноструктур от величины поглощенного флюенса нейтронов (N – номер эксперимента) и АСМ изображение поверхности структур с одним слоем Ge(Si) наноструктур до (0) и после γ -нейтронного облучения (1, 2)

На рис. 3 представлены спектры ЭЛ p - i - n диодной структуры с массивом Ge(Si) наноструктур измеренные при 300 К до и после γ -нейтронного облучения с флюенсом нейтронов 10^{15} н/см². Спектры даны в относительных единицах. Наблюдается широкий пик ЭЛ до и после γ -нейтронного облучения в диапазоне длин волн (1,3–1,7) мкм (энергия квантов $h\nu \sim 0,7$ – $0,95$ эВ) связанный с рекомбинацией локализованных в области наноструктур электронов и дырок. Видно незначительное смещение максимума пика ЭЛ после облучения в коротковолновую область спектра ($\Delta h\nu \sim 0,025$ эВ). Пик от кремниевой матрицы ($\lambda = 1,12$ мкм) после облучения исчезает. Интенсивность сигнала ЭЛ от Ge(Si) наноструктур после облучения снижается за счет безызлучательной рекомбинации носителей на радиационных дефектах на (30–35) %.

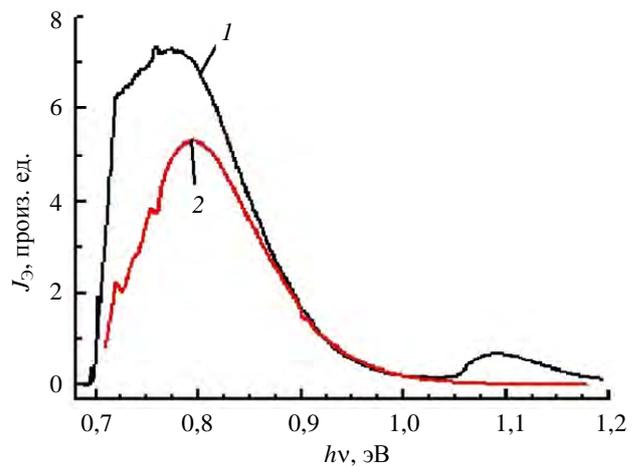


Рис. 3. Спектры ЭЛ светодиодной структуры с массивом Ge(Si) наноструктур до (1) и после γ -нейтронного облучения (2). Спектры измерены при комнатной температуре 300 К

Теоретическая оценка влияния разупорядоченных областей на свойства свето-

излучающих структур с Ge(Si) наноструктурами при γ -нейтронном облучении проводилась на основе модели Госсика [10]. Концентрация радиационных дефектов в ядре РО (ди- и тетравакансий, комплексов дефект-примесь и других) по оценкам может достигать 10^{19} – 10^{20} см⁻³ [11]. На уровне энергии дефектов в запрещенной зоне захватываются носители заряда, создавая вокруг них электрическое поле. За счет изгиба дна зоны проводимости и толчка валентной зоны формируется потенциальный барьер для носителей заряда. Следуя модели Госсика [10] можно оценить границу области пространственного заряда, окружающей РО (R_2). При величине потенциального барьера ϕ_c равного 0,17 эВ на границе разупорядоченной области $R_1 = 10$ нм R_2 будет составлять величину ~ 150 нм. Размеры массивов наноструктур и разделяющих их спейсерных слоев для светоизлучающих структур составляют единицы и десятки нанометров. Следовательно, электрическое поле одной РО может влиять на свойства нескольких островков в пределах сферической области с радиусом R_2 . При флюенсе нейтронов 10^{15} н/см² рассчитанная доля наноструктур, попавших в зону влияния электрического поля разупорядоченных областей, составляет ~ 40 % от их общего количества. Электрическое поле в совокупности с процессами рекомбинации носителей заряда на радиационных дефектах РО обуславливают перераспределение носителей заряда в области ОПЗ РО, что приводит к уменьшению концентрации электронов и дырок вблизи наноструктур. Изменение концентрации носителей заряда влияет на интенсивность оптических переходов в наноструктурах, обуславливая ее снижение. Рассчитанная доля наноструктур в зоне влияния электрического поля РО (40 %) соответствует величине спада интенсивности спектра ЭЛ (30–35 %) структур с массивом Ge(Si) наноструктур (рис. 3).

Экспериментальные исследования показали отсутствие деградации фоточувствительности (ФЧ) фотодиодов, сформированных на основе эпитаксиальных слоев Ge на Si, при воздействии импульсного γ -нейтронного излучения с флюенсом нейтронов до 10^{14} н/см². На рис. 4 приведены спектры ФЧ фотодиодов до (1) и после (2) γ -нейтронного облучения.

Спектры даны в относительных единицах. Пик фоточувствительности наблюдается на длине волны $\lambda = 1,55$ мкм (энергия квантов фотовозбуждения $h\nu \sim 0,8$ эВ), что соответствует длине волны ЭЛ светодиодных структур с Ge(Si) наноструктурами. Как видно из рисунка облучение при данном уровне флюенса нейтронов не приводит к заметной деградации ФЧ структур фотодиодов.

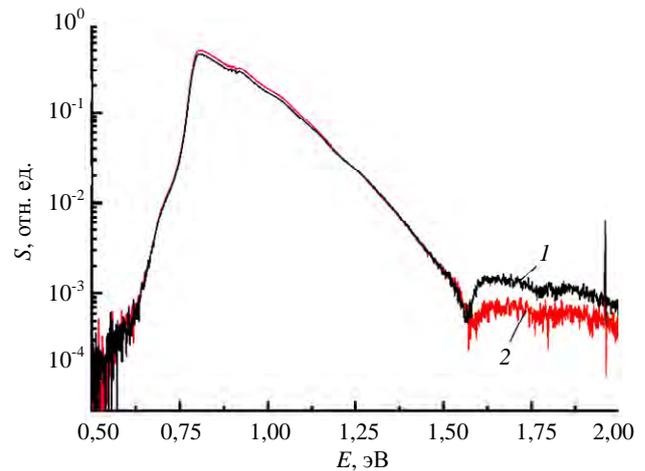


Рис. 4. Спектры ФЧ фотодиодов, сформированных на основе эпитаксиальных слоев Ge на Si, до (1) и после (2) воздействия γ -нейтронного облучения с флюенсом нейтронов 10^{14} н/см²

Выполнение условия совместимости параметров светоизлучающих и фото-приемных структур при γ -нейтронном облучении позволяет обеспечить работоспособность оптоэлектронных пар при высоких уровнях воздействий. Опто-электронные пары формировались на основе меза структур светодиодов с массивом Ge(Si) наноструктур и фотодиодов с эпитаксиальными слоями Ge на Si. При измерениях параметров оптопар использовался импульсный режим работы. На светодиод подавались прямоугольные импульсы напряжения (меандр) с амплитудой 5 В с генератора сигналов Tabor Electronics WW2571, с частотой повторения импульсов 80 Гц. Уровень тока накачки составлял ~ 300 мА. Для регистрации фототока с фотоприемного устройства использовался малошумящий усилитель тока Stanford Research Systems SR570 и цифровой осциллограф LeCroy 7100. При уровне воздействия γ -нейтронного облучения с флюенсом нейтронов 10^{15} н/см² был зарегистрирован оптопарный эффект несмотря на 30 % падение

интенсивности сигнала ЭЛ светоизлучающих структур.

Заключение

Проведены исследования влияния импульсного γ -нейтронного излучения на параметры активных элементов оптоэлектронных пар: светоизлучающих диодов, созданных на основе многослойных гетероструктур с массивом самоформирующихся наностроек Ge(Si), и фотодетекторов, созданных на базе релаксированных гетероэпитаксиальных слоев германия на кремнии. В спектрах ФЛ структур с массивом Ge(Si) наностроек до облучения и после наблюдается широкий пик люминесценции в области длин волн $\lambda \sim (1,3-1,8)$ мкм, связанный с рекомбинацией локализованных в островках дырок и находящихся в окружающей кремниевой матрице электронов. Полученный на отдельных структурах светодиодов эффект сохранения интенсивности ФЛ после воздействия γ -нейтронного излучения может быть связан с ростом локализации носителей заряда при уменьшении размеров Ge(Si) наностроек при облучении.

Теоретическая оценка влияния РО на свойства светоизлучающих структур с Ge(Si) наностройками при γ -нейтронном облучении проводилась на основе модели Госсика. Рассчитанная доля наностроек Ge(Si), попавших в зону влияния электрического поля РО и определяющих спад интенсивности оптических переходов, составляла $\sim 40\%$ от их общего количества при облучении с флюенсом нейтронов 10^{15} н/см². Рассчитанные количества наностроек в зоне влияния РО соот-

ветствовали снижению интенсивности экспериментальных спектров ЭЛ светоизлучающих структур измеренных при 300 К. Уровень ФЧ фотодиодов, сформированных на основе эпитаксиальных слоев Ge на Si, сохранялся после γ -нейтронного облучения. При воздействии на ОП γ -нейтронного излучения оптопарный эффект регистрировался, несмотря на 30 % падение интенсивности сигнала ЭЛ светоизлучающих структур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белкин Е. М., Кудж С. А., Сигов А. С. / Российский технологический журнал. 2016. № 1 (10). С. 4–20.
2. Шенгуров В. Г., Чалков В. Ю., Денисов С. А. и др. / Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49. № 10. С. 1411–1414.
3. Филатов Д. О., Горшков А. П., Волкова Н. С., Гусейнов Д. В. и др. / Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49. № 3. С. 399–405.
4. Новиков А. В., Яблонский А. Н., Платонов В. В. и др. / Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44. Вып. 3. С. 346–351.
5. Красильник З. Ф., Кудрявцев К. Е., Качемцев А. Н. и др. / Физика и техника полупроводников. 2011. Т. 45. Вып. 2. С. 230–234.
6. Иванова М. М., Качемцев А. Н., Михайлов А. Н. и др. / Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52. Вып. 6. С. 651–655.
7. Кабальнов Ю. А., Качемцев А. Н., Оболенский С. В. / Вопросы атомной науки и техники. 2019. № 3. С. 12–18.
8. Иванова М. М., Филатов Д. О., Нежданов А. В. и др. / Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2020. № 2. С. 55–62.
9. Скупов А. В. / Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49. Вып. 5. С. 634–637.
10. Gossik B. R. / J. Appl. Phys. 1954. № 9. P. 1214–1218.
11. Скупов А. В., Оболенский С. В. / Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2020. № 11. С. 53–60.

Radiation resistance of light emitting and photodetector structures for optoelectronic pairs on the basis of Ge/Si heteroepitaxial layers

M. M. Ivanova¹, Yu. A. Kabalnov^{1,*}, A. N. Kachemtsev² and A. V. Skupov¹

¹ FSUE “RFNC VNIIEF”, Sarov, Nizhny Novgorod Region, 607188 Russia

* E-mail: Kabalnov@niiis.nnov.ru

² FSBI “ICHPS RAS named after G. G. Devyatikh”, Nizhny Novgorod, 603951 Russia

Received 25.02.2025; revised 31.03.2025; accepted 6.05.2025

A sufficiently high level of resistance to γ -neutron radiation of optoelectronic pair active elements is presented: for light-emitting structures with Ge (Si) nanostructures array and photodiodes with Ge/Si epitaxial layers. Theoretical estimates of $Gi(Si)$ nanostructures proportion which lose luminescence properties when generating radiation defects, in the first approximation coincide with experimental data on reducing irradiated structures photo and electroluminescence intensity. Compliance with optoelectronic pairs light-emitting and photodetector structures parameters compatibility condition ensures registration of optoelectronic effect at high exposure levels.

Keywords: light emitting and photodetector structures, Ge/Si heteroepitaxial layers, optoelectronic pairs, radiation resistance, γ -neutron radiation.

REFERENCES

1. Belkin E. M., Kudzh S. A. and Sigov A. S., Russian Technological Journal № 1 (10), 4–20 (2016).
2. Shengurov V. G., Chalkov V. Yu., Denisov S. A. et al., Physics and Semiconductor Technology **49** (10), 1411–1414 (2015).
3. Filatov D. O., Gorshkov A. P., Volkova N. S., Guseynov D. V. et al., Physics and Semiconductor Technology **49** (3), 399–405 (2015).
4. Novikov A. V., Yablonskiy A. N., Platonov V. V. et al., Physics and Semiconductor Technology **44** (3), 346–351 (2010).
5. Krasilnik Z. F., Kudryavtsev K. E., Kachemtsev A. N. et al., Physics and Semiconductor Technology **45** (2), 230–234 (2011).
6. Ivanova M. M., Kachemtsev A. N., Mikhaylov A. N. et al., Physics and Semiconductor Technology **52** (6), 651–655 (2018).
7. Kabalnov Yu. A., Kachemtsev A. N. and Obolenskiy S. V., Problems of atomic science and technology, № 3, 12–18 (2019).
8. Ivanova M. M., Filatov D. O., Nezhdanov A. V. et al., Journal of Surface investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, № 2, 55–62 (2020).
9. Skupov A. V., Physics and Semiconductor Technology **49** (5), 634–637 (2015).
10. Gossik B. R., J. Appl. Phys., № 9, 1214–1218 (1954).
11. Skupov A. V. and Obolenskiy S. V., Journal of Surface investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, № 11, 53–60 (2020).

Об авторах

Иванова Мария Михайловна, ведущий инженер, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» (607188, Россия, Нижегородская обл., г. Саров, пр. Мира, д. 37). SPIN-код РИНЦ 8630-2864, Author ID 1210282

Кабальнов Юрий Аркадьевич, ведущий научный сотрудник, к.т.н., ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» (607188, Россия, Нижегородская обл., г. Саров, пр. Мира, д. 37). E-mail: Kabalnov@niiis.nnov.ru

Качемцев Александр Николаевич, ведущий инженер, ФГБУН «ИХВВ им. Г.Г. Девярых РАН» (603951, Россия, г. Нижний Новгород, ул. Тропинина, д. 49). E-mail: alnkach@mail.ru SPIN-код РИНЦ 4172-7653, Author ID 604526

Скупов Антон Владимирович, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» (607188, Россия, Нижегородская обл., г. Саров, пр. Мира, д. 37). E-mail: skav10@mail.ru SPIN-код РИНЦ 7053-0038, Author ID 1137415

УДК 533.9
EDN: VJUMHS

PACS: 52.55.-s, 52.25.-b

Прикладные и фундаментальные исследования по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу в России в 2024 году (Обзор)

© И. А. Гришина^{1,*}, В. А. Иванов^{1,2,**}

¹ *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук (ИОФ РАН),
Москва, 119991 Россия*

** E-mail: grishina@fpl.gpi.ru*

*** E-mail: ivanov@fpl.gpi.ru*

² *Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, 115409 Россия*

Статья поступила в редакцию 30.04.2025; после доработки 21.05.2025; принята к публикации 2.06.2025

Дан обзор новых наиболее интересных результатов, представленных на LII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, состоявшейся с 17 по 21 марта 2025 года в г. Звенигород Московской области. Проведен анализ достижений в основных направлениях развития исследований в области физики плазмы в России и их сравнение с работами за рубежом.

Ключевые слова: физика плазмы; термоядерный синтез; плазменные и лучевые технологии; международный проект ITER; конференция; результаты.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-3-209-233

Введение

LII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (УТС) состоялась в г. Звенигород Московской области с 17 по 21 марта 2025 года.

На конференции было представлено 277 научных докладов из 75 российских и 7 иностранных научных центров, ведущих исследования по физике плазмы, управляемому термоядерному синтезу, плазменным и лучевым технологиям. Общее количество авторов докладов составило 936 человек.

Список российских научных центров, представивших доклады (число докладов указано цифрами), следующий.

1. Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия – 64

2. Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии Росатом «ИТЭР-Центр», Москва, Россия – 43

3. Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия – 40

4. Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия – 35

5. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия – 28

6. Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия – 21

7. Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия – 20

8. Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия – 17

9. Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия – 16

10. АО «Научно исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д. В. Ефремова», Санкт-Петербург, Россия – 14

11. Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия – 14

12. Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия – 13
13. Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, округ Троицк, Россия – 10
14. Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия – 9
15. Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия – 9
16. Российский университет дружбы народов, Москва, Россия – 9
17. Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия – 8
18. Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва, Россия – 7
19. Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия – 7
20. Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, Казань, Россия – 6
21. Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия – 6
22. Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия – 4
23. МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия – 4
24. Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Казань, Россия – 3
25. Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н. А. Доллежала, Москва, Россия – 3
26. Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. академика Е. И. Забабахина, Снежинск, Россия – 3
27. АО «Спектрал-Тех», Санкт-Петербург, Россия – 3
28. АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А. А. Бочвара», Москва, Россия – 3
29. АО ГНЦ «Центр Келдыша», Москва, Россия – 3
30. ООО «Плазма-ВСТ», Казань, Россия – 3
31. Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, РОСАТОМ, Москва, Россия – 2
32. Институт динамики геосфер им. академика М. А. Садовского РАН, Москва, Россия – 2
33. Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия – 2
34. Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, МГУ, Москва, Россия – 2
35. Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия – 2
36. Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Ленинградская обл., Россия – 2
37. Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия – 2
38. Координационный центр «Управляемый Термоядерный Синтез – Международные Проекты», Москва, Россия – 2
39. Институт лазерной физики СО РАН, г. Новосибирск, Россия – 2
40. Научно-исследовательский институт вакцин и сывороток им. И. И. Мечникова, Москва, Россия – 2
41. Институт проблем управления им. В. А. Трапезникова РАН, Москва, Россия – 2
42. Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия – 2
43. ЗАО Научно-производственное предприятие «ГИКОМ» (Гиротронные комплексы), Нижний Новгород, Россия – 1
44. Научно-исследовательский институт механики МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия – 1
45. Институт нефтехимического синтеза им. А. В. Топчиева РАН, Москва, Россия – 1
46. ООО «Иоффе Фьюжн Текноложи», Санкт-Петербург, Россия – 1
47. Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия – 1
48. Институт химической физики им. Н. Н. Семёнова РАН, Москва, Россия – 1
49. Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия – 1
50. АО «Лыткаринский завод оптического стекла», Лыткарино Московской области, Россия – 1

51. ООО «Лазеры и оптические системы», Санкт-Петербург, Россия – 1

52. Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), Москва, Россия – 1

53. АО «Научно-исследовательский институт оптико-электронного приборостроения», Сосновый Бор, Ленинградская обл., Россия – 1

54. Нижнетагильский технологический институт, филиал Уральского федерального университета им. первого президента России Б. Н. Ельцина, Нижний Тагил, Россия – 1

55. ООО «Русские технологии», Санкт-Петербург, Россия – 1

56. Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия – 1

57. Федеральный центр двойных технологий «Союз», Дзержинский, Московская обл., Россия – 1

58. Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия – 1

59. Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия – 1

60. Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева, Москва, Россия – 1

61. Российский университет транспорта (МИИТ), Москва, Россия – 1

62. Институт проблем передачи информации им. А. А. Харкевича РАН, Москва, Россия – 1

63. Государственный университет морского и речного флота имени адмирала С. О. Макарова, Санкт-Петербург, Россия – 1

64. Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия – 1

65. Казанский государственный энергетический университет, Казань, Россия – 1

66. Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия – 1

67. Российский национальный исследовательский медицинский университет имени Н. И. Пирогова Минздрава России, Москва, Россия – 1

68. Российский экономический университет им. Г. В. Плеханова, Москва, Россия – 1

69. Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия – 1

70. Институт механики и машиностроения, Казанский научный центр Российской академии наук, Казань, Россия – 1

71. Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, Москва, Россия – 1

72. Институт спектроскопии РАН, Москва, Россия – 1

73. Первый Московский государственный медицинский университет имени И. М. Сеченова (Сеченовский университет), Москва, Россия – 1

74. Ресурсный центр «Физические методы исследования поверхности», Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия – 1

75. ООО НПО «Группа компаний машиностроения и приборостроения», Москва, Россия – 1

Участниками конференции, представившими доклады из стран дальнего и ближнего зарубежья, являются следующие научные организации.

1. ITER Organization, Cadarache, Saint-Paul-Lez-Durance, France – 5

2. Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui, China – 4

3. University of Saskatchewan, Saskatoon, Canada – 1

4. LiWFusion, Princeton, NJ, USA – 1

5. Tokamak Energy Ltd., Abingdon, UK – 1

6. Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь – 1

7. Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь – 1

Основная часть

На конференции были представлены доклады по пяти важнейшим направлениям физики плазмы:

1. Магнитное удержание высокотемпературной плазмы.

2. Инерциальный термоядерный синтез.

3. Физические процессы в низкотемпературной плазме.

4. Физические основы плазменных и лучевых технологий.

5. Проект ИТЭР: шаг в энергетику будущего.

На конференции состоялось четыре пленарных заседания, на которых было заслушано 20 обзорных докладов о результатах отечественных и мировых исследований по актуальным направлениям физики плазмы, термоядерного синтеза, плазменным и лучевым технологиям, и по международному проекту ИТЭР (ITER – International Thermonuclear Experimental Reactor). Этим же направлениям исследований была посвящена работа соответствующих секций конференции, на которых обсуждались 86 устных и 171 стендовый доклад. Были также представлены доклады по смежным с физикой плазмы научно-техническим проблемам. В этом году конференция состоялась в пятьдесят второй раз.

На открытии конференции выступил А. А. Ковалишин (НИЦ «Курчатовский институт») с докладом, посвященным памяти академика Евгения Павловича Велихова. Евгений Павлович ушел из жизни 5 декабря 2024 года. Он был выдающимся физиком в области физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза. Более пятидесяти лет он проработал в Курчатовском институте, пройдя путь от младшего научного сотрудника до директора и президента (1992–2015). В последние годы он являлся почетным президентом Курчатовского института. Академик Велихов выдвинул идею квазилинейной теории коллективных явлений в плазме. Он теоретически предсказал ионизационную и ионно-звуковую неустойчивость в магнитогидродинамических генераторах, предложил новый подход в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу с использованием мощных магнитных накопителей и быстро сжимающихся металлических лайнеров при сверхсильных магнитных полях. Ему принадлежит идея нового типа импульсных магнитогидродинамических генераторов большой мощности, нашедших практическое применение в глубинном электромагнитном зондировании земной коры. В 1977 году Е. П. Велихов стал инициатором международного проекта по освоению термоядерной энергии ITER, а с 1992 по 2001 год являлся председателем Совета по техническому проектированию этого международного термоядерного экспериментального реактора. Е. П. Велихов вел активную преподаватель-

скую деятельность на физическом факультете МГУ и воспитал множество учеников.

В 2025 году исполнится 100 лет со дня рождения С. И. Сыроватского, выдающегося физика, которому принадлежат фундаментальные результаты в области магнитной гидродинамики, астрофизики и физики плазмы. Доклад, посвященный научной биографии Сергея Ивановича, был представлен А. Г. Франк (ИОФ РАН). С. И. Сыроватским была сформулирована замкнутая система уравнений магнитной гидродинамики в форме законов сохранения, и на ее основе проведена классификация возможных типов поверхностей разрыва и ударных волн. В области радиоастрономии С. И. Сыроватский развил теорию космического синхротронного излучения с учетом неоднородного распределения, диффузии и энергетических потерь электронов. Им были предложены механизмы преимущественного ускорения тяжелых ядер и формирования универсальных спектров заряженных частиц, в оболочках сверхновых звезд. Начиная с 1964 г., основное внимание Сергей Иванович уделял проблемам движения плазмы в сильных неоднородных магнитных полях, импульсному ускорению частиц и физике вспышек в солнечной плазме. Он показал, что течения плазмы с вмороженным магнитным полем в окрестности нулевых линий магнитного поля приводят к формированию токового слоя и концентрации магнитной энергии. Быстрое разрушение слоя – это и есть вспышка, когда магнитная энергия преобразуется в энергию ускоренных частиц плазмы и излучений.

Участники конференции с интересом выслушали доклад, представленный Н. А. Кирневой от имени большого авторского коллектива (НИЦ «Курчатовский институт», НИУ МЭИ, МФТИ (НИУ), НИЯУ МИФИ, ИПУ РАН, МГУ им. М. В. Ломоносова). Доклад был посвящен результатам последних экспериментов на токамаке Т-15МД. Научная программа установки Т-15МД направлена на решение актуальных вопросов физики плазмы токамаков, таких как разработка сценария устойчивых разрядов с неиндукционным поддержанием тока и улучшенным удержанием плазмы, физика турбулентности и переносов, взаимодействия плазмы с первой стенкой, физика дивертора. В настоящее время установка

находится в стадии выхода на запланированные параметры. В экспериментах 2024 года на T-15MD плазменный ток в разрядах достигал 520 кА. Получены разряды в конфигурации с коэффициентом вытянутости поперечного сечения плазменного шнура $k \geq 1,5$. Эксперименты проводились при тороидальном магнитном поле $B_T = 1,5$ Тл. Гиротрон мощностью 1 МВт использовался для СВЧ-пробоя и нагрева плазмы. Были достигнуты значения центральной электронной температуры плазмы $T_e(0) \geq 2$ кэВ при центральной плотности плазмы $n_e \geq 1,5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

В докладе А. В. Красильникова, Ю. А. Кащука и С. В. Коновалова (ЧУ «ИТЭР-Центр») рассматривались работы по разработке плазмофизических и реакторных технологий, проводимые в Российских научных центрах. В докладе был представлен вклад российских научных и технологических центров в международную программу ITER, российский проект TRT и, потенциально, в китайский проект BEST. Для сооружения будущего термоядерного реактора необходимо разработать следующие основные компоненты и технологии: электромагнитную систему из высокотемпературных сверхпроводников, охлаждаемую двухслойную вакуумную камеру, первую стенку и дивертор с использованием покрытий из вольфрама, карбида бора W_4C , лития. Важным компонентом реактора является комплекс дополнительного нагрева плазмы и генерации токов увлечения. В его состав входят система инъекции мощного дейтериевого пучка с энергией частиц около 0,5 МэВ, система электронного циклотронного резонансного нагрева на частоте 230 ГГц, система ионного циклотронного резонансного нагрева на частотах 60–80 МГц, и система генерации неиндукционного тока геликонами на частотах около 1 ГГц. Необходимыми компонентами термоядерного реактора являются бридерные и гибридные (синтез-деление) модули blankets, совместимые с системами диагностики и интегрального управления плазмой. Отмечалось, что сооружение установок ITER, TRT и BEST, в сумме с опытом с других термоядерных проектов партнеров по ITER, обеспечат в будущем успешное создание как чистого термоядерного, так и гибридного реакторов.

Г. С. Кирнев и А. В. Красильников (ЧУ «ИТЭР-Центр») информировали участников конференции об изменении базовой линии проекта ITER. Были внесены изменения в планы изготовления оборудования, его сборки и комиссионной приемки на площадке ИТЭР, а также в планы эксплуатации всего токамака и вспомогательных систем. В 2022 г. стало ясно, что действующая базовая линия, принятая Советом ИТЭР в 2016 г., не может быть выполнена по ряду причин. Организация ИТЭР в сотрудничестве с национальными агентствами в 2024 г. разработала новую базовую линию проекта ITER. Она разработана с учетом следующих критериев:

- выполнимость с технической и научной точек зрения при одновременном снижении рисков достижения конечных целей проекта;
- поэтапная демонстрация ядерной безопасности и лицензирования;
- полная согласованность графиков поставки и сборки компонентов;
- отмена предыдущей фазы «Первая Плазма», не имевшей большого значения, и перевод первой рабочей фазы в научно-техническую значимую исследовательскую фазу путем изменения последовательности сборки машины;
- оптимизация систем; замена материала покрытия первой стенки с бериллия на вольфрам и увеличение мощности нагрева плазмы.

Новая базовая линия обеспечит достижение ключевых целей проекта, которыми являются получение режима с выделяемой термоядерной мощностью 500 МВт при коэффициенте усиления мощности в плазме $Q \geq 10$ и длительности горения 300–500 с и получение и поддержание длительных импульсных и стационарных неиндуктивных сценариев с $Q \geq 5$ и длительностью горения 1000 и 3000 секунд.

Был заслушан интересный доклад об успехах Программы термоядерных исследований в КНР, целью которой является промышленное получение термоядерной энергии. Реализацией этой программы занимается Институт физики плазмы Академии наук КНР (ASIPP). От имени коллектива ASIPP, доклад представила В. В. Саклакова. В докладе была представлена стратегия и конкретный план развития исследований по термоядерному

синтезу с магнитным удержанием. Эта стратегия стартовала с токамака EAST, на котором был получен режим с самым длительным удержанием плазмы на сегодняшний день (1066 секунд). Вступила в строй установка CRAFT, строительство которой началось в 2019 году. Основная цель установки – тестирование основных систем и диагностик для токамаков следующего поколения (BEST и CFETR). В 2027 году планируется запуск токамака BEST, который будет работать на смеси дейтерия и трития, и сможет проводить эксперименты в поддержку проекта ITER. На установке BEST ожидается получение термоядерной мощности 20–200 МВт, коэффициента усиления мощности в плазме $Q = 1-5$, а также предполагается осуществить длительное импульсное устойчивое безопасное управление горячей плазмой. В начале 2030-х годов планируется запуск установки CFETR, инженерный и концептуальный проекты которого уже завершены. Научной миссией проекта является получение термоядерной мощности 2 ГВт и коэффициента размножения трития, превышающего единицу. В 2050-х годах планируется запуск термоядерной электростанции мощностью 1 ГВт.

Большой интерес вызвал доклад Л. Е. Захарова (LiWFusion, Princeton, USA), который представил свою концепцию TOGA, позволяющую радикально улучшить удержание плазмы в токамаках. Основной проблемой создания термоядерных реакторов на основе токамаков автор считает неконтролируемое охлаждение периферии плазмы вследствие рециклинга. Еще в 1969 году Г. Мак-Кракен предложил идею подавления рециклинга за счет формирования слоя лития, текущего по стенке вакуумной камеры. В то время эта концепция не была поддержана термоядерным сообществом. В организации LiWFusion эта концепция была доработана и дополнена предложением доставлять топливо в центральные области плазмы с помощью нейтральной инжекции. Так появилась концепция TOGA, которая воплощает идею того, что в термоядерном реакторе плазма должна контактировать только с литием. Эта концепция решает проблему взаимодействия плазмы со стенкой в термоядерном реакторе. При таком подходе охлаждение периферии снижается до

10–20 % от величины, характеризующей традиционный подход, обеспечивая улучшение характеристик плазмы и снижая требования к ее внешнему нагреву. Недавно конструкция TOGA была подана в качестве предварительной патентной заявки в Бюро по патентам и товарным знакам США.

Энергетика и эволюция активных броуновских моторов в кулоновских системах в различных средах рассматривалась в докладе О. Ф. Петрова (ОИВТ РАН). При воздействии лазерного излучения на заряженные (кулоновские) броуновские частицы микронных размеров, левитирующие в плазме, жидкости или сверхтекучем гелии, может наблюдаться сложное движение частиц, когда частицы поглощают энергию излучения и преобразовывают ее в энергию движения. Такие частицы могут рассматриваться как активные броуновские моторы, движение которых контролируется излучением, а сам механизм активного броуновского движения связан с фото- или термофорезом в плазме и жидкости, либо с возникновением квантовой турбулентности в сверхтекучем гелии. Активные броуновские моторы способны получать энергию из внешних источников, запасать ее и расходовать на собственное движение в среде, что может приводить к их самоорганизации и эволюции. В докладе были приведены экспериментальные данные по наблюдению такого рода явлений, инициированных лазерным излучением: активное броуновское движение заряженных частиц при переходе монослоя частиц из кристаллоподобного состояния в жидкостное и броуновское движение капель водно-масляной эмульсии, содержащих наноразмерные частицы магнетита и помещенных в водный раствор поверхностно-активного вещества. Также впервые в эксперименте наблюдалось активное броуновское движение и обусловленная квантовыми эффектами эволюция структур для частиц микронных размеров, левитирующих в сверхтекучем гелии.

Большой интерес вызвал доклад коллектива авторов из ИФМ РАН и ИПФ РАН, посвященный проблемам и перспективам развития рентгеновской литографии. Доклад представил Н. И. Чхало (ИФМ РАН). В докладе отмечалось, что процесс литографии во многом определяет уровень развития микро-

электроники в мире. Стоимость оборудования для литографии и расходных материалов может составлять десятки миллионов долларов. Уменьшение длины волны, используемой для литографии, позволяет наносить более тонкие линии и уменьшать размер микросхем, но при этом резко повышает процент брака и требуется применения уникальных и дорогостоящих материалов и оборудования. В настоящее время фирма ASML (Нидерланды) является единственным производителем комплексов, работающих в области экстремального ультрафиолета – ЭУФ литографов – с рабочей длиной волны излучения 13,5 нм. В докладе сообщалось о развитии новой концепции рентгеновской литографии, развиваемой в ИФМ РАН и ИПФ РАН. Концепция предполагает разработку литографии на новой длине волны 11,2 нм. Обсуждалось развитие критических технологий, необходимых для налаживания в России производства необходимого оборудования, в частности, источников ЭУФ и мягкого рентгеновского излучения для литографии.

Г. С. Курские (ФТИ им. А. Ф. Иоффе) представил ключевые результаты, полученные в 2024 году на токамаке Глобус-М2. Большой авторский коллектив включает сотрудников ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ИЯФ СО РАН, АО «НИИЭФА им. Д. В. Ефремова», СПбПУ, ЧУ «ИТЭР-Центр», ООО «Иоффе Фьюжн Текнолоджи», МГУ и ПИЯФ. Обсуждался бесстолкновительный режим работы установки с температурой электронов 1,8 кэВ и температурой ионов, превышающей 4 кэВ, который удается поддерживать за счет инъекции нейтральных пучков мощностью до 1,5 МВт. Проводились эксперименты с использованием различных методов генерации неиндукционного тока. Возбуждение тока плазмы волнами в нижнегибридном диапазоне оказалось эффективным при низкой плотности плазмы $(1-2) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, когда доля безындукционного тока превысила 50 % от полного тока плазмы 0,25 МА. Нейтральная инъекция оказалась также эффективной для более высокой плотности. При плотности $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ доля безындукционного тока достигала 40 % от полного тока плазмы 0,4 МА. В докладе также обсуждался перспективный проект токамака Глобус-3.

Статус разработки систем нагрева плазмы и генерации тока электромагнитными волнами

промежуточного диапазона частот для действующих и перспективных отечественных токамаков обсуждался в докладе коллектива авторов из ФТИ им. А. Ф. Иоффе. Доклад представил А. Д. Гурченко. В докладе отмечалось, что среди методов безындукционной генерации тока, использующих высокочастотные электромагнитные волны, генерация тока с помощью медленной нижнегибридной (НГ) волны является наиболее эффективным методом. Для реализации этого подхода в ФТИ им. А. Ф. Иоффе создаются и испытываются экспериментальные модули систем генерации тока с рабочими частотами 2,45 ГГц и 4,6 ГГц. Интерес к более низкочастотной геликонной области промежуточного диапазона применительно к решению задач генерации тока возник в связи с осознанием тех трудностей, с которыми встречается НГ-метод. В отличие от медленной НГ-волны, поглощение быстрой моды, геликона, и возбуждаемый им электрический ток не локализованы на периферии плазмы и не имеют ограничений по ее плотности. Благодаря сравнительно слабому поглощению быстрой моды по механизму Ландау, она может рассматриваться как перспективный кандидат для поддержания тока в центральной, горячей области разряда токамака. Прототип экспериментальной системы нагрева плазмы и генерации тока с помощью геликонов на частоте 200 МГц создается для токамака Глобус-М2.

В пленарном докладе В. А. Вершкова, А. В. Мельникова и Л. Г. Елисева (НИЦ «Курчатовский институт») были проанализированы основные компоненты спектра турбулентности плазмы токамаков, в частности, токамака Т-10. Были рассмотрены три основных типа флуктуаций, которые различаются по частотному диапазону и корреляционным свойствам. Это широкополосные (Broad Band, ВВ), квазикогерентные (Quasi-Coherent, QC) и стохастические низкочастотные флуктуации (SLF). ВВ-флуктуации являются наименее коррелированными. Их типичная радиальная и полоидальная корреляционные длины составляют около 1 см, а длина корреляции вдоль магнитно-силовой линии менее 2 метров. Характерные размеры ВВ-флуктуаций близки к предсказываемым теорией для таких неустойчивостей, как Ion Temperature Gradient (ITG) и Trapped Electron Mode (TEM). Для QC-

флуктуаций наблюдались корреляции вдоль магнитной силовой линии с длиной до 10 м. На T-10 наблюдались два типа таких флуктуаций: низкочастотные и высокочастотные. Гирокинетическое моделирование этих экспериментов показало, что свойства QC-флуктуаций близки к микро-тиринг моде (MTM). Дополнительным свидетельством MTM характера QC-флуктуаций является сильная зависимость их спектров от профиля тока на T-10 и FTU и дискретная модовая структура, обнаруженная в корреляциях вдоль силовой линии в экспериментах на TEXTOR. SLF флуктуации, возбуждаемые в диапазоне от 0 до 50 кГц, наименее исследованы. Тем не менее, на T-10 было обнаружено, что на стороне слабого магнитного поля (LFS) SLF-флуктуации могут вращаться в сторону, противоположную QC. SLF-флуктуации не коррелированы вдоль магнитной силовой линии со стороны LFS, но коррелированы со стороны HFS.

Концепция удержания плазмы в открытой ловушке с применением винтового магнитного поля была представлена в докладе А. В. Судникова (ИЯФ СО РАН). Концепция базируется на идее о том, что в многопробочной магнитной ловушке передача импульса от периодического магнитного поля к плазме может быть увеличена, если магнитные пробки движутся навстречу потоку со скоростью, сравнимой с тепловой скоростью ионов. Бегущую гофрировку магнитного поля было предложено создать за счёт вращения плазмы в магнитном поле с винтовой симметрией. Экспериментальная проверка концепции винтового удержания проводится на установке СМОЛА в ИЯФ СО РАН. В докладе представлен обзор экспериментальных результатов по винтовому удержанию плазмы, полученных за время работы установки СМОЛА. Эксперименты показали принципиальную возможность подавления потока плазмы винтовой магнитной пробкой и подтвердили соответствие между экспериментальными скейлингами и теоретическими оценками. Наблюдалось существенное повышение плотности плазмы в области удержания. В наилучших конфигурациях наблюдался более чем трёхкратный рост плотности удерживаемой плазмы. Намечена модернизация установки СМОЛА, которая позволит исследовать удержание плазмы двумя симметричными винтовыми пробками при дополнительном ИЦР-нагреве.

Основные достижения и тенденции развития в области создания современных гиротронов были представлены в докладе коллектива авторов из ИПФ РАН и ЗАО НПП ГИКОМ. Доклад был представлен М. Ю. Глявиным (ИПФ РАН). Гиротроны хорошо известны как источники мощного когерентного электромагнитного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне длин волн. В докладе было отмечено, что, несмотря на богатую историю и значимые результаты, гиротроны продолжают оставаться объектом интенсивных исследований. В качестве наиболее ярких достижений российских разработчиков гироприборов были упомянуты генерация мегаваттной мощности электромагнитного излучения на частотах до 0,17 ТГц в непрерывном режиме с планами перехода на частоты около 0,23–0,25 ТГц с сохранением уровня мощности; освоение гиротронами частотного диапазона от 0,01 ТГц до 1,3 ТГц; возможность захвата частоты/фазы (создание сверхмощных комплексов на основе фазированных решеток); достижение стабильности частоты лучше, чем 3×10^{-12} ; получение широкой полосы мгновенного усиления (10 %) и возможность непрерывной перестройки частоты. Российские гиротроны используются при создании международного токамака-реактора ITER, а также рассматривается их использование в концептуальном проекте демонстрационного реактора DEMO.

В докладе Н. М. Зубарева (ИЭФ УрО РАН) рассматривались вопросы, связанные с убеганием электронов в воздушном зазоре с неоднородным электрическим полем. Сравнивались условия генерации убегающих электронов в воздушных зазорах с различной степенью неоднородности распределения электрического поля, обеспечиваемой вариацией угла раствора конического катода. Переход свободных электронов в режим убегания определяется локальным распределением электрического поля вблизи места их старта – вершины конуса. Слабо неоднородным считалось поле конического катода с углами, превышающими угол Тейлора $98,6^\circ$. В слабо неоднородном поле переход в режим убегания происходит при локальном поле, превышающем пороговое значение, сопоставимое с критическим полем для убегания в однородном поле. Если свободный электрон переходит в

режим убегания в прикатодной области, то он будет продолжать убегать, непрерывно ускоряясь, во всем газовом зазоре. В сильно неоднородном поле (конусы с углами меньше $98,6^\circ$) этого условия недостаточно для убегания во всем промежутке. Электрон, ускоряющийся в прикатодной области, может начать тормозиться в слабом поле на удалении от катода и превратиться в тепловой. В таком случае условие убегания принимает нелокальный характер. Оно определяется динамикой электронов во всем промежутке, в первую очередь, в прианодной области, и сводится к требованию того, чтобы приложенная к зазору разность потенциалов превышала некоторое пороговое значение, зависящее от ширины зазора и параметров газа.

Результаты экспериментов по лазерному ускорению заряженных частиц были представлены К. В. Сафроновым от лица коллектива сотрудников Центра лазерно-физических исследований (ЦЛФИ) РФЯЦ-ВНИИТФ. В докладе были представлены результаты исследований, выполненных на лазерных установках ЦЛФИ за последнее время. На пико- и фемтосекундных установках был выполнен цикл работ, в которых изучалось лазерное ускорение протонов из плазмы тонких (толщиной до 100 нм) фольг посредством механизма Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). Было установлено, что при уменьшении толщины мишени происходит увеличение выхода ускоренных частиц без изменения их энергии отсечки. В экспериментах по лазерному ускорению тяжелых ионов на пико- и фемтосекундных установках были получены тяжелые ионы с энергиями до 1 МэВ/нуклон. На пикосекундном лазере проведены эксперименты с мишенями из дейтерита титана (TiD_2), нагретыми до температуры $650^\circ C$, в которых зарегистрированы пучки дейтронов с энергиями до 6 МэВ. На фемтосекундном лазере выполнены исследования кильватерного ускорения электронов в газовой ячейке. При пиковой мощности до 40 ТВт получены квазимонохроматические пучки электронов со средней энергией около 60 МэВ и зарядом до 30 пКл. При облучении мишеней из вольфрама пикосекундными лазерными импульсами с интенсивностью более 10^{19} Вт/см² получен направленный источник тормозного излуче-

ния высокой яркости в диапазоне энергий фотонов от 0,1 МэВ до более 10 МэВ.

Доклад А. Н. Бочарова (ОИВТ РАН), Е. А. Мареева (ИПФ РАН) и Н. А. Попова (НИИЯФ МГУ) был посвящен моделированию сильноточных разрядов и главной стадии разряда молнии (после замыкания промежутка облако-земля нисходящим лидерным каналом). Для изучения процессов, характеризующих главную стадию, была разработана численная модель сильноточного разряда в воздухе, которая была дополнена системой уравнений длинной линии для определения электрического потенциала и полного тока в каждом сечении канала. Проведенное моделирование выявило наличие нескольких важных особенностей, общих для всех расчетных режимов. Первое – распространение высокопроводящего канала от земли к облаку происходит за счет движения зоны высокого электрического поля. Второе – скорость распространения канала от земли к облаку непосредственно зависит от разности потенциалов между облаком и землей. Положение головной части разряда хорошо идентифицируется по пикам тепловыделения, причем этим пикам предшествуют пики электрического поля. Третье – характеристики большей части канала молнии определяются балансом мощности тепловыделения от протекающего тока и радиационным охлаждением канала. Температура газа в канале молнии у земли остается достаточно высокой, и составляет около 15 кК, т. е. газ является практически полностью ионизованным.

Большой интерес вызвал доклад коллектива авторов из ИЯФ СО РАН, посвященный вопросам развития методики бор-нейтронозахватной терапии онкологических заболеваний в России. Доклад представил П. А. Багрянский. Бор-нейтронозахватная терапия (БНЗТ) – это перспективная методика избирательного уничтожения клеток злокачественных опухолей путем накопления в них стабильного изотопа бор-10 и последующего облучения эпитепловыми нейтронами. В результате поглощения нейтрона бором происходит ядерная реакция с большим выделением энергии в клетке, что приводит к ее гибели. Методика БНЗТ развивается в передовых странах уже два десятилетия. Основой этого

развития является создание специализированных нейтронных источников, способных работать в условиях онкологических клиник. Указанные обстоятельства в свое время мотивировали создание в ИЯФ СО РАН установки Vacuum Insolated Tandem Accelerator (VITA), способной генерировать нейтроны с энергетическим спектром эпитеплого диапазона за счет взаимодействия пучка протонов с литиевой мишенью. На этой установке был отработан ряд ключевых технологий БНЗТ, что позволило нашей стране войти в число мировых лидеров в данной области и совместно компанией TAE Life Sciences (США) создать установку для онкологической клиники в г. Сямынь (КНР), где в настоящее время успешно проводится терапия на регулярной основе.

Исторический обзор и текущее состояние исследований в области создания лазеров с параметрами, необходимыми для экспериментов по зажиганию термоядерных мишеней был представлен в докладе А. П. Кузнецова (НИЯУ МИФИ). В докладе отмечалось, что развитие лазерной техники в настоящее время позволяет обеспечить экстремальное импульсное воздействие на вещество вплоть до мегаджоульного уровня по энергии и петаваттного уровня по мощности. За счет этого достигается нагрев вещества до килоэлектронвольтных температур и сжатие до гигабарных давлений. Однако в настоящее время в России существует дефицит лазерных установок с энергией килоджоульного уровня с наносекундной длительностью импульсов, которые наиболее интересны для исследования свойств веществ в экстремальных состояниях. В этой связи в НИЯУ МИФИ начато сооружение лазерно-физического комплекса ЭЛЬФ, который предполагает создание установки с управляемыми временными, спектральными и энергетическими параметрами, состоящей из двух лазерных каналов с возможностью использования в одном эксперименте двух импульсов с управляемой временной задержкой. Это наносекундный импульс с энергией до 5 кДж (на 2-й гармонике неодимового лазера) и длительностью $(1-10) \times 10^{-9}$ с и субпикосекундный импульс энергией до 200 Дж и длительностью около $0,7 \times 10^{-12}$ с. Плотности мощности этих импульсов на мишени составят до 10^{16} и 10^{20} Вт/см², соответственно.

На секции «Магнитное удержание высокотемпературной плазмы» (председатель секции – А. И. Мещеряков) был представлен 101 доклад. Это ощутимо больше, чем число докладов, представленных на предыдущей конференции 2024 года. Тематика докладов связана, прежде всего, с исследованиями, проводимыми на действующих установках с магнитным удержанием плазмы, таких как токамаки Т-15МД, Глобус-М2, ТУМАН-3М, Т-11М, стелларатор Л-2М, открытые ловушки ГДЛ, ГОЛ-NB, и открытая ловушка с винтовыми пробками СМОЛА. Кроме того на секции был представлен ряд работ по результатам обработки экспериментальных данных на закрывшемся в 2018 году токамаке Т-10. Почти четверть работ, представленных на секции, была посвящена моделированию и вводу в строй систем и диагностик на токамаке Т-15МД, а также результатам, полученным в экспериментальных компаниях в 2024 году.

Результаты экспериментальных компаний, проведенных в 2024 году на токамаке Т-15МД, представляют большой интерес для российского научного сообщества, выполняющего исследования в области удержания высокотемпературной плазмы в тороидальных магнитных ловушках. Измерения радиального распределения интенсивности мягкого рентгеновского излучения плазмы позволили определить положение центральной «горячей» области плазменного шнура, период и радиус переворота фазы пилообразных колебаний, идентифицировать возникновение и локализацию магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей. В осенней экспериментальной кампании 2024 года на токамаке Т-15МД были проведены многоракурсные измерения интенсивности мягкого рентгеновского излучения (SXR) плазмы. Было установлено три камеры обскура с многопроволочными пропорциональными детекторами SXR. В дальнейшем планируется использовать до 6-ти ракурсов измерения SXR. Были представлены результаты измерений электронной температуры и плотности с помощью диагностики томсоновского рассеяния. Тангенциальная система томсоновского рассеяния токамака Т-15МД начала функционировать и продемонстрировала свою работоспособность в плазменных режимах экспериментальной кампании зимы 2023–2024 года. В разрядах с

током плазмы до 500 кА и мощностью СВЧ нагрева 1 МВт была достигнута электронная температура $T_e \approx 1,5$ кэВ при плотности $n_e \approx 2,5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на квазистационарной стадии разряда. В режиме с нецентральной ЭЦР нагревом на токамаке Т-15МД был проведен анализ пилообразных колебаний плотности. Эксперименты были проведены в осеннюю кампанию 2024 г. при магнитном поле $H_z = 1,5$ Тл и токах плазмы 400–500 кА. Гиротрон мощностью $P_{\text{ECRH}} \approx 1$ МВт создавал нецентральный нагрев со стороны сильного магнитного поля. Анализ переноса плотности при пилообразных колебаниях и подъем плотности между колебаниями указывают на наличие неклассической скорости пинчевания частиц. Были проведены первые измерения параметров периферийной плазмы с использованием ленгмюровских зондов. Проведенные измерения показали, что в типовых разрядах Т-15МД ($H_t = 1,5$ Тл, $I_p = 300\text{--}500$ кА, $n_e = (1\text{--}2) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) в лимитерной конфигурации, а также перед началом формирования диверторной конфигурации, параметры плазмы вблизи края лимитера и у поверхности диверторных пластин составляют: $n_e = (2\text{--}5) \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, $T_e = 15\text{--}50$ эВ. Эти параметры соответствуют типовым параметрам плазмы вблизи границы плазменного шнура, измеренные ленгмюровскими зондами на токамаке Т-10. Средняя плотность плазмы токамака Т-15МД измерялась СВЧ-интерферометром с длиной волны зондирующего излучения 0,935 мм. Зондирование проводилось через центр вакуумной камеры по вертикальной хорде. Благодаря высокому быстродействию диагностики и большой точности измерений, на временной эволюции среднехордовой плотности было зарегистрировано влияние МГД активности и пилообразных колебаний. Данные СВЧ-интерферометра коррелируют с сигналами диагностики радиационных потерь и системы измерений мягкого рентгеновского излучения. В токамаке Т-15МД для решения задач магнитного управления плазмой планируется использовать нейронные сети. На пути создания системы, управляющей формой плазменного шнура, к настоящему времени решены ряд задач. Выбрана архитектура и алгоритм нейронной сети для восстановления параметров плазмы, используемых в системе магнитного управления. Исследованы возможности пря-

мого восстановления контролируемых параметров посредством нейронной сети. Проведено обучение нейронной сети на данных о рассчитанных величинах зазоров между границей плазмы и рядом заданных точек, лежащих на внутренней поверхности вакуумной камеры, а также данных о рассчитанных значениях координат пересечения сепаратрисы с поверхностью диверторных пластин. Также на конференции было представлено много работ по моделированию работы различных систем и диагностик токамака Т-15МД.

Интересные результаты были получены в 2024 году на токамаке Глобус-М2 (ФТИ им. А. Ф. Иоффе). При инжекции дейтериевых пучков в дейтериевую плазму и умеренной плотности $\langle n_e \rangle \approx 5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ удалось достичь наибольших на сегодняшний день температур электронов $T_e \approx 1,7$ кэВ и ионов $T_i \approx 4,0$ кэВ (режим с горячими ионами). При дальнейшем повышении средней плотности плазмы, температуры ионов и электронов постепенно сравниваются до значений 1,0–1,5 кэВ. Такая динамика была объяснена на основе анализа энергобаланса плазмы при различных поглощённых мощностях нагрева, плотностях плазмы и изотопных составов инжектируемых пучков. Была разработана спектроскопическая диагностика периферийной плазмы токамака Глобус-М2 с инжекцией нейтрального гелия. Эта диагностика позволяет получить информацию о распределении электронной температуры и плотности в окрестности нижней Х-точки плазменного шнура из соотношений измеренных интенсивностей излучения в спектральных линиях нейтрального гелия. Был проведен анализ пространственных распределений температуры и плотности электронов, измеренных методом томсоновского рассеяния лазерного излучения в широком диапазоне рабочих параметров токамака Глобус-М2. Для анализа была использована выборка данных 306 разрядов установки, отвечающих условиям квазистационарности и отсутствия запертой моды. В этих импульсах температура электронов в центре плазмы превышала значение 1,6 кэВ при центральной плотности плазмы от 5×10^{19} до $1,2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Анализ профилей температуры и плотности электронов показал, что для рассматриваемого набора данных пикированность профиля

плотности зависит, главным образом, от коэффициента запаса устойчивости. В ФТИ им. А. Ф. Иоффе идет разработка антенны для возбуждения геликонных волн в плазме сферического токамака Глобус-М2 с магнитной индукцией до 1 Тл. С помощью численного моделирования был предсказан высокий уровень однопроходного поглощения геликонов на частоте $f_{RF} = 200$ МГц, подходящей для построения генераторного комплекса с выходной мощностью 200 кВт. Для возбуждения геликонов на частоте 200 МГц предлагается со стороны слабого магнитного поля использовать антенну бегущей волны, представляющую собой замедляющую структуру проводников, ориентированных перпендикулярно магнитному полю и большому радиусу токамака. С помощью диагностики многочастотного доплеровского обратного рассеяния на токамаке Глобус-М2 было исследовано поведение профилей радиального электрического поля во время развития периферийных локализованных мод. Наблюдалось увеличение модуля радиального электрического поля на всех исследованных радиусах (до 8 см вглубь от сепаратрисы) во время срыва периферийных локализованных мод. Было исследовано поведение радиальной компоненты электрического поля при переходе в режим улучшенного удержания плазмы. Показано, что на профиле радиального электрического поля появляется «углубление», что соответствует экспериментальным данным с других токамаков. Для токамака Глобус-М2 был проведен статистический анализ подобия профилей параметров плазмы (температуры T_e , плотности n_e и давления p_e электронов) на квазистационарной стадии тока в плазме. Было показано наличие универсальной связи радиальных профилей температуры и плотности электронов $T_e(\rho) = \text{const } n_e(\rho)^{1,65}$ на квазистационарной стадии разряда в Глобус-М2. Также было установлено, что относительное среднеквадратичное отклонение $\sigma_{T_e}(\rho, \rho_{\max})$ нормированного профиля $T_e(\rho, t)$ от его среднего по времени значения при данном радиусе ρ для значений $\rho_{\max} = 0,8$ и $\rho = 0,1-0,7$ не превышает 10 % в большинстве разрядов. При этом отклонение $\sigma_{T_e}(0,9, \rho_{\max})$ достигает более 20 %. Значения $\sigma_{T_e}(t, \rho_{\max})$, описываю-

щие средние по ρ отклонения при данном t , не превышают 10 % в большинстве рассмотренных временных точек. Для профилей $n_e(\rho, t)$ степень универсальности нормированных профилей примерно такая же. Это указывает на высокую степень самоорганизации плазмы на квазистационарной стадии разряда и согласуется с данными анализа, проведенного для токамака JET.

На токамаке Глобус-М2 продолжают работу по совершенствованию методики генерации токов увлечения волнами в нижнегибридном диапазоне частот. Была разработана многоволноводная антенна, предназначенная для возбуждения волн, замедленных вдоль тороидального магнитного поля и распространяющихся в направлении электронного тока. Для токамака Глобус-М2 подготовлена двухканальная система генерации токов увлечения нижнегибридными волнами на частоте 2,45 ГГц с мощностью 400 кВт. Были представлены результаты исследования диверторной плазмы сферического токамака Глобус-М2, проведенные с использованием диагностик томсоновского рассеяния в диверторе и экваториальной плоскости, ИК-видеокамеры и зондов Ленгмюра. Впервые на сферическом токамаке обнаружено формирование области высокой плотности High Field Side High Density в районе X-точки, и это подтверждено моделированием с помощью кода SOLPS-ITER. Экспериментальные измерения показали значительное увеличение электронной плотности во внутреннем диверторе по сравнению с экваториальной плоскостью в точках с равными потоковыми координатами.

Интересные результаты, полученные на открытых ловушках, были представлены участниками конференции из Института ядерной физики им. Г. И. Будкера РАН (ИЯФ СО РАН). В ИЯФ СО РАН в настоящее время разрабатывается проект открытой ловушки нового поколения ГДМЛ, который направлен на получение субтермоядерной плазмы. Проект предусматривает использование специальных магнитных секций для подавления продольных потерь из области удержания плазмы. Одним из вариантов таких секций являются классические осесимметричные многопробочные системы, имеющие периодическую модуляцию магнитной индукции вдоль оси. В под-

держку проекта ГДМЛ, для исследования физики многопробочного удержания при умеренных масштабах эксперимента в ИЯФ СО РАН была создана установка ГОЛ-НВ. Она включает центральную ловушку газодинамического типа длиной 2,5 м с полем в центре $B = 0,3$ Тл; прилегающие секции сильного поля с $B_{\max} = 4,5$ Тл, которые могут включаться либо в соленоидальном режиме, либо как многопробочные системы с 13 периодами гофрировки длиной $l = 22$ см и глубиной $R_{\min} = 1,4$; а также баки расширителей магнитного потока, содержащие торцевые плазмоприёмники. Нагрев плазмы в центральной ловушке осуществлялся при помощи двух нейтральных инжекторов с энергиями атомов 25 кэВ и мощностями по 0,5 МВт. Длительность существования плазмы 3–5 мс определялась энергетикой питания магнитной системы. Были проведены эксперименты при соленоидальной и многопробочной конфигурациях секций сильного поля и проведено сравнение их результатов.

На установке СМОЛА в ИЯФ СО РАН проводятся эксперименты по проверке концепции винтового удержания плазмы. В данной концепции предполагается регулировать продольные потери плазмы с помощью магнитного поля с геликоидальной симметрией путем принудительного ее вращения за счет $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ дрейфа. Установка СМОЛА состоит из 3 частей: источника плазмы с входным расширителем, транспортной секции, где задаётся необходимая конфигурация винтового магнитного поля, и выходного расширителя, куда плазма выходит, попадая на радиально сегментированный плазмоприёмник. Эффективность удержания плазмы в данной конфигурации определяется скоростью её вращения в скрещенных радиальном электрическом и винтовом магнитном полях. На установке СМОЛА проведено экспериментальное сравнение зависимостей продольных скоростей плазмы от плотности, как в режиме удержания, так и в режиме ускорения потока. В режиме ускорения обнаружено превышение продольной скорости в винтовом поле ($V \approx 1,8 \times 10^6$ см/с) над продольной скоростью в прямом поле в узком диапазоне плотностей. В режиме удержания плазмы получена зависимость потоковой скорости от плотности

плазмы в различных магнитных конфигурациях: с осесимметричной и винтовой гофрировкой поля. Был исследован диамагнетизм плазмы в различных магнитных конфигурациях: без дополнительных пробок, с дополнительной пробкой на выходе из транспортной секции, и дополнительной пробкой на входе в транспортную секцию. При этом само ведущее поле могло быть либо прямым, либо с винтовой симметрией. Было установлено, что диамагнетизм и время жизни увеличиваются как при включении пробки на входе транспортной секции, так и при включении винтового магнитного поля. При этом снижение продольного потока за счет пробки и винтового поля независимы и дают мультипликативный эффект. Также было показано, что диамагнетизм и время жизни растут и при увеличении глубины гофрировки винтового поля. В упомянутых магнитных конфигурациях были получены зависимости диамагнетизма и характерного времени жизни плазмы от потока нейтрального газа в источник плазмы. Радиальное распределение электрических потенциалов в плазме, необходимое для реализации ее вращения, задаётся подсистемами установки: плазменной пушкой, лимитерами на входе и выходе транспортной секции и плазмоприёмниками. Показано, что профилем электрического потенциала в плазме можно управлять с помощью распределённой подачи потенциалов на плазменную пушку, лимитеры в области винтовой секции и секционированный плазмоприёмник в выходном расширителе.

В ИОФ РАН разработан код для расчета распространения и поглощения быстрых магнитозвуковых (БМЗ) волн, возбуждаемых в плазме установок УТС. С помощью этого кода проведено моделирование распространения и поглощения БМЗ волн в плазме стелларатора Л-2М при использовании дейтерия в качестве рабочего газа. Были рассчитаны мощности, поглощаемые электронами и ионами плазмы. Расчеты показали, что в условиях высоких ионных температур в дейтериевой плазме (в отличие от водородной) реализуется возможность поглощения БМЗ волны на второй гармонике ионного циклотронного резонанса дейтерия. При этом основная доля БМЗ волны будет поглощаться ионами, а не электронами. Поэтому эффективность генерации токов

увлечения в дейтериевой плазме с помощью БМЗ волны на второй гармонике ионной циклотронной частоты будет низкой. Для повышения эффективности генерации токов увлечения нужно либо использовать более высокие гармоники ионной циклотронной частоты, либо искать альтернативные механизмы поглощения БМЗ волны электронами. Таким механизмом может быть использование конверсии БМЗ волны в медленные волны с их последующим поглощением электронами за счет механизма затухания Ландау.

По результатам работы секции, можно отметить ряд весьма значимых исследований, проведенных за последний год на российских установках. К ним относятся работы на токамаке Глобус-М2 и на открытых ловушках ИЯФ СО РАН. Важным событием стало проведение экспериментальных компаний на новом российском токамаке Т-15МД. Этому способствовало увеличение финансирования термоядерных исследований, включая строительство новых экспериментальных и технологических установок.

По тематике секции **«Инерциальный термоядерный синтез»** (председатель секции Г. А. Вергунова) на конференции было представлено 25 докладов (13 устных и 12 стендовых). В устных и стендовых докладах обсуждались результаты экспериментальных и теоретических исследований, проводимых российскими учеными в области взаимодействия лазерного излучения с веществом, лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). Также обсуждались данные, полученные при изучении плазменных явлений в электровзрывных импульсных системах, физики высоких плотностей энергии и численного моделирования в указанных областях.

В 2023 году во РФЯЦ-ВНИИЭФ была введена в эксплуатацию первая очередь (16 каналов) многоцелевого исследовательского комплекса (МИК) – лазерной установки мегаджоульного уровня мощности. Пять докладов были посвящены различным вопросам технологии создания и отладки составных частей лазерной системы установки МИК. Были представлены результаты экспериментальных исследований линейного коэффициента усиления лазерного излучения в дисковых каска-

дах, содержащих активные элементы из неодимового фосфатного стекла разных марок, а также результаты измерения пропускания излучения в лазерных каналах МИК за два прохода. На основании полученных результатов проведены эксперименты по формированию лазерных импульсов с разной энергией на выходе каналов. Отдельное внимание уделено решению проблемы выравнивания энергии лазерных импульсов между каналами. Система формирования опорного излучения (СФОИ) позволяет получать излучение с заданными пространственными, временными, спектральными и энергетическими характеристиками. Были представлены результаты исследования параметров излучения ключевых элементов СФОИ, таких как: задающий гетеролазер, бустерный волоконный усилитель, параметрический усилитель, лазер накачки параметрического усилителя, система формирования пространственного профиля пучка и поляризация система деления излучения на четыре пучка. Также исследовалась возможность минимизации пятен фокусировки излучения лазерных каналов в установке МИК с целью максимизации плотности энергии облучения мишени. Показано, что для этой цели, необходимо учитывать aberrации штатной системы диагностики и финальной схемы. На установке МИК создан стенд для исследования ударной и безударной сжимаемости конструкционных материалов. В число задач, решаемых стендом, входит расширение информативности эксперимента за счет увеличения линейного поля в плоскости объекта; создание в микромишени ударной волны с требуемой пространственно-временной структурой; измерение скорости ударной волны с погрешностью менее 1 %.

Были также представлены результаты экспериментов на лазерной установке «Луч» по исследованию эффекта перераспределения энергии лазерного излучения посредством ионно-звуковой волны между пересекающимися в докритической плазме лазерными пучками (Crossed-Beam Energy Transfer или СВЕТ), возникающего при выполнении условий трехволнового резонанса. Было продемонстрировано управление процессом СВЕТ посредством изменения отстройки длин волн в лазерных пучках, сходящихся под углом 70°

в плазме поли-пара-ксилилена (ППК) при интенсивностях лазерного излучения порядка 10^{14} Вт/см². Применение фазовой модуляции усиливаемого пучка (уширение спектра на 2 Å) приводило к увеличению уровня перераспределения энергии по механизму СВЕТ до 50 %.

На уникальном комплексе лазерных установках «Луч», «Искра-5» и МИК проводится широкий спектр исследований по различным направлениям: исследования свойств веществ в экстремальном состоянии, взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой, конверсия лазерного излучения в рентгеновское, исследование различных неустойчивостей плазмы, изучение неравновесных процессов в плазме. Проводятся исследования в рамках программы ЛТС, включая эксперименты с мишенями прямого и непрямого облучения, разрабатываются новые конструкции лазерных мишеней, а также ведется поиск режимов воздействия для достижения условия термоядерного горения в плазме. Были представлены результаты анализа имеющихся технологий получения мишеней, рассмотрены основные этапы их изготовления, а также перспективные технологии изготовления отдельных элементов мишеней и способы их совершенствования. Отмечалось, что при изготовлении лазерных мишеней, применяются комбинации как физических методов (вакуумное распыление и осаждение материалов, методы механической обработки и лазерной обработки образцов), так и химических методов (синтез соединений, приготовление растворов, электрохимическое полирование, травление и осаждение покрытий). Помимо РФЯЦ-ВНИИЭФ, вопросами развития технологий производства мишеней для инерциального синтеза занимаются также в ФИАН.

В докладе из ИПФ РАН были представлены первые результаты разработки высокоэнергетического лазера с диодной накачкой. В качестве активного элемента разрабатываемого лазера будут использоваться монокристаллы алюмоиттриевого граната (Yb:YAG), легированные иттербием. Они будут использоваться в виде активного зеркала, что обеспечивает наиболее эффективное охлаждение активного элемента. Ожидаемая энергия в импульсе составит 10 Дж.

В ФИАН продолжают эксперименты на установке «Лазерная ударная труба» (ЛУТ) – миниатюрном устройстве с размерами 5×5×50 мм, в котором сильные ударные волны и гиперзвуковые потоки вещества с числами Маха $M \geq 10$ генерируются в результате ускорения тонких углеводородных пленок абляционным давлением плазмы, создаваемой кrypton-фторовым (KrF) лазером. Наиболее сильная неустойчивость фронта ударной волны наблюдается при толщине пленок 3 и 5 мкм. Она проявляется в турбулентном перемешивании испаренного вещества с воздухом, сопровождающемся формированием сверхзвуковых струй и образованием множества ударных волн конической формы.

Сотрудниками ФИАН были также представлены экспериментальные и расчетные работы по совершенствованию импульсных лазерных систем для увеличения выхода мягкого рентгеновского излучения при взаимодействии лазерного излучения с плазмой.

На установке «Ангара-5-1» (ТРИНИТИ) при сжатии каскадных вольфрамовыхборок, имеющих уменьшенную индуктивность на конечной стадии сжатия, было получено увеличение полной (на 30 %) и удельной (вдвое) мощностей мягкого рентгеновского излучения до 10 ТВт и 10 ТВт/см², соответственно.

На конференции были представлены расчетно-теоретические работы по исследованию взаимодействия лазерного излучения с веществом, лазерного термоядерного синтеза, физики высоких плотностей энергии. Усовершенствование математических программ позволило получить расчетные результаты, сопоставимые с экспериментальными данными, и оценить критерии подобия астрофизических и лабораторных джетов. Джеты представляют собой выбросы коллимированных потоков плазмы из центров астрономических объектов, которые были открыты в 50-х годах прошлого века. В настоящее время они обнаружены у нескольких сотен молодых звезд, квазаров и черных дыр.

Продолжаются исследование процессов развития турбулентности в мишенях лазерного термоядерного синтеза (ИПМ РАН). На основании расчетно-теоретических исследований обоснован большой потенциал увеличения энергетической эффективности мишени ЛТС

непрямого сжатия за счёт применения метода ударно-волнового зажигания (ФИАН). Продолжается численное и расчетное исследование развития гидродинамических неустойчивостей и перемешивания при сжатии мишеней непрямого облучения с использованием программных комплексов ТИГР-3Т и ОМЕГА-3Т (ВНИИТФ). В численных экспериментах показано, что при достижении порогового значения начальной амплитуды лазерного импульса в резонансной области возбуждается вынужденное комбинационное рассеяние (РУДН). Было заслушано сообщение о работах американских ученых в области применения коллайдеров компактных торов.

В целом, работа секции «Инерциальный термоядерный синтез» была успешной и прошла на высоком научном уровне.

На конференции в рамках работы секции **«Физические процессы в низкотемпературной плазме»** (председатель секции Ю. А. Лебедев) было представлено 48 докладов, 23 из которых были устными.

На секции традиционно были представлены результаты исследований в следующих основных направлениях: элементарные процессы и кинетические свойства газоразрядной низкотемпературной плазмы различных типов электрических разрядов, – ВЧ и СВЧ разряды в газах и жидкостях, ЭЦР разряды, разряды постоянного тока, дуги. Представлены исследования свойств плазмы, возникающей в лабораторных импульсных установках, а также при атмосферных явлениях. При этом ряд докладов был посвящен прикладным аспектам применения низкотемпературной плазмы.

Все доклады можно разделить на две большие группы. Первая группа докладов связана с экспериментальными исследованиями разрядов, включая разработку новых и усовершенствование старых методов диагностики плазмы, а также разработку подходов к использованию низкотемпературной плазмы для решения прикладных задач. Вторая группа докладов связана с моделированием плазменных процессов и плазменных систем. Кратко перечислим некоторые из представленных направлений исследований.

В докладе ученых из университета Саскачевана (Саскатун, Канада) были рассмотрены

плазменные источники пенинговского типа и формирование в них азимутальных неустойчивостей и структур. Эта проблема представляется важной, поскольку такие плазменные источники широко используются в современных плазменных устройствах, таких как датчики давления, нейтронные детекторы, масс-спектрометры, системы для разделения изотопов, ионные источники для обработки материалов.

Ряд докладов был посвящен разработке электроразрядных ракетных двигателей. В докладе, представленном коллективом авторов из НИЦ «Курчатовский институт», рассказывалось о первых результатах экспериментальных исследований плазмы, полученной на экспериментальном стенде ПН-3, представляющем собой макет геликонного плазменного ракетного двигателя с ВТСП магнитной системой. Плазма создавалась при ионизации рабочего газа геликонными волнами, а тяга – ускорением и формированием плазменного потока в магнитном сопле. В докладе сотрудников АО ГНЦ «Центр Келдыша» и МФТИ сообщалось о разработке улучшенного $E \times B$ зонда, который может быть использован для диагностики зарядового спектра ионов в плазме электроразрядного двигателя. На основании результатов моделирования работы $E \times B$ зонда в струе ионного двигателя с энергией ионов в диапазоне от 500 до 2000 эВ и плотностью ионного тока до 10 А/м^2 предложены методы по устранению конструктивных недостатков такого зонда за счет добавления системы фокусировки ионного пучка и оптимизации геометрии зонда. В совместном докладе из НИЦ «Курчатовский институт», ИОФ РАН и ИПФ РАН проведен теоретический анализ ИЦР нагрева плазмы в безэлектродном плазменном ракетном двигателе.

В настоящее время преобразование углекислого газа (CO_2) в химические вещества и топливо является актуальной темой. В докладе из ИНХС РАН сообщалось о реализации процесса углекислотного риформинга метана в тлеющих разрядах постоянного тока. При реализации этого процесса одновременно с получением синтез-газа происходит уничтожение парниковых газов CO_2 и CH_4 . Применение плазмы позволяет проводить процесс без участия катализаторов, в отличие от тра-

диционного углекислотного риформинга. Исследовались, как физические, так и химические характеристики разряда. Полученные результаты показали перспективность такого подхода. Основными продуктами реализованного процесса были смесь молекулярного водорода и угарного газа (H_2 и CO), широко применяемая в химической промышленности. В зависимости от режима разряда степень разложения метана оказалась в диапазоне 68–99 %, степень разложения углекислого газа была в диапазоне 52–97 %.

В докладе из ИСЭ СО РАН сообщалось о продолжении исследований и лабораторных экспериментов, направленных на изучение плазмы атмосферных разрядов на высотах 20–100 км над уровнем моря. Эти разряды были названы транзиентными световыми явлениями, к ним относятся красные спрайты, голубые струи, эльфы, гало и другие. Приводились результаты лабораторных исследований столкновения плазменных диффузных струй с различной и одинаковой полярностью при импульсном разряде в воздухе и азоте. Было показано, что при ёмкостном импульсно-периодическом разряде в воздухе низкого давления могут генерироваться пучки убегающих электронов из плазмы, которая не имеет контакта с металлическими электродами.

С этой тематикой перекликается совместный доклад, представленный коллективом участников из ИСЭ СО РАН и Полярного геофизического института, в котором рассматривались аспекты исследования кинетики электронно-возбужденного азота в спрайтах и разрядной камере. Проведенные исследования показали возможность моделирования крупномасштабных атмосферных явлений в лабораторных условиях.

Доклады из СПбГУ были традиционно посвящены изучению явлений, происходящих в объемных плазменно-пылевых структурах, а именно, рассмотрению распределения пылевых частиц в сечениях, перпендикулярных магнитному полю. В магнитных полях свыше 1 Тл наблюдалось быстрое вращение пылевых структур, сопровождающееся их сжатием, а пылевые частицы в них формировали тонкие орбитальные оболочки. Пылевая плазма представляла собой систему вложенных коаксиальных цилиндров.

Ряд докладов был представлен сотрудниками ОИВТ РАН. В одном из них был дан расчет теплофизических свойств плазмы олова, экспериментальные данные о которых практически отсутствуют. В работе использовалась модифицированная модель, которая ранее использовалась для моделирования свойств других металлов и полупроводников и докладывалась на предыдущих конференциях по физике плазмы и УТС. В другом докладе из ОИВТ РАН были представлены результаты моделирования давления и сжимаемости резко-асимметричной комплексной плазмы в приближении Пуассона-Больцмана в корреляционной полости.

Еще один доклад из ОИВТ РАН был посвящен моделированию окисления пропан-воздушной смеси, активированной неравновесной плазмой высокочастотного коронного разряда. Воспламенение бедных смесей является актуальной задачей при разработке современных двигателей и важным является определение перспективных направлений использования того или иного типа разряда для замены свечей в двигателях. В совместном докладе коллектива авторов из ОИВТ РАН и МФТИ (НИУ) исследовалось влияние искровых разрядов на смешение сверхзвукового потока воздуха с поперечной околосзвуковой струей углекислого газа, имитирующего горючее топливо. Искровые разряды были локализованы на стенке с наветренной стороны от отверстия инжектора на расстоянии порядка диаметра инжектора. Результаты компьютерного моделирования процессов сравнивались экспериментальными данными, полученными на стенде ИАДТ-50 в ОИВТ РАН. Было получено хорошее согласие данных эксперимента и численного моделирования. Показано, что с помощью искровых разрядов можно в некоторых пределах управлять частотой крупных возмущений, возникающих на передней границе струи и влияющих на эффективность смешения топлива и окислителя в камерах сгорания.

Авторы из ФГБОУ ВО «КНИТУ-КАИ» представили доклады, где обсуждались электрические характеристики и особенности физических процессов, протекающих в электрическом разряде переменного тока в системе «электрический разряд – электролит». Такая

система представляет собой многофазную среду, состоящую из плазмы, электролита, пузырьков газа. После включения источника питания на электродах начинался процесс электролиза, и на поверхности электродов происходило образование пузырьков различной формы и размеров. Пробой после электролиза порождал ударную волну в газожидкостной среде и инициировал зажигание разряда. Это приводило к турбулентному перемешиванию и дроблению пузырьков воздуха в газожидкостной среде. В совместном докладе участников конференции из ФГБОУ ВО «КНИТУ-КАИ» и КФУ были представлены результаты исследований процессов, происходящие в разрядах постоянного и низкочастотного переменного тока в газожидкостном потоке пузырьковой среды при разных давлениях. Электрические разряды, возникающие в газожидкостном потоке, представляют интерес для технологического применения. В совместном докладе коллектива авторов из ФГБОУ ВО «КНИТУ-КАИ», ФГБОУ ВО «КГЭУ» и ОИВТ РАН были представлены результаты разработки процесса плазменно-жидкостной сварки изделий из электротехнической стали. Сообщалось, что процесс доведён до стадии технологической проверки.

В целом, работа секции «Физические процессы в низкотемпературной плазме» была успешной. Результаты конференции свидетельствуют о высоком уровне экспериментальных и теоретических исследований по физике низкотемпературной плазмы, проводимых в России, которые во многом являются пионерскими.

На секции «**Физические основы плазменных и лучевых технологий**» (председатель секции С. А. Двинин) были заслушаны 18 устных и 16 стендовых докладов. На заседаниях секции обсуждались результаты исследований, проводимых в 2024 году в институтах РАН, вузах и других ведущих научных центрах России и Беларуси.

Были заслушаны доклады, представляющие широкий спектр направлений исследований в области плазменных технологий. Среди представленных тематик, наибольшее число докладов было посвящено исследованию свойств разрядов в потоках газа и многофаз-

ных системах (газ и порошок). Также были представлены исследования взаимодействия плазмы с поверхностью, плазмохимических процессов, а также исследования импульсных разрядов в жидкостях. Ряд работ был посвящён генерации мощных электронных пучков, СВЧ излучения и их диагностике. Один из докладов был посвящён плазменной медицине и воздействию плазмы на биообъекты. Результаты экспериментальных исследований были представлены в 25 докладах, а математическому моделированию было посвящено 9 докладов.

Большой интерес вызвал доклад коллектива авторов из АО ГНЦ «Центр Келдыша», АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» и ИСАН, в котором были представлены параметры и варианты построения устройства формирования мишени (УФМ) для генерации излучения в рентгеновском спектральном диапазоне. Источники излучения в ультрафиолетовой и рентгеновской части спектра востребованы, в частности, в фотолитографии для увеличения плотности упаковки микросхем на облучаемой подложке. В этой спектральной области излучения перспективны лазерно-плазменные источники, поскольку они обладают достаточно компактными размерами и позволяют работать в широком диапазоне длин волн и интенсивностей. Источником рентгеновского излучения является плазма, создаваемая при оптическом пробое в области фокусировки лазерного пучка в веществе мишени. В докладе рассматривалось УФМ на основе газообразного гадолиния, которое позволило бы получить излучение на длине волны 6,7 нм. Предложена и описана конструкция УФМ, в которой будет использован сплав вольфрама и рения (ВР-27ВП).

В ИЯФ СО РАН и НГУ проводятся комплексные исследования ряда проблем в области плазменных технологий. Одной из них является задача нейтрализации килоамперного релятивистского электронного пучка (РЭП) микросекундной длительности при его прохождении в тонком плазменном шнуре. Были представлены результаты серии экспериментов по регистрации тока, индуцированного в тонком (диаметр 2,6 см) протяжённом (длина около 40 см) плазменном шнуре при инъекции в него РЭП с током 6 кА микросекундной длительности при индукции ведущего маг-

нитного поля 4 Тл. По итогам проведенных экспериментов были найдены оптимальные условия по напуску газа и прохождению разрядного тока, при которых реализуется необходимая нейтрализация РЭП плазменным током, что важно для генерации потока терагерцового излучения при интенсивном взаимодействии в пучково-плазменной системе. В другом докладе обсуждались эксперименты на установке ГОЛ-ПЭТ, где проводятся исследования взаимодействия сильноточного релятивистского электронного пучка с плазмой, сопровождаемого генерацией направленных потоков терагерцового (0,1–1 ТГц) электромагнитного (ЭМ) излучения с мультимегаваттной импульсной мощностью. При реализации этого процесса генерации электронный пучок служит источником энергии для накачки плазменных верхнегибридных колебаний, которые затем трансформируются в поток ЭМ излучения. Установлены корреляции изменений функции распределения электронов пучка по энергиям с изменениями спектрального состава генерируемого потока ЭМ излучения. Еще в одном докладе рассматривалась проблема создания мощных (10–100 МВт) источников когерентного электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн. Один из подходов к её решению состоит в использовании сильноточных ленточных РЭП для накачки колебаний в планарной электродинамической системе. При планарной геометрии генерирующего устройства один из поперечных его размеров может достигать большой величины (на два порядка больше длины волны излучения), что позволяет пропускать в таком генераторе пучок с током до десяти килоампер и, как результат, достигать в нём высокого уровня мощности ЭМ излучения.

В докладе коллектива авторов из ИОФ РАН и РУДН представлены результаты компьютерного моделирования конфигурации плазменного мазера, которая позволяет делать ток электронов равным оптимальному значению для плазменных мазеров, – половине предельного тока транспортировки в вакууме. Кроме того, найденная конфигурация позволяет устранить «эффект укорочения СВЧ-импульса», присущий всем приборам СВЧ-электроники суб- и гигаваттного уровня мощности. Главной причиной срыва СВЧ-излуче-

ния плазменных мазеров является прохождение значительной части обратного тока РЭП по плазме. Этот килоамперный ток в течение 20–30 нс разогревает электроны плазмы до эффективной температуры ~ 100 кэВ, нарушает их группировку и срывает процесс эффективного черенковского взаимодействия с электронами РЭП. В предложенной в докладе конфигурации обратный ток РЭП не имеет пути возврата на камеру по плазме, поэтому и главная причина укорочения импульса отсутствует.

В одном из докладов, представленных МЭИ, была рассмотрена релаксация плазменных возбуждений в конструкционных материалах термоядерных установок. Представлены энергетические спектры вторичной электронной эмиссии, имеющие выраженные максимумы на энергиях плазмонов. Данное явление следует рассматривать как фотоэффект на продольных фотонах, возникающих в результате релаксации плазменных возбуждений. В другом докладе были изложены результаты исследования состава поверхности молибденовых и вольфрамовых образцов, облученных высокоэнергичными потоками стационарной горячей плазмы в плазменной установке ПЛМ методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии.

Много докладов были посвящены исследованию газовых разрядов и их применению в различных технологических процессах. Доклады, представленные участниками из МГУ были связаны с традиционной тематикой: реализацией СВЧ-разрядов и разрядов постоянного тока в потоках газа. Также исследовалось влияние наносекундного объемного разряда на фронт дифрагировавшей ударной волны. Установлено, что в случае формирования разряда перед фронтом дифрагировавшей ударной волны пробой носит объемный характер, и граница свечения четко соответствует форме искривленного фронта.

В докладе большого коллектива авторов из ИОФ РАН было рассмотрено возможности получения наночастиц гидроксида алюминия при зажигании искрового разряда в жидкости (деионизированная вода) с гранулами алюминия (Al) в межэлектродном пространстве. Нарботка наночастиц гидроксида алюминия $Al(OH)_3$ происходила за счет распыления материала электродов. В разряде формировались

наночастицы гидроксида алюминия в двух кристаллических фазах: байерит и гиббсит. Выход наночастиц составил около 0,2 г/мин.

В еще одном докладе, представленном также коллективом авторов из ИОФ РАН, ИМЕТ РАН, РУДН, НИУ МФТИ, РГУ МИРЭА, был рассмотрен синтез гетерогенных катализаторов в цепных плазмохимических реакциях, инициируемых в бинарных смесях Ni/Mo/Al₂O₃, Ni/W/Al₂O₃, Ni/Co/Al₂O₃ микроволновым излучением мощного гиротрона. На диэлектрическую подложку из оксида алюминия наносились наночастицы металлов (никеля и молибдена; никеля и вольфрама; никеля и кобальта). Синтез гетерогенных катализаторов происходил в воздухе при атмосферном давлении в цепных плазмохимических реакциях, возникающих при облучении смеси порошков микроволновым излучением мощного импульсного гиротрона (частота 75 ГГц, мощность излучения 400 кВт, длина импульса от 6 до 8 мс).

Коллективом авторов из РУДН был представлен доклад, относящийся к биомедицинской тематике. Речь идет об использовании радиологии в борьбе со злокачественными новообразованиями. С точки зрения физики на передний план здесь выходят вопросы взаимодействия рентгеновского и гамма-излучения с наноструктурными радиосенсибилизаторами на основе наночастиц металлов с большим зарядовым числом и их соединений, которые внедряются в пораженные клетки, а также проблема разработки рентгеновских источников с возможностью гибкой адаптации спектральных характеристик излучения. Ранее была показана возможность получения тормозного излучения с энергиями квантов свыше 100 кэВ при взаимодействии высокоэнергичных плазменных сгустков с газовыми и твердотельными мишенями. Плазменные сгустки со средними энергиями частиц порядка 0,3–0,5 МэВ были получены при гирорезонансном взаимодействии плазмы с полем стоячей СВЧ-волны в пробочных магнитных ловушках. Генерируемое тормозное и характеристическое излучение имеет энергетический спектр, зависящий от материала мишени и энергии частиц сгустка. Это открывает возможность создания источника импульсного рентгеновского излучения с изменяемым спектром.

Работа секции в целом показала, что в области плазменных и пучковых технологий ведется активная исследовательская работа, причем число работ, имеющих явную технологическую направленность, растет. На секции были представлены доклады по большинству направлений развития современных технологий. Все доклады были выполнены на высоком уровне и вызвали интерес слушателей. Анализ докладов показывает, что экспериментальные установки становятся сложнее, увеличивается их размер.

По сравнению с конференциями, которые проходили в течение нескольких последних лет, общее число докладов несколько уменьшилось (2017 – 38 докладов, 2018 – 57, 2019 – 36, 2020 – 30, 2021 – 28, 2022 – 38, 2023 – 43, 2024 – 39, 2025 – 34).

В секции **«Проект ИТЭР. Шаг в энергетике будущего»** (председатель секции А. В. Красильников) в этом году было представлено 49 докладов. Доклады были посвящены состоянию работ, проводимых в России в рамках реализации международного проекта ИТЭР.

В НИИЭФА им. Д. В. Ефремова проводились работы по первой стенке и дивертору установки ИТЭР, а также по изготовлению коммутационной аппаратуры.

Успешно завершён многолетний цикл изготовления и испытаний полномасштабного прототипа высоконагруженной панели первой стенки установки ИТЭР. Для достижения данного результата пройден длинный путь от поисковых экспериментов на малых макетах, до разработки и квалификации критических технологий изготовления, расчетного обоснования конструкции и, наконец, изготовления и испытаний полномасштабного прототипа. Намерение Международной организации ИТЭР сменить материал облицовки стенки с бериллия на вольфрам заставило провести анализ пригодности разработанных технологий для случая такого решения. Результаты анализа и экспериментальных работ оказались положительными.

Представлены результаты испытаний на герметичность прототипа панели первой стенки. Приведены результаты исследования возможности использования для охлаждения первой стенки вместо традиционного гипервапотрона стальных тонкостенных трубок,

вокруг которых проведена вакуумная наплавка бронзы. Результаты испытаний подтвердили перспективность использования вакуумной наплавки бронзы на стальных стенках канала охлаждения для энергонагруженных компонентов.

Для аварийного вывода тока из обмотки тороидального поля применяются взрывные аппараты. Срабатывание данного аппарата обеспечивается инициацией электродетонатора, для чего необходимо сгенерировать импульс тока определенного профиля. В АО «НИИЭФА» разработан генератор импульсов тока, обеспечивающий необходимые электрические параметры, при этом он удовлетворяет условиям по внешним воздействиям: были проведены магнитные, климатические, вибрационные испытания; генератор импульсов эти испытания прошел успешно.

В АО «НИИЭФА» на стенде IDTF (ITER Divertor Test Facility) проведены тепловые испытания полномасштабного прототипа внутренней вертикальной мишени дивертора установки ИТЭР.

В НИКИЭТ ведутся работы по бланкету установки ИТЭР. Проведены расчеты нагрузок при ударных испытаниях контактных электроизолирующих накладок. По результатам численного моделирования определено, что возникающие в оснастке механические напряжения не превышают допустимые пределы.

Специалистами АО «НИКИЭТ» выполнено расчетное исследование конструкции панелей первой стенки с вольфрамовым покрытием. Полученные результаты показывают, что оптимальная высота вольфрамового тайла составляет 12 мм с толщиной медной подложки 2 мм.

В АО «НИКИЭТ» проведены статические и циклические испытания модернизированной конструкции сборки гибкой опоры, обеспечивающей механическое крепление модулей blankets на стенке вакуумной камеры реактора, как при проектных, так и при предельных нагрузках для подтверждения работоспособности элементов сборки. Проведенные испытания подтвердили работоспособность разработанной конструкции сборки гибкой опоры в условиях нагрузок, характерных для работы blankets ИТЭР. Это позволило МО ITER

утвердить разработанную конструкцию в качестве базовой, а также приступить к подготовке технической документации для последующего опытного изготовления поставочных комплектов.

В докладе из ГНЦ РФ ТРИНИТИ представлены первые результаты, полученные с помощью двухканального рефрактометра в литиевых экспериментах. В докладе представлена система измерения плотности, реализованная на токамаке Т-11М на основе микроволновых дифференциальных рефрактометров с зондированием на обыкновенной волне на частоте 140 ГГц.

Проектный центр ИТЭР представил ряд работ по диагностическим системам токамака ИТЭР.

В октябре 2024 года в МО ITER успешно прошла защита проекта внутривакуумных компонентов верхней вертикальной нейтронной камеры (ВНК), на которой были показаны результаты многочисленных НИОКР. Проведена оптимизация коллиматоров и детекторов верхней ВНК, что позволило увеличить отношение сигнал-фон в несколько раз и упростить производство и эксплуатацию диагностики. Завершена разработка блока детектирования быстрых нейтронов, состоящего из 4 детекторов – двух полупроводниковых алмазных детекторов с кристаллами разных размеров и двух ионизационных камер деления с радиатором на основе ^{238}U . Разработана программа калибровки нейтронных детекторов ВНК. Измерены чувствительности алмазных детекторов и ионизационных камер деления к нейтронам с энергиями 2,45 МэВ и 14,1 МэВ. Экспериментально определено влияние условий эксплуатации на возможность энергетической калибровки алмазных детекторов по встроенным источникам изотопов америция Am241 и цезия Cs137, а также рассчитан отклик алмазов на гамма-спектр, создаваемый активированными материалами конструкции ВНК после облучения. Как результат, работы над диагностикой ВНК перешли в стадию производства.

Представлен доклад о статусе работ по диагностике «Диверторный монитор нейтронного потока» (ДМНП). На текущем этапе ведётся заключительное обоснование технических решений, принятых для этой диагнос-

тики. Анализ напряженно-деформированных состояний внутривакуумных компонентов ДМНП подтвердил соответствие конструкции требованиям. Проведен анализ радиационной устойчивости электроники, расположенной в порт-камерах ИТЭР с учётом конструкции защитных шкафов для электроники, размещенной в порт-камерах нижних портов № 2, № 8 и № 14. Разработанный алгоритм калибровки флукуационного тракта диагностики с использованием сегментированной записи сигналов ИКД обеспечивает калибровку детекторных узлов ДМНП на площадке даже с использованием источника нейтронов с выходом, сильно меньшим ожидаемого в ходе дейтериевых разрядов. Проект диагностики ДМНП приближается к завершению стадии финального проекта.

Проектным центром ИТЭР было представлено также несколько докладов о первых результатах использования на токамаке EAST аппаратуры, разработанной для нейтронной и спектроскопической диагностики ИТЭР.

В ФТИ РАН ведутся работы по диагностическим системам «Анализаторы атомов перезарядки» и «Томсоновское рассеяние в диверторе», а также по проектированию и интеграции нижнего порта № 08. Было представлено состояние дел по разработке компонентов оптического тракта диагностики томсоновского рассеяния, расположенных на диверторных кассетах установки ИТЭР в непосредственной близости от термоядерной плазмы. Проведен анализ приложенных электромагнитных и термомеханических нагрузок. Показано, что максимальные значения напряжений не превышают допустимых для выбранных материалов, что обеспечивает долговременную эксплуатацию разработанных диагностических компонентов. Был представлен доклад о статусе разработки крупногабаритных собирающих зеркал для диагностики томсоновского рассеяния в диверторе ИТЭР.

В докладе по диагностике «Анализаторы атомов перезарядки» был рассмотрен алгоритм отделения полезного сигнала от фона в реальном времени. Описано моделирование амплитудных распределений, необходимых для оценки точности работы алгоритма в различных сценариях. Приведена зависимость точности выполнения алгоритма от загрузки

каналов атомных анализаторов, оценено время выполнения алгоритма на программируемой логической интегральной схеме (ПЛИС).

Для задач интеграции нижних портов № 08 были разработаны макеты несущих конструкций для околопортового пространства и ячейки порта, произведены доработки по итогам испытаний элементов транспортировки и фиксации на диверторных рельсах. Проведены испытания элементов фиксации и транспортировки при тепловых нагрузках в соответствии с условиями эксплуатации на установке ИТЭР. Разработаны процедуры загрузки и установки несущих конструкций для испытаний на интеграционной площадке в ФТИ им. А. Ф. Иоффе

НИЦ КИ участвует в разработке диагностических систем «Рефлектометрия» и «Спектроскопия водородных линий».

В докладе о статусе работ по диагностической системе «Рефлектометрия» сообщалось, что прошла защита технического проекта, были изготовлены и поставлены на ИТЭР волноводные линии в областях с проблемами доступа, а также крепления внутрикамерных волноводных линий. Проведена защита предварительного проекта атмосферной части рефлектометрии и рефрактометрии. Разработка контрольно-измерительной аппаратуры находится на уровне эскизного проектирования. В ходе работ изготовлены и испытаны макеты всех важнейших узлов диагностики, включая волноводные повороты большой кривизны, антенну, нержавеющие, инконелевые, медные волноводы, вторичные окна, система сложения СВЧ-диапазонов и элементы контрольно-измерительной аппаратуры.

Новая концепция первой стенки установки ИТЭР с заменой основного материала покрытия первой стенки с бериллия на вольфрам и перспектива использования процедуры боронизации их поверхности поставили перед диагностикой «Спектроскопия водородных линий» задачу оценки возможности измерения профиля потоков бора с первой стенки. В представленном докладе приведены первые результаты расчетов, которые станут основой для перехода к следующей стадии: в рамках синтетической диагностики по рассчитанным сигналам интенсивности излучения с помощью томографической реконструкции бу-

дет восстановлено трехмерное распределение светимости атомов и ионов бора и рассчитана плотность потока атомов и ионов бора со стенки в плазму.

ИЯФ СО РАН ведет проектирование и интеграцию верхних диагностических портов № 02, № 08, № 07, экваториального диагностического порта № 11, а также проектные работы и изготовление части диагностик «Вертикальная нейтронная камера», «Диверторный монитор нейтронного потока», «Анализатор атомов перезарядки».

В ряде докладов представлен статус работ по производству диагностического оборудования для установки ИТЭР. В 2024 году продолжались работы по изготовлению и подготовке производства в ИЯФ СО РАН оборудования для установки ИТЭР. Идет изготовление и сборка диагностических защитных модулей экваториального порта № 11, в том числе выполнено глубокое сверление диагностического защитного модуля. Проведена поисковая работа с целью выработки технических решений, позволяющих реализовать оптимальные режимы осушения каналов охлаждения в условиях сборочной площадки порт интегратора.

Начато производство компонентов верхней вертикальной нейтронной камеры (ВНК). Успешно выполнена механическая обработка корпусов детекторного модуля верхней ВНК. Разработаны процедуры установки, извлечения или замены неисправной кассеты диагностики на новую с использованием системы удаленного доступа, представляющей собой роботизированные механизмы и инструменты. Были также разработаны две структуры – направляющая и подъёмная. Направляющая структура обеспечивает правильную траекторию опускания кассеты, не допускает физического контакта или удара о диагностический защитный модуль верхнего порта № 18. С помощью подъёмной структуры осуществляется опускание кассет внутрь диагностических защитных модулей.

Произведены компоненты первой очереди диагностической системы «Диверторный монитор нейтронного потока» (ДМНП). В 2024 году произведены компоненты корпуса ДМНП. Успешно выполнена механическая обработка торцевых фланцев, труб защитных

корпусов и элементов защиты детекторных узлов U5 и U8.

Работа сессии была успешной. Она показала существенный прогресс в научно-исследовательских и конструкторских работах в поддержку международного проекта ITER.

Заключение

1. ЛП Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу является единственным ежегодным крупномасштабным научным форумом ученых, работающих в области физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза в России и странах СНГ. Она проходила уже в 52-й раз и собрала на свои заседания очно и удаленно 936 участников из научных центров России и других стран. Среди участников были представители 58 российских организаций и 6 иностранных научных центров.

2. Конференция способствовала решению научных проблем по направлениям: магнитное удержание высокотемпературной плазмы, инерциальный термоядерный синтез, физические процессы в низкотемпературной плазме, физические основы плазменных и лучевых технологий, реализация международного проекта ИТЭР.

3. Ежегодно происходящий обмен информацией и опытом между учеными России, стран дальнего и ближнего зарубежья способствует установлению и поддержанию научных контактов между научными центрами, занимающимися близкими проблемами. Это подтверждается работами, совместно выполненными сотрудниками российских и ряда зарубежных научных центров.

4. Уровень экспериментальных исследований, выполненных российскими учеными на крупных российских установках в области магнитного удержания горячей плазмы, заметно повысился в результате ввода новых и модернизированных установок.

5. Важную роль в развитие исследований по физике плазмы в России играет комплексная программа Российской Федерации «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной

энергии», в состав которой входит важная для работ по УТС и физике плазмы подпрограмма «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий». Эта программа разработана в ГК РОСАТОМ при участии ведущих российских научных центров, она финансируется как государственной корпорацией, так и государственным бюджетом РФ. Программа в значительной части стимулирует развитие ядерной энергетики, ядерных и плазменных технологий и их применение в экономике России.

6. В результате реализации многолетней программы международного проекта ITER, разработанные новые технологии должны быть освоены российскими учеными и инженерами для их успешного применения в российских исследовательских и промышленных термоядерных реакторах, что невозможно в отсутствие национальной программы подготовки научных и инженерных кадров по физике плазмы и УТС.

7. Современный мировой уровень лазерно-плазменных исследований требует создания нескольких крупных лазерных центров России с мультипетаваттными лазерными системами, направленными на решение проблемы ЛТС и

смежных технологических задач. Также целесообразно создать в крупных университетах России сеть лазерных установок с субпетаваттной мощностью, на которых было бы возможно проверять новые идеи и экспериментальные схемы, проводить отработку новых диагностик, вести эффективную подготовку научных кадров. Так эффективно работают научные программы технологически развитых стран Европы, Японии, Китая и США.

Оргкомитетом конференции издана книга «LII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу» Сборник тезисов докладов. – М.: ЗАО НТЦ ПЛАЗМАИОФАН. 332 с. ISBN 978-5-6042115-3-3. Материалы конференции также размещены на сайте конференции https://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/LII/Zven_LII.html.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. «LII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу» 17–21 марта 2025 г., г. Звенигород. Сборник тезисов докладов. – М.: ЗАО НТЦ ПЛАЗМАИОФАН. – 332 с. ISBN 978-5-6042115-3-3.
2. https://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/LII/Zven_LII.html

PACS: 52.55.-s, 52.25.-b

Applied and fundamental research in the field of plasma physics and controlled fusion in Russia in 2024 (a review)

I. A. Grishina^{1,*} and V. A. Ivanov^{1,2,**}

¹ Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 199911 Russia

* E-mail: grishina@fpl.gpi.ru

** E-mail: ivanov@fpl.gpi.ru

² National Research Nuclear University “MEPHI”, Moscow, 115409 Russia

Received 30.04.2025; revised 21.05.2025; accepted 2.06.2025

The review is given of the most interesting new results presented at the LII International Zvenigorod Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, which was held in Zvenigorod, Moscow region, on March 17–21, 2025. The basic achievements in the field of plasma physics in Russia are analyzed and compared with the results of foreign scientific research.

Keywords: plasma physics; nuclear fusion; plasma and beam technologies; international project ITER; conference; results.

REFERENCES

1. LII International Zvenigorod Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Book of Abstracts, PLASMAIOFAN Co Ltd., Moscow, 2025.

ISBN 978-5-6042115-1-9 [in Russian].
2. https://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/LII/Zven_LII.html.

Об авторах

Гришина Ирина Анатольевна, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук (ИОФ РАН) (119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38). E-mail: grishina@fpl.gpi.ru Author ID 27021

Иванов Вячеслав Алексеевич, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н., доцент, Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук (ИОФ РАН) (119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38). Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ (115409, Россия, Москва, Каширское шоссе, 37). E-mail: ivanov@fpl.gpi.ru Author ID 22719

УДК 533.9.08
EDN: VOGDMG

PACS: 52.70.-m

**Восстановление радиального профиля температуры разряда
с жидким катодом и металлическим анодом**

© Ю. А. Баринов

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, С.-Петербург, 194021 Россия
E-mail: yury@mail.ioffe.ru**Статья поступила в редакцию 13.02.2025; после доработки 23.04.2025; принята к публикации 2.06.2025
Шифр научной специальности: 1.3.2*

Ранее были выполнены измерения температуры газа на оси разряда с жидкими не металлическими электродами (РЖНМЭ) с помощью теневого фонового метода (ТФМ). Исследовался разряд в конфигурации жидкий катод и металлический анод. Из-за особенностей оптической схемы не удалось получить хорошее пространственное разрешение, так как исследуемый объект находится не в фокусе фоторегистрирующего устройства. В результате радиальный ход температуры искажен аппаратной функцией объектива. Для восстановления исходного распределения необходимо решить обратную задачу. В данной работе предложен метод восстановления радиального хода температуры. Вначале на основе модельного эксперимента выполнено сравнение двух методов решения обратной задачи свертки. По результатам сравнения выбран метод дающий лучший результат. Выбранный метод использован для обработки экспериментальных данных с целью восстановления радиального хода температуры.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма; разряд атмосферного давления; свертка; оптические свойства плазмы, BOS метод.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-3-234-240

Введение

Интерес к исследованию РЖНМЭ обусловлен его уникальными свойствами. Разряд горит в открытой атмосфере воздуха в диффузной форме. Это достигается за счет использования жидкого слабопроводящего электрода. В зависимости от конструкции разрядного узла это может быть один жидкий, а другой металлический электрод или даже два жидких электрода анод и катод. В качестве жидкого электрода может быть использована водопроводная вода. Разряд создает низкотемпературную неравновесную плазму [1] и может воздействовать как на газовую среду, так и на поверхность жидких электродов. Для определения такого важного параметра как температура газа использовались спектро-

скопические методы [1]. Спектроскопические методы позволили определить температуру только на оси РЖНМЭ. Кроме того, полученные данные сложны в интерпретации, поэтому для проверки, в качестве альтернативного, был выбран теневой фоновый метод или BOS (Background Oriented Schlieren) [2]. Метод последнее время получил широкое распространение и применяется для диагностики и визуализации газовых потоков, а также для исследования плазменных объектов. Привлекателен BOS метод прежде всего своей простотой и невысокой стоимостью оборудования.

Ранее выполненные измерения с помощью BOS метода [3] показали хорошее согласие с результатами спектроскопических измерений на оси разряда. В отличие от спектроскопи-

ческих измерений [1] BOS метод позволяет определить радиальный ход температуры в канале разряда. В работе [3] из-за особенностей оптической схемы радиальный ход температуры был искажен аппаратной функцией объектива. Цель данной работы устранить указанный недостаток.

На рис. 1 представлена фотография разряда с отмеченными точками измерений. Разряд имеет не высокую интенсивность свечения. В эксперименте фоновый экран освещается фотографической вспышкой и используется диафрагма (диафрагменное число) 22. Длительность вспышки составляет примерно 400 мкс, а экспозиция фотоаппарата 1/80 сек. В таких условиях свечение разряда не фиксируется. Расстояние между точками измерений примерно (0,8–0,9) мм. Точка номер 5 (у катода рис. 1) расположена на расстоянии (1–1,5) мм от катода. Такое расстояние выбрано, чтобы избежать влияния паров воды. Фоновый экран представляет собой поле из регулярных точек. Разрядный узел состоит из жидкого катода (водопроводная вода) и металлического анода (молибденовый стержень диаметром 3 мм). Чтобы удержать анодную привязку на одном месте конец анода заострен. Разряд питается от источника регулируемого постоянного напряжения (до 4 кВ) через балластный резистор 7 кОм. Межэлектродный зазор 6 мм, ток разряда 60 мА, межэлектродное напряжение при таком токе примерно 1,6 кВ с учетом падения в катодном слое воды. Разрядный узел имеет осевую симметрию, таким образом и разряд имеет осевую симметрию. Форма разряда близка к конусообразной.

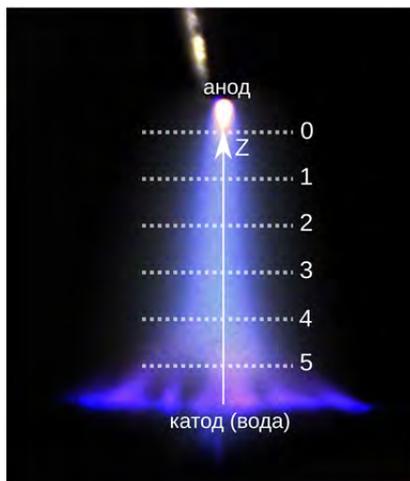


Рис. 1. Фотография разряда: 0–5 точки измерений

Оптическая схема измерений показана на (рис. 2). Причина искажения радиального хода температуры в том, что исследуемый объект (3) оказывается не в фокусе, так как фотоаппарат фокусируется на фоновом экране (1 рис. 2). Этот эффект можно минимизировать с помощью диафрагмы, но не всегда это удастся. В работе [3] глубины резкости оказалось недостаточно. Такое искажение ухудшает пространственное разрешение. Математически это можно описать как свертка аппаратной функции объектива и исходного распределения температуры. Таким образом, для нахождения исходного распределения необходимо решить обратную задачу свертки. Проблема решения таких обратных или некорректных задач возникает как при обработке результатов физических экспериментов, так и в прикладных областях. Чаще всего решение таких задач не может быть найдено в аналитической форме, поэтому используют численные методы. Например, метод регуляризации Тихонова, алгоритм Ричардсона–Люси, фильтр Винера и др. [4–6]. Широко такие методы применяются для восстановления расфокусированных или смазанных изображений. Если в случае фотографий качество восстановления еще можно оценить визуально, то при проведении физических экспериментов оценить качество решения затруднительно. Один из способов оценить метод восстановления это провести модельный эксперимент. В данной работе вначале выполнено сравнение решения одномерной обратной задачи свертки с помощью известного итерационного алгоритма Ричардсона–Люси и более простого способа без решения обратной задачи. Затем, алгоритм показавший лучший результат используется для восстановления профиля температуры.

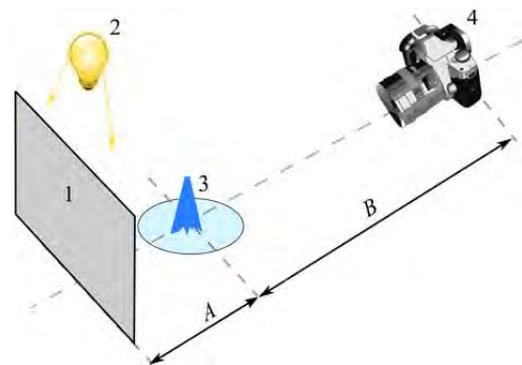


Рис. 2. Оптическая схема измерений: 1 – фоновый экран; 2 – источник освещения; 3 – разряд; 4 – фотоаппарат; $A = 187$ мм, $B = 745$ мм

Постановка задачи

При постановке модельного эксперимента будем опираться на условия реального эксперимента [3]. В эксперименте исследуется объект с осевой симметрией и радиальным ходом температуры. Для обработки были отобраны экспериментальные данные с радиальным ходом температуры в шести точках вдоль оси разряда (рис. 3). На рис. 3 осевые координаты отмечены номерами от 0 до 5, что соответствует номерам на рис. 1. Видно, что кривая хода температуры имеет колоколообразную форму. Для нахождения исходного распределения (ИР) температуры необходимо выбрать алгоритм решения обратной свертки. Например, алгоритм Ричардсона–Люси хорошо себя зарекомендовал при восстановлении расфокусированных изображений и имеет программную реализацию в различных компьютерных библиотеках. Будем сравнивать этот алгоритм с другим более простым методом. Так как этот метод применяется не часто, остановимся на нем более подробно. Задача может быть упрощена, если можно подобрать функция аппроксимации, для данного эксперимента это ИР температуры. Из вида радиальных распределений (рис. 3), можно предположить, что ИР должно хорошо аппроксимироваться колоколообразной функцией. В этом случае не обязательно решать обратную задачу, а можно использовать алгоритм поиска решение, как показано на (рис. 4). Здесь подбираются параметры аппроксимирующей функции (1 рис. 4) затем рассчитывается свертка с аппаратной функцией (АФ) объектива (2), а результат (3) сравнивается с искаженным распределением

(экспериментальными данными 4). Все вычисления повторяются, и с помощью метода градиентного спуска находится максимальное совпадение с искаженным распределением. Критерием лучшего совпадения свертки с искаженным распределением считается минимум, определенный с помощью метода наименьших квадратов.

Выполним сравнение этого метода, условно назовем его методом подгонки или подбора (МП) с алгоритмом Ричардсона–Люси (Р.–Л.). Для расчета необходимо знать АФ. В простейшем случае АФ объектива может быть представлена функцией Гаусса (нормальное распределение):

$$f(x) = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}, \quad (1)$$

где μ – математическое ожидание, σ – среднеквадратичное отклонение. В модельном эксперименте использовался именно такой вид АФ. Ход распределения температуры по радиусу тоже будем аппроксимировать Гауссовой функцией уравнение (1). В реальном эксперименте кривые распределения зашумлены и предварительно сглаживались, но неопределенность в форме кривых все равно остается. В модельном эксперименте для имитации шумов добавлялись случайные величины с нормальным распределением, величина шумов составляла 10 % и 20 %. Использовались две величины полуширин (0,25 и 0,5) для АФ и ИР. Это моделирует различную степень искажения ИР и АФ. Кривые разбивались на 140 точек отсчета. В качестве параметров подгонки использовались μ и σ в уравнении (1).

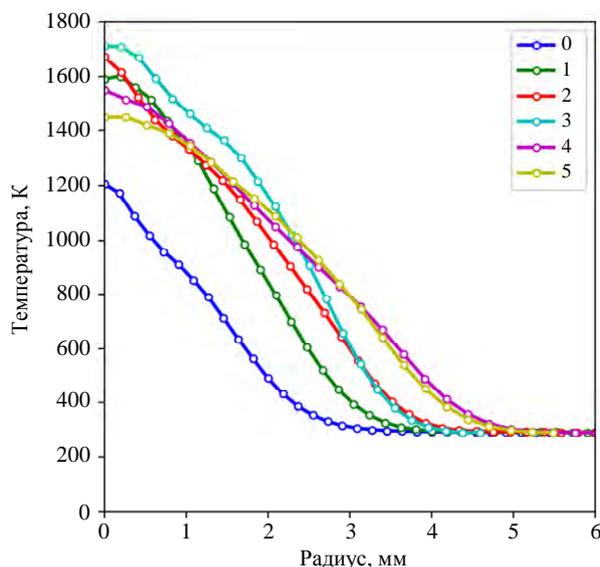


Рис. 3. Искаженный радиальный ход температуры в шести точках вдоль оси разряда (рис. 1)

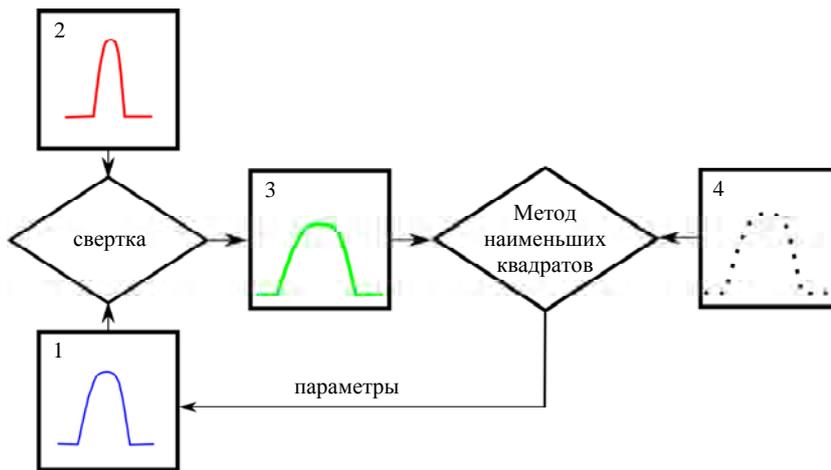


Рис. 4. Алгоритм поиска решения: 1 – ИР; 2 – АФ; 3 – результат свертки; 4 – экспериментальные данные

Результаты и обсуждение

Расчеты выполнялись с использованием языка Python и его математических библиотек. Алгоритм Ричардсона–Люси реализован в одной из таких библиотек. Для имитации экспериментальных данных в расчетах были взяты десять наборов с шумами 10 % и 20 %. Для примера на (рис. 5) представлена один результат сравнения МП и Р.–Л. Общий вывод из сравнения такой, что МП дает несколько меньшую ошибку, средняя её величина не превышает 3 %. При этом и алгоритм Р.–Л. дает неплохие результаты, среднее значение ошибки не превышает 15 %. В то же время, алгоритм Р.–Л. менее устойчив, что видно по разбросу ошибок. Надо отметить, что Р.–Л. итерационный алгоритм, и в расчетах используется еще один параметр – число итераций.

Этот параметр может менять качество решения, но для подбора параметра требуется дополнительный анализ. В данной работе были выбраны два фиксированных значения, которые давали лучшие результаты для двух полуширин ИР и АФ. Индивидуальный подбор числа итерация под каждый набор данных не делался. В реальном эксперименте, когда нет возможности сравнить ИР с полученным решением такой подбор затруднителен. В некоторых случаях алгоритм Р.–Л. давал несимметричный вид кривой или наблюдались артефакты в виде колебаний. При всем при этом алгоритм дает удовлетворительные результаты. Тем не менее, для конкретной задачи МП выглядит более предпочтителен так как дает более устойчивое решение и средняя ошибка меньше.

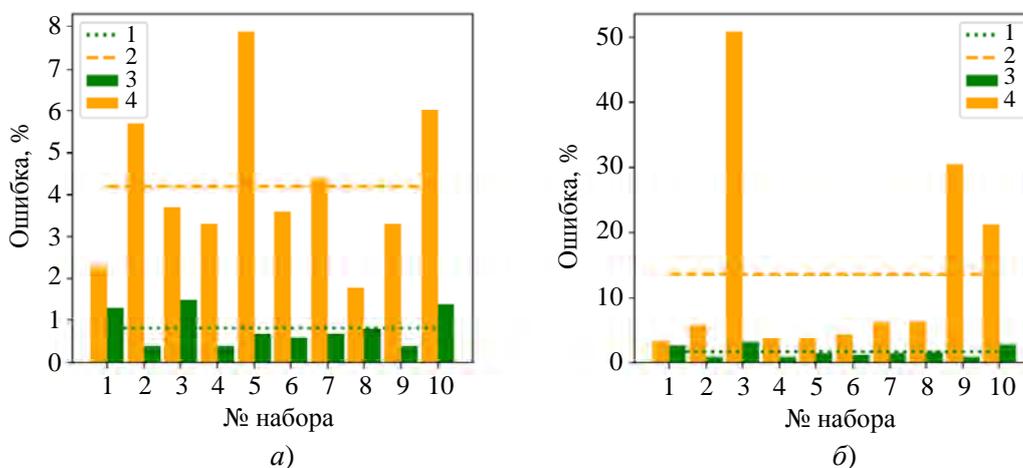


Рис. 5. Средняя абсолютная ошибка для полуширин АФ = 0,5, ИР = 0,25. а) – для величины шумов 10 %, б) – для величины шумов 20 %, 1 – среднее значение ошибки для МП, 2 – среднее значение ошибки для Р.–Л., 3 – ошибка для МП, 4 – ошибка для Р.–Л.

Для восстановления радиального хода температуры будем использовать МП. Как было отмечено выше, для расчетов необходимо знать АФ, в данном случае это функция объектива фотоаппарата. АФ может быть рассчитана теоретически или получена экспериментально. В данной работе АФ определялась экспериментально. Определение АФ объектива это отдельная задача и здесь не рассматривается. Можно только отметить, что для определения АФ использовался тоже МП. Вид АФ объектива показана на (рис. 6). Для аппроксимации ИР лучший результат был получен при использовании так называемого обобщенного нормального распределения:

$$f(x) = e^{\frac{-1|x-\mu|^{2p}}{2|\sigma|^{2p}}}, \quad (2)$$

где p – параметр формы и при $p = 1$ уравнение (2) идентично (1). Уравнение (2) позволяет

в довольно широких пределах менять форму кривой. Пример искаженного и восстановленного нормированного профиля температуры в одном сечении представлен на (рис. 7). Видно, что форма практически не изменилась. Иными словами, несмотря на то, что объектив не был сфокусирован на разряде, искажения профиля температуры незначительны. Даже с учетом того, что у анода (точка 0 на рис. 1 и рис. 3) ширина профиля несколько меньше, влияния расфокусировки незаметно (рис. 8). С учетом ошибок измерений влиянием расфокусировки можно пренебречь. Такое поведение можно объяснить тем, что ИР имеет полуширину заметно больше чем полуширина АФ. Таким образом АФ не оказывает заметного влияния на вид радиального распределения температуры. Вид восстановленных профилей температуры по межэлектродному зазору изображены на (рис. 9).

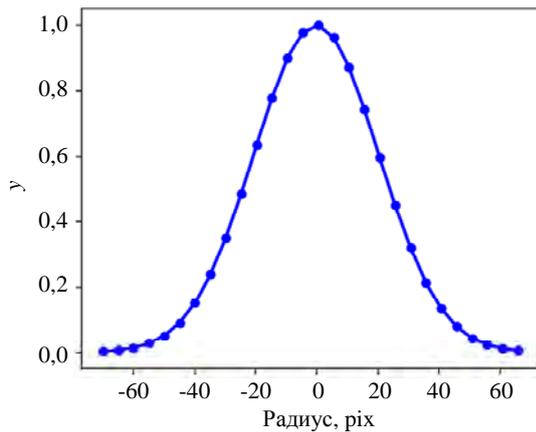


Рис. 6. Аппаратная функция объектива

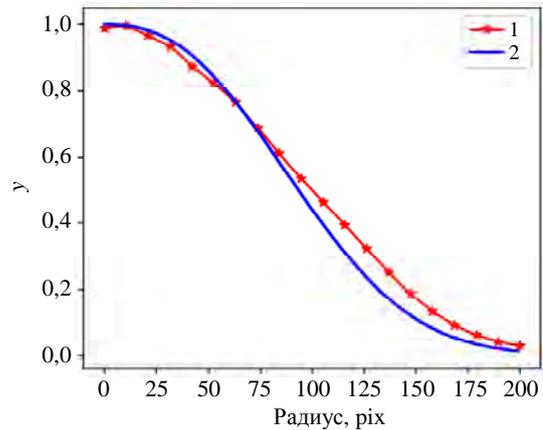


Рис. 7. Пример нормированного профиля температуры в одном сечении: 1 – искаженный, 2 – восстановленный

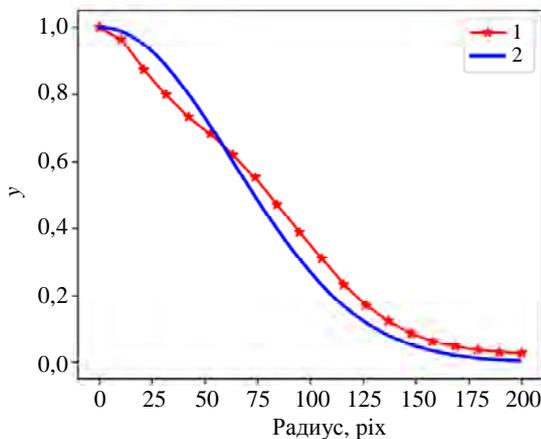


Рис. 8. Пример нормированного профиля температуры у анода: 1 – искаженный, 2 – восстановленный

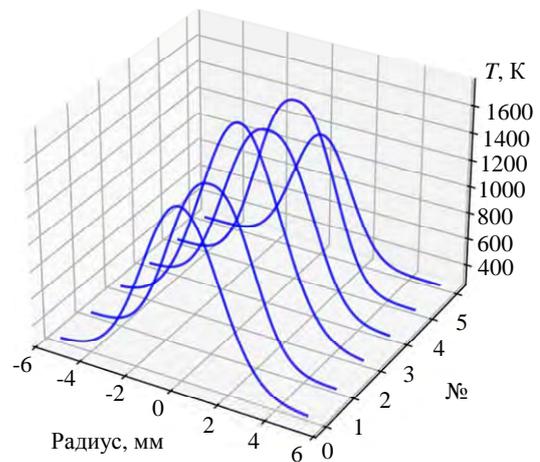


Рис. 9. Вид восстановленных профилей температуры

Полученные выводы справедливы и для других измерений температуры разряда в тех же условиях, например при фиксированном токе 100 мА [7]. Для тока 100 мА температура выше, а значит и ширина профиля температуры больше.

Можно добавить, что использование МП возможно и в других случаях. Например, часто при обработке результатов физических экспериментов используется преобразование Абеля, а для нахождения ИР обратное преобразование Абеля. Здесь тоже существуют все те же проблемы, что и со сверткой. С помощью замены переменных преобразование Абеля может быть сведено к уравнению свертки [8, 9]. Таким образом для решения обратного преобразования Абеля можно применить МП.

Заключение

Методом подбора несмотря на простоту реализации позволяет получить лучший результат в сравнении с алгоритмом Ричардсона–Люси. В случае более сложной формы кривой исходного распределения потребуется дополнительный анализ возможности применения метода и подбор уравнения для подгонки. С ростом шумов, естественно, увеличится ошибка полученного решения, но при этом разброс ошибки небольшой, т. е. решения остается устойчивым. Применение метода к экспериментальным данным показал, что влиянием аппаратной функции объектива в усло-

виях данного эксперимента можно пренебречь. Если изменится исследуемый объект или условия эксперимента, например если изменятся расстояния А или В (рис. 2), необходимо проводить дополнительный анализ.

Статья выполнена в рамках государственного задания, номер темы FFUG-2024-0005.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Andre P., Barinov Y., Faure G., Kaplan V., Lefort A., Shkol'nik S., Vacher D. / J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. Vol. 34. P. 3456–3465. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/24/306>
2. Beermann R., Quentin L., Pösch A., Reithmeier E., Kästner M. / Applied Optics. 2017. Vol. 56. P. 4168–4179. <https://doi.org/10.1364/AO.56.004168>
3. Barinov Yu. A. / St. Petersburg State Polytechnical University Journal Physics and Mathematics. 2023. Vol. 16 (1.1). P. 433–437. <https://doi.org/10.18721/JPM.161.174>
4. Lucy L. B. / Astron. J. 1974. Vol. 79. P. 745–754. <https://doi.org/10.1086/111605>
5. Richardson W. H. / Journal of the optical society of America. 1972. Vol. 62. № 6. P. 55–59.
6. Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений. – М.: Техносфера, 2012.
7. Баринов Ю. А. / Прикладная физика. 2023. № 6. С. 19–22. <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2023-6-19-22>
8. Singh O. P., Singh V. K., Pandey R. K. / International Journal of Nonlinear Sciences and Numerical Simulation. 2009. Vol. 10 (5). P. 681–685. <https://doi.org/10.1515/IJNSNS.2009.10.5.681>
9. Piche R. / IEEE Trans Instrum Meas. 1992. Vol. 41. P. 517–522. <https://doi.org/10.1109/19.155918>

PACS: 52.70.-m

Reconstruction of the radial temperature profile of a discharge with liquid non-metallic electrodes

Yu. A. Barinov

*Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021 Russia
E-mail: yury@mail.ioffe.ru*

Received 13.02.2025; revised 23.04.2025; accepted 2.06.2025

Previously, the gas temperature on the axis of the discharge with liquid non-metallic electrodes (DLNME) was measured using the shadow background method. The discharge was studied in the liquid cathode and metal anode configuration. Due to the features of the optical scheme, it was not possible to obtain good spatial resolution, since the object under study is not in the focus of the photorecording device. As a result, the radial temperature variation

is distorted by the instrument function of the lens. To restore the original distribution, it is necessary to solve the inverse problem. In this paper, a method for restoring the radial temperature variation is proposed. First, based on a model experiment, a comparison of two methods for solving the inverse convolution problem was performed. Based on the comparison results, the method giving the best result was selected. The selected method was used to process the experimental data in order to restore the radial temperature variation.

Keywords: low-temperature plasma; atmospheric pressure discharge; convolution; optical properties of plasma; BOS method.

REFERENCES

1. Andre P., Barinov Y., Faure G., Kaplan V., Lefort A., Shkol'nik S. and Vacher D., J. Phys. D: Appl. Phys. **34**, 3456 (2001). <https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/24/306>
2. Beermann R., Quentin L., Pösch A., Reithmeier E. and Kästner M., Applied Optics **56** (14), 4168 (2017). <https://doi.org/10.1364/AO.56.004168>
3. Barinov Yu. A., St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics **16** (1.1), 433 (2023). <https://doi.org/10.18721/JPM.161.174>
4. Lucy L. B., Astron. J. **79**, 745 (1974). <https://doi.org/10.1086/111605>
5. Richardson W. H., Journal of the optical society of America **62** (6), 55 (1972).
6. Gonzalez R. Woods R. DIGITAL IMAGE PROCESSING Pearson Education, Inc., 2008.
7. Barinov Yu. A., Applied Physics, № 6, 19 (2023) [in Russian]. <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2023-6-19-22>
8. Singh O. P., Singh V. K. and Pandey R. K., International Journal of Nonlinear Sciences and Numerical Simulation **10** (5), 681 (2009). <https://doi.org/10.1515/IJNSNS.2009.10.5.681>
9. Piche R., IEEE Trans Instrum Meas. **41**, 517 (1992). <https://doi.org/10.1109/19.155918>

Об авторе

Баринов Юрий Алексеевич, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе (194021, Россия, С.-Петербург, Политехническая ул., д. 26). E-mail: yury@mail.ioffe.ru ORCID: 0000-0002-0329-5743

УДК 537.52
EDN: VPVUYJ

PACS: 52.80.-s

Временные характеристики процесса инициирования вакуумного искрового разряда излучением оптического диапазона© С. Г. Давыдов, А. Н. Долгов, А. А. Матвеев, В. О. Ревазов, М. С. Скоробогатых*,
Р. Х. Якубов*ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова»,
Москва, 127055 Россия*** E-mail: skrbgd1997@yandex.ru**Статья поступила в редакцию 27.03.2025; после доработки 24.04.2025; принята к публикации 2.06.2025*

Исследован процесс коммутации вакуумного искрового разрядника при воздействии импульса лазерного излучения наносекундной длительности на мишень, размещаемую на катоде или за пределами короткого межэлектродного промежутка. Регистрировалось время срабатывания разрядника при различных значениях приложенного напряжения и давления остаточного газа. На основе полученных экспериментальных данных выдвинуто предположение о том, что первоначально проводящая среда возникает в результате ионизации остаточного газа УФ-излучением лазерной плазмы и эмитируемыми из нее быстрыми электронами.

Ключевые слова: разрядник с оптическим управлением; лазерная плазма; искровой разряд; вакуумная дуга.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-3-241-250

Введение

Несмотря на то обстоятельство, что вакуумные искровые разряды не перестают быть объектом исследований на протяжении многих десятилетий, приходится констатировать, что существуют до сих пор неизвестные аспекты данного явления, открывающие новые возможности их применения. Искровой разряд в вакууме находит применение, например, как коммутирующий элемент в приборах высоковольтной импульсной техники. Вакуумные разрядники с поджигом от вспомогательного искрового разряда по поверхности диэлектрика отличает относительная простота конструкции, малая индуктивность, возможность работы при малых напряжениях коммутации и больших коммутируемых токах, незначительные потери на коммутацию, высокая стойкость по отношению к воздействию проникающих излучений. Если рассматривать

вакуумные разрядники с поджигом лазерной плазмой, то они обладают дополнительным достоинством: позволяют осуществить гальваническую развязку цепей управления и коммутации. Что касается разрядников низкого давления иных типов, работающих на левой части кривой Пашена, то обладая несомненными достоинствами они в некоторых случаях проигрывают вакуумным разрядникам с искровым и лазерным поджигом. Так импульсные водородные тиратроны требуют создания атмосферы водорода, для чего в них имеется встроенный генератор водорода. Помимо того, им требуется предварительное возбуждение вспомогательного разряда между катодом и управляющей сеткой с помощью накального катода с высокой эмиссией электронов, что вызывает потребность в большом токе накала (200 А). Последний из указанных недостатков ликвидирован в псевдоискровых разрядниках (тиратроны с холод-

ным катодом) за счет использования разряда с полым катодом, что, однако, привело к усложнению схемы включения. Игнитроны имеют сравнительно небольшую скорость нарастания тока и значительный разброс в срабатывании [1–4].

Перспективное и быстро развивающееся направление в применении искровых или микроударов – создание антикоррозионных и упрочняющих покрытий для поверхности металла [5, 6]. Полученные при исследовании низкоиндуктивного вакуумного искрового разряда результаты указывают на возможность создания плазменного движителя на основе искрового разряда для малых космических аппаратов, имеющего лучшие характеристики по сравнению со стационарной дугой [7].

Настоящая работа посвящена исследованию процесса коммутации короткого вакуумного промежутка под воздействием импульса излучения оптического диапазона, сфокусированного на мишени, расположенной на катоде или за пределами межэлектродного пространства, в условиях низких напряжений, прикладываемых к промежутку.

Методика эксперимента

Разрядное устройство, состоящее из двух плоских электродов диаметром 10 мм, разделенных керамическим изолятором, помещалось в откачиваемую герметичную камеру с оптически прозрачными стенками. Ближайший к источнику излучения электрод (анод) имел в центре отверстие диаметром 4 мм, необходимое для пропуска излучения от источника к катоду. Объем внутри камеры откачивался до давления остаточных газов 10^{-2} – 10^0 Па. Катод – заземлен. Материал электродов – титан. Расстояние между электродами составляло 3 мм. Было выполнено две серии экспериментов, условия которых различались местоположением мишени. В первой серии – предварительной – мишенью являлся один из электродов, а именно, катод, имеющий форму диска. Во второй – мишень, выполненная из тугоплавкого материала – корунда, располагалась за пределами межэлектродного промежутка на оси симметрии электродной системы позади катода, форма которого повторяла форму анода. Мишень была вынесена за пределы межэлектродного промежутка на расстояние 1,5 мм (рис. 1).

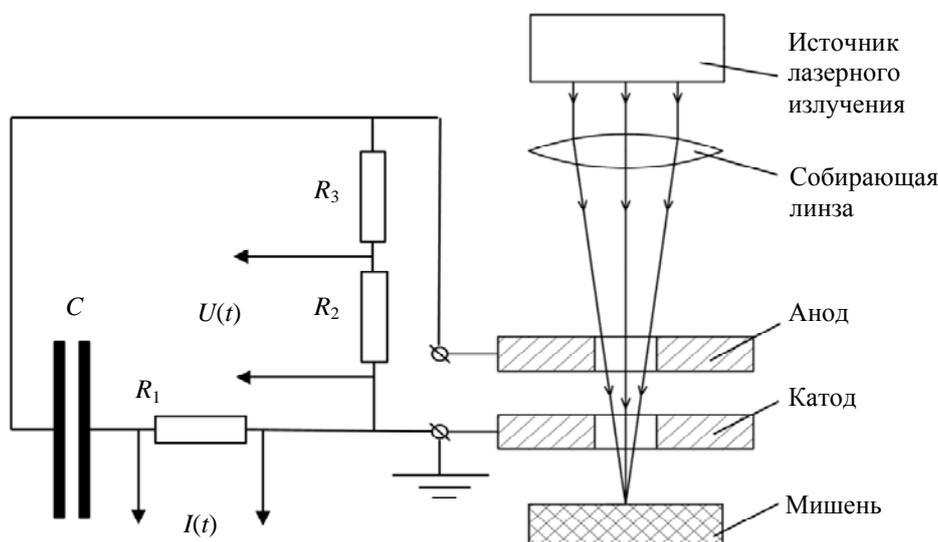


Рис. 1. Схема эксперимента: R_1 – низкоиндуктивное сопротивление, позволяющее проводить временные измерения тока в цепи разрядника $I(t)$; R_2 , R_3 – омический делитель напряжения на разряднике $U(t)$; C – емкостной источник тока в коммутируемой разрядником цепи

В качестве источника излучения использовался импульсный твердотельный лазер ЛТИ-60, работающий в режиме модулированной добротности и генерирующий импульс

излучения с длиной волны 0,53 мкм, энергией в импульсе 5–10 мДж и длительностью 5 нс на полувысоте импульса. Излучение лазера фокусировалось с помощью собирающей линзы,

расположенной за пределами откачиваемой разрядной камеры. Через оптическое окно пучок излучения без значительных потерь достигал поверхности мишени, проходя через отверстия в электродах. Интенсивность лазерного излучения задавалась диаметром пятна фокусировки. В экспериментах использовалась фокусирующая линза с фокусным расстоянием $F = 50$ мм. Угловая расходимость лазерного пучка $\Theta = 4,5$ мрад по теоретическим оценкам позволяла получить пятно фокусировки диаметром $\Theta F \approx 0,2$ мм. Измерение следа, оставленного пучком лазерного излучения на фотобумаге марки УНИБРОМ ГОСТ-10752-79, дало результат $\sim 0,4\text{--}0,5$ мм. След пучка имел неправильную форму и неравномерную структуру – в его центре отмечалась область меньшего размера. Для более точного определения размеров области, в пределах которой вещество мишени прогревается вплоть до его испарения, пучок излучения фокусировался на поверхности алюминиевой фольги толщиной ~ 20 мкм и измерялся диаметр прожигаемого отверстия. Результат составил $\sim 0,3$ мм, что близко к теоретическому пределу. Измерение энергии лазерного импульса осуществлялось с помощью болометра 3А-Р NOVA II, а временной профиль интенсивности излучения лазера регистрировался с помощью скоростного фотодатчика ФП-70А. Принимая в качестве продолжительности импульса излучения лазера величину 5 нс, полную энергию испущенного излучения – $5\text{--}10$ мДж и диаметр пятна фокусировки 0,3 мм в качестве оценки средней по пятну фокусировки интенсивности падающего на поверхность мишени излучения получили $\sim 10^9$ Вт/см².

Коммутируемая разрядным промежутком цепь состояла из последовательно включенных низкоиндуктивных конденсатора емкостью 2,2 мкФ и сопротивления 47 Ом. Индуктивность цепи можно оценить величиной порядка $10^{-8}\text{--}10^{-7}$ Гн, а ее волновое сопротивление величиной порядка – $0,1\text{--}0,3$ Ом. Конденсатор заряжался до напряжения 20–150 В. Одна из обкладок конденсатора – заземлена, вторая находится под положительным потенциалом и соединена с анодом разрядного устройства. Измерения силы тока, протекающего в указанной цепи в процессе разряда

конденсатора, осуществлялись с помощью регистрации напряжения на сопротивлении в коммутируемой цепи. Измерение и запись временного хода импульсов интенсивности излучения, напряжения и тока разряда производились с применением цифрового осциллографа марки Tektronix.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Результаты экспериментов свидетельствуют о том, что изменения зарядного напряжения на конденсаторе и давления остаточного газа в разрядном промежутке вызывают количественные и качественные изменения во временном профиле напряжения на межэлектродном промежутке и тока в межэлектродном пространстве в процессе протекания разряда. Если рассматривать первые примерно 50 нс после начала воздействия излучения на мишень, то можно отметить следующие особенности развития разряда. При величине зарядного напряжения в пределах ≤ 100 В время нарастания силы тока при коммутации межэлектродного промежутка остается практически неизменным. Наиболее заметные изменения напряжения и силы тока происходят в течении времени воздействия излучения на мишень. Максимальная в разряде сила тока составляет величину $\leq 0,16$ А, что является недостаточным для развития дугового разряда, т. к. пороговый ток для титана (материала электродов) составляет 2 А [8]. При величине зарядного напряжения в пределах > 100 В время нарастания силы тока при коммутации межэлектродного промежутка возрастает как с ростом зарядного напряжения, так и с уменьшением давления остаточных газов.

При зарядном напряжении конденсатора 140–150 В достигаемый в цепи ток составляет 2,6–2,8 А, что свидетельствует о возможности развития дуговой стадии разряда в межэлектродном промежутке. Самостоятельное функционирование разряда в этом случае может происходить уже после временного интервала, соответствующего воздействию лазерного излучения на мишень. Следует отметить, что с ростом давления остаточных газов возникновение в межэлектродном пространстве хорошо проводящей среды и переход к дуговой стадии

разряда осуществляется быстрее (рис. 2). Кроме того, при амплитуде тока менее 2 А профили осциллограмм тока и напряжения на разрядном промежутке заметно различаются, а при токах более 2 А – практически повторяют друг друга. Это говорит о том, что переход в режим дугового разряда приводит к значительному падению сопротивления плазмы разряда при изменении режима разряда. При достигаемых токах менее 2 А омическое сопротивление самого разряда значительно превышает номинал резистора, входящего в состав коммутируемой цепи, а при достигаемых токах более 2 А сопротивление разряда оказывается пренебрежимо мало по сравнению с номиналом резистора, входящего в состав коммутируемой цепи.

Вышеуказанные обстоятельства заставляют предположить, что при величине зарядного напряжения конденсатора ≤ 100 В в течение воздействия лазерного излучения на мишень, разряд является несамостоятельным, т. е. в нем рождение носителей заряда не обусловлено действием прикладываемого к межэлектродному промежутку электрического поля, а преобладающим является иной механизм. Даже при условии включения механизма амбиполярной диффузии факелу лазерной плазмы, возникающей у поверхности мишени, потребуется $\sim 200\text{--}400$ нс для того, чтобы замкнуть межэлектродный промежуток [8]. Без замыкания промежутка хорошо проводящей средой развитие дугового разряда является невозможным.

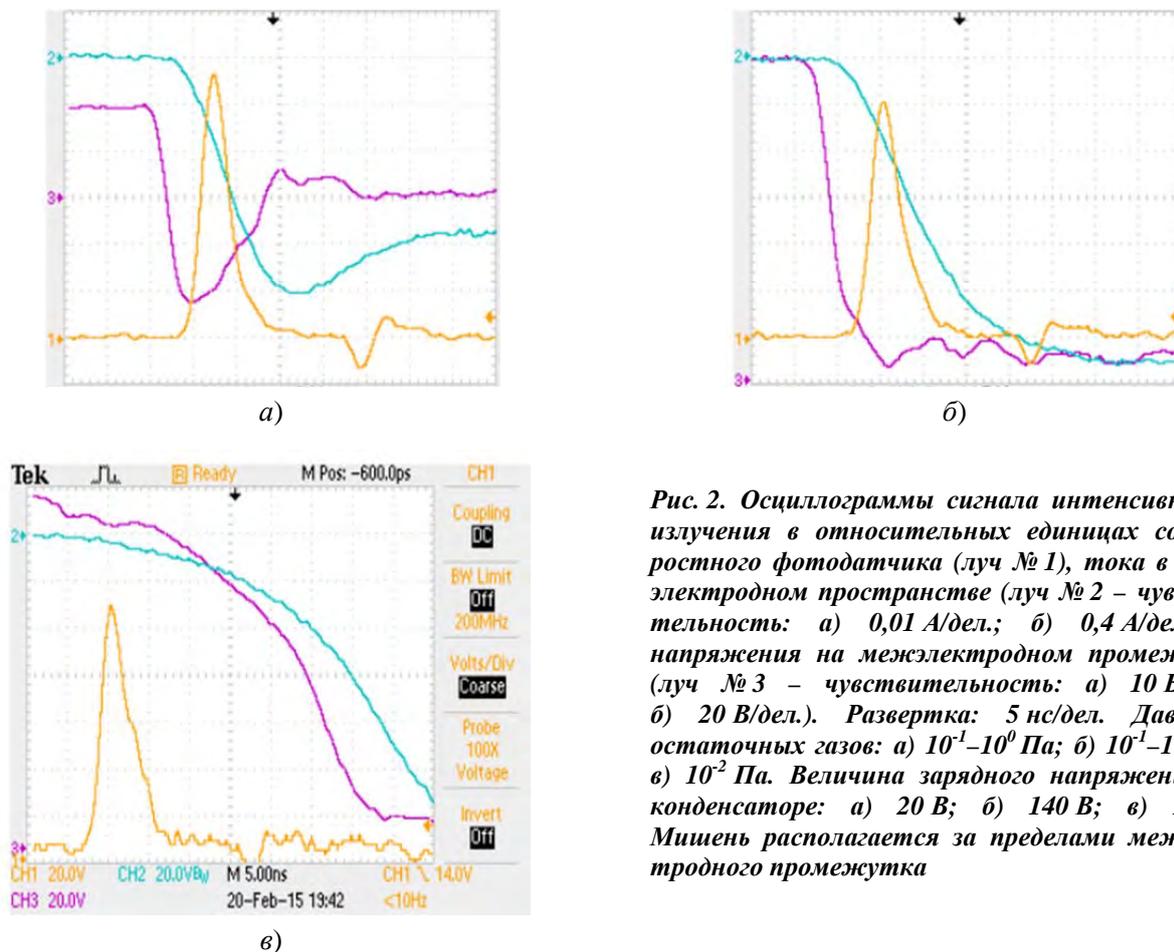


Рис. 2. Осциллограммы сигнала интенсивности излучения в относительных единицах со скоростного фотодатчика (луч № 1), тока в межэлектродном пространстве (луч № 2 – чувствительность: а) 0,01 А/дел.; б) 0,4 А/дел.) и напряжения на межэлектродном промежутке (луч № 3 – чувствительность: а) 10 В/дел.; б) 20 В/дел.). Развертка: 5 нс/дел. Давление остаточных газов: а) $10^{-1}\text{--}10^0$ Па; б) $10^{-1}\text{--}10^0$ Па; в) 10^{-2} Па. Величина зарядного напряжения на конденсаторе: а) 20 В; б) 140 В; в) 150 В. Мишень располагается за пределами межэлектродного промежутка

Полученные экспериментальные результаты (рис. 2, 3) свидетельствуют, что действует гораздо более быстрый механизм возникновения проводящей среды, причем его быстрдействие зависит от наличия остаточ-

ных газов в межэлектродном пространстве. Остается сделать заключение о том, что разряд на регистрируемом начальном этапе, длительностью примерно до 50 нс, происходит в проводящей среде, возникшей в результате

ионизации остаточного газа под действием УФ-излучения лазерной плазмы и потока убегающих из лазерной плазмы достаточно высокоэнергетических электронов. Электроны с энергией $\sim 10\text{--}100$ эВ преодолевают расстояние между электродами за время $\sim 1\text{--}3$ нс. В описываемых экспериментах поток убегающих электронов не наблюдался. Более того, отдельно выполненные авторами исследования корпускулярной эмиссии лазерной плазмы, при указанной выше интенсивности излучения на мишени с использованием методики электростатического зонда, не обнаружили убегания электронов в нормальном по отношению к поверхности мишени направлении. Во всяком случае, можно утверждать, что продолжительность такого потока не превысит в данных условиях и 5 нс и, следовательно, носителями тока в течении более продолжительного временного промежутка убегающие электроны быть не могут.

Учет рассеяния электронов на нейтралах с концентрацией, соответствующей условиям наших экспериментов, $n_0 \approx 10^{12}\text{--}10^{14}$ см $^{-3}$ = $10^{18}\text{--}10^{20}$ м $^{-3}$ при сечении рассеяния порядка $\sigma \approx 10^{-19}$ м 2 [9] даст для длины свободного пробега электрона величину $\lambda_{e0} \approx 1/\sigma n_0 \approx 10^1\text{--}10^3$ м. Оценка длины свободного пробега электронов в полностью ионизованном газе при условии, что концентрации ионов и элек-

тронов не слишком сильно отличаются, даст величину, определяемую кулоновскими столкновениями [10]: $\lambda_{ei} = 4,5 \times 10^{11} \times T_e^2 / (n_e \times \Lambda_K) \approx 10^{-1}\text{--}10^1$ м, где $\Lambda_K \approx 10$ – кулоновский логарифм, электронная температура $T_e \approx 1$ эВ выражается в Кельвинах, а концентрация электронов в м $^{-3}$. Оценка электронной температуры несколько занижена по сравнению с результатами зондовых измерений для лазерной плазмы. Таким образом, даже те свободные электроны, которые возникнут вследствие ионизации остаточных газов, будут собраны на аноде примерно за 5 нс. Остается заключить, что в течении лазерного импульса, падающего на поверхность мишени, происходит ионизация остаточных газов УФ-излучением лазерной плазмы, и именно таким образом создается начальная проводящая среда разряда.

Судя по регистрируемой на начальной стадии разряда силе тока, при зарядном напряжении конденсатора, удовлетворяющем условию ≤ 100 В, и на более поздних стадиях разряда, разряд протекает в режиме тлеющего или близкого к нему объемного разряда. При зарядных напряжениях, удовлетворяющих условию >100 В, по-видимому, происходит контракция токового канала в результате развития ионизационно – перегретной неустойчивости и его переход в дуговой режим, как это характерно для тлеющего разряда [9–11].

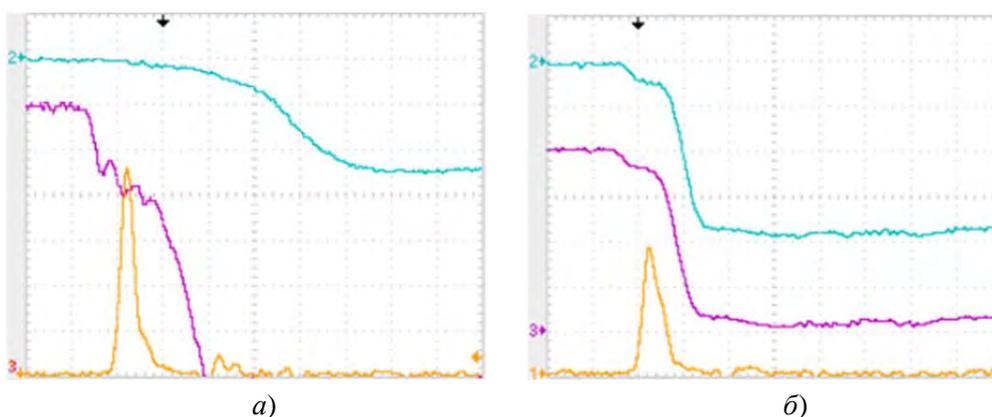


Рис. 3. Осциллограммы сигнала со скоростного фотодатчика (луч № 1 – интенсивность излучения в относительных единицах), тока в межэлектродном пространстве (луч № 2 – чувствительность: 1 А/дел.) и напряжения на межэлектродном промежутке (луч № 3 – чувствительность: а) 5 В/дел.; б) 50 В/дел.). Развертка 10 нс/дел. Давление остаточных газов: 10^{-2} Па. Величина зарядного напряжения на конденсаторе: а) 150 В; б) 200 В. Мишень: а) керамическая, находящаяся за пределами межэлектродного промежутка; б) катод

В пользу данной версии развития разряда свидетельствуют следующие обстоятельства. На осциллограмме сигнала, показывающего временной ход напряжения на межэлектродном промежутке (рис. 3а), при давлении остаточных газов 10^{-2} Па, как правило, в начальной стадии разряда регистрируется ступенчатый спад напряжения примерно на 10 В в течении 10–15 нс, сопровождающийся колебаниями. Вероятно, мы наблюдаем отражение процесса формирования анодного слоя с избыточным отрицательным зарядом [10, 13]. То обстоятельство, что речь идет именно о анодном слое, подтверждается результатами специально выполненного эксперимента (рис. 3б), в котором катод выполнял роль мишени для лазерного излучения. В этих условиях можно было бы ожидать в первую очередь формирования катодного слоя, но в условиях тлеющего разряда падение потенциала на катодном слое составило бы величину на порядок большую. Однако на осциллограмме напряжения на промежутке катод-анод, приведенной на рис. 3а, отчетливо прослеживается почти такая же ступенька, как и на рис. 3б.

В начальной стадии разряд имеет, по видимому, несамостоятельный характер. В этих условиях можно попробовать рассмотреть анод в качестве одиночного зонда Ленгмюра. На рис. 4 показана соответствующая вольт-амперная характеристика (ВАХ) этого зонда, построенная в полулогарифмическом масштабе для момента времени 5 нс после инициирования разряда с использованием результатов регистрации напряжения на межэлектродном промежутке и силы тока в межэлектродном промежутке, при различном зарядном напряжении конденсатора в коммутируемой цепи. Вид полученной зависимости соответствует теоретически ожидаемому для разреженной плазмы. ВАХ нелинейная и демонстрирует то обстоятельство, что между катодом и анодом не горит самостоятельный разряд.

Оценка электронной температуры плазмы по переходной области дает вполне разумную величину 3–4 эВ. Для оценки концентрации электронной компоненты в плазме необходимо знать эффективную площадь поверхности зонда. С этой целью с помощью электронного микроскопа были получены изображения по-

верхности электродов со стороны межэлектродного промежутка (рис. 5).

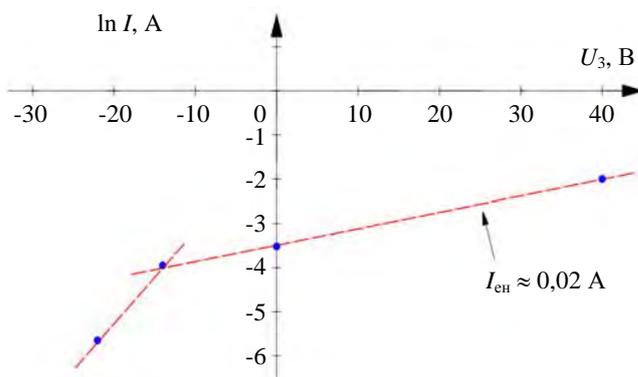


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика анода, выступающего в роли одиночного зонда Ленгмюра, в момент времени 5 нс после старта разряда, выполненная в полулогарифмическом масштабе

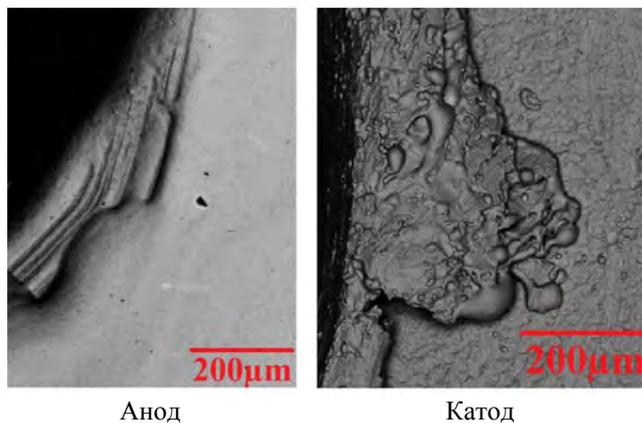


Рис. 5. Изображения участка поверхности (внутренней кромки) анода и катода в пределах эрозионной полосы, полученные с помощью электронного микроскопа. Электроды подверглись воздействию серии разрядов при зарядном напряжении конденсатора в коммутируемой цепи 100–150 В

На поверхности катода в виде полосы шириной 0,5–0,6 мм наблюдаются следы оплавления, характерные для дугового разряда – следы воздействия катодных пятен на поверхность электрода. На поверхности анода присутствует эрозионная полоса шириной 0,6–0,7 мм – след воздействия анодных пятен на поверхность электрода. В условиях данного исследования зондом с наибольшей площадью может выступать вся поверхность электрода со стороны межэлектродного промежутка. В качестве зонда с минимальной площадью – наблюдаемый участок в виде эрозионной полосы. На основе анализа ВАХ величина тока

насыщения составила 0,02 А, оценка электронной концентрации дает величину $\sim 10^{10} \div 10^{11} \text{ см}^{-3}$. При полученной температуре электронов и их концентрации радиус Дебая составит $\sim 10^{-4} \text{ м}$, т. е. зонд работает в условиях тонкого переходного слоя. Длина свободного пробега электронов составляет порядка 1–10 м. Таким образом, зонд работает в бесстолкновительном режиме и слабо возмущает плазму, следовательно, можно пользоваться для интерпретации полученных результатов классической теорией ленгмюровского зонда, по крайней мере, для электронной ветви ВАХ. С учетом начальной концентрации нейтральных частиц остаточного газа в камере $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ степень ионизации оказывается порядка $10^{-4} \text{--} 10^{-3}$. Численные значения параметров плазмы разряда являются вполне характерными для тлеющего разряда [12], что служит дополнительным подтверждением выдвинутого ранее предположения о том, что при зарядном напряжении конденсатора в коммутируемой цепи $>100 \text{ В}$ на начальной стадии имеет место объемный разряд.

Оценим временное разрешение используемой методики измерений. Согласно автору [14] временное разрешение ленгмюровского зонда можно оценить следующим образом $\tau \approx 1/\omega_0$, где $\omega_0 = (e^2 n_e / 4\pi \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ – круговая частота ленгмюровских колебаний, т. е. временное разрешение определяется временем установления дебаевской экранировки. В наших условиях $\tau \approx 10^{-10} \text{--} 10^{-9} \text{ с}$. Иной подход предлагает автор [15]: в качестве оценки нижнего предела временного разрешения зонда Ленгмюра следует принимать время прохождения ионами переходного слоя. При температуре ионов порядка 3–4 эВ скорость ионов составит $\sim 5 \times 10^3 \text{ м/с}$ и указанное время прохождения переходного слоя порядка 10^{-8} с . Следовательно, результаты, полученные при восстановлении параметров исследуемой плазмы на основе ВАХ, регистрируемых с наносекундным временным разрешением, можно принимать во внимание.

Чтобы проверить действенность указанного механизма инициирования вакуумного

разряда в условиях более высоких коммутируемых токов были изготовлены два аналогичных макета высоковольтного разрядного устройства, в одном из которых мишенью являлся катод, а в другом мишень была вынесена за пределы разрядного промежутка. Предполагалось, что использование мишени из тугоплавкого материала, вынесенной за пределы разрядного промежутка, позволит уменьшить количество расплываемого в разряде вещества и тем самым уменьшит флюенс вещества, осаждаемого на поверхность оптического окна (рис. 6). Запыление оптического окна продуктами эрозии из разряда является фактором, ограничивающим ресурс вакуумного разрядника с лазерным поджигом. В качестве источника тока была использована батарея высоковольтных конденсаторов. Амплитуда коммутируемого тока достигала 250 А при зарядном напряжении конденсаторов 3 кВ. В макетах было предусмотрено размещение электростатического зонда (одиночного зонда Ленгмюра), который регистрировал поток плазмы, испущенный из области разряда в осевом направлении. Рабочая поверхность зонда имела цилиндрическую форму, а ее площадь составляла $0,44 \text{ см}^2$. Проинтегрированная по времени вольт-амперная (вольт-кулоновская) характеристика зонда показывает, что количество выброшенной в указанном направлении плазмы в случае использования модифицированного диода с керамической мишенью (корунд) уменьшается в 5,5–23 раза для одной и той же коммутируемой цепи (рис. 7). По-видимому, данное обстоятельство объясняется различающейся пространственной структурой реализуемого дугового разряда. Картина эрозии электродов демонстрирует, что катодное пятно дугового разряда привязано к области вблизи пятна фокусировки лазерного излучения в случае мишень-катод. В случае вынесенной диэлектрической мишени катодное пятно в основном формируется на кромке отверстия в катоде. В этом случае формирование плазменного потока в вышеуказанном направлении оказывается затруднено геометрией разрядного устройства.

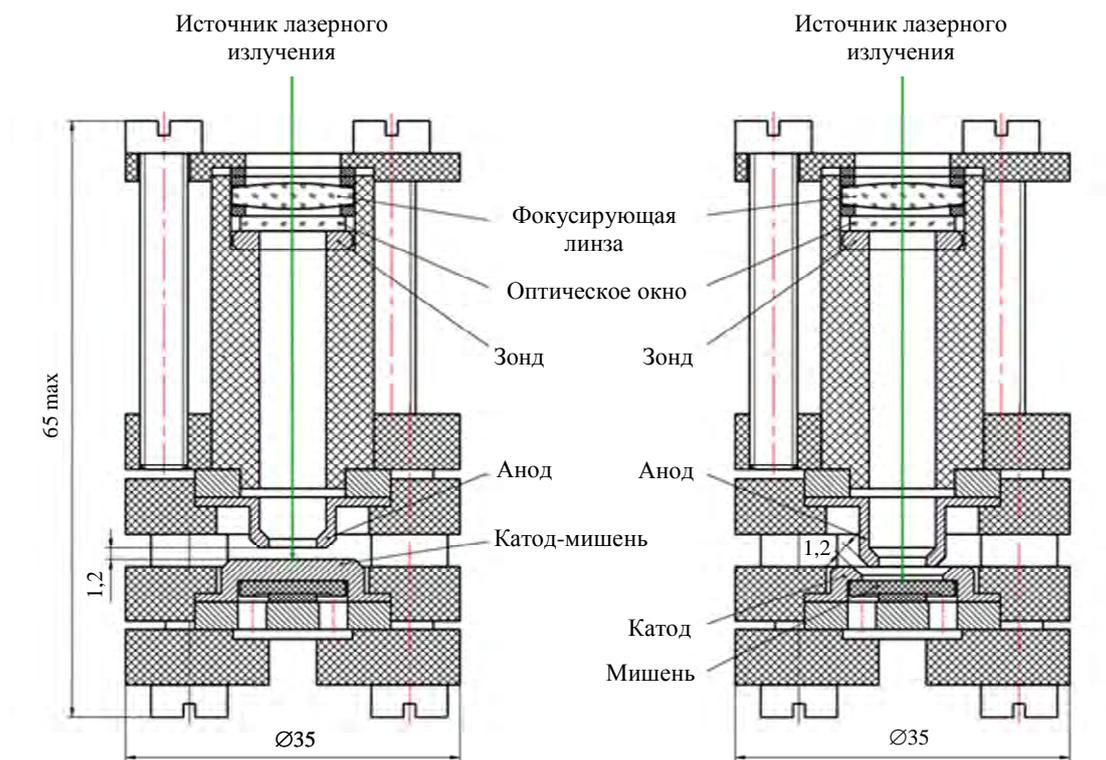


Рис. 6. Конструкции разборного макета (имитатора) разрядного устройства с катодом-мишенью и с отделенной от катода мишенью

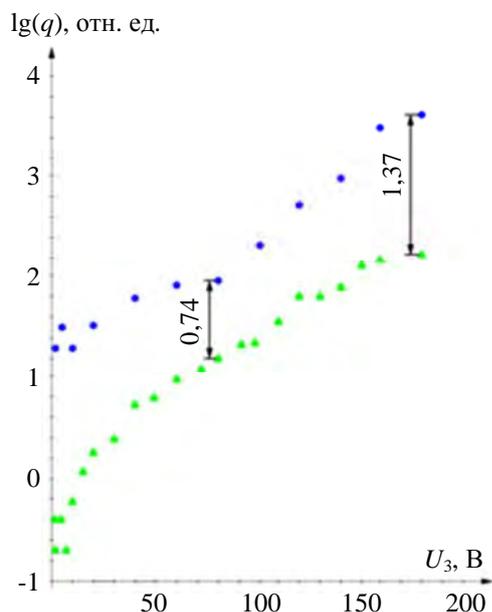


Рис. 7. Вольт-кулоновская характеристика разряда в полулогарифмическом масштабе. Синим цветом обозначены результаты для варианта разрядного устройства, в котором мишенью является катод, зеленым – для варианта с вынесенной за пределы разрядного промежутка мишенью

Заключение

Представлены результаты экспериментальных исследований процесса инициирова-

ния вакуумного искрового разряда в коротком промежутке (3 мм) при воздействии на мишень внешним источником оптического излучения интенсивностью $\sim 10^9$ Вт/см². В качестве материала мишени использовались титан и керамика (корунд). Начальная стадия разряда в разреженном остаточном газе при давлении 10^{-2} – 10^0 Па происходит в проводящей среде, появляющейся в результате ионизации остаточного газа под действием УФ-излучения лазерной плазмы и эмитируемых из нее быстрых электронов. Регистрируемая сила тока и параметры проводящей среды позволяют предположить, что при напряжениях свыше 100 В начальная стадия разряда представляет собой тлеющий разряд, который вследствие развития, например, ионизационно-перегревной неустойчивости испытывает контракцию и еще до замыкания межэлектродного промежутка плазменным факелом переходит в дуговую фазу.

Предпочтительным для функционирования коммутирующего устройства является давление остаточного газа в диапазоне 10^{-1} – 10^0 Па. В этом случае при коммутируемых напряжениях 20–150 В задержка формирования проводящей среды и тока не превышает

длительность импульса лазерного излучения. Наблюдались скорости падения напряжения и силы тока в указанном диапазоне напряжений $4 \times 10^9 - 1,4 \times 10^{10}$ В/с и 3×10^6 А/с – $1,6 \times 10^8$ А/с.

При давлениях остаточного газа $\leq 10^{-2}$ Па наблюдается затягивание процесса формирования проводящей среды и переднего фронта импульса коммутируемого тока до величин, кратно превышающих длительность импульса лазерного излучения.

Использование мишени из тугоплавкого материала, вынесенной за пределы разрядного промежутка, позволило значительно уменьшить флюенс продуктов эрозии в направлении оптического окна при реализации дугового разряда с током до 250 А.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пичугина М. Т. Мощная импульсная энергетика. – Томск: Изд-во ТПУ, 2005.
2. Burkhart C. Pulsed Power Engineering Switching Devices. – SLAC National Accelerator Laboratory, 2009.
3. Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника – М.: Наука, 2004.
4. Асюнин В. И., Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козловская Т. И., Ревазов В. О., Селезнёв В. П., Якубов Р. Х. / Теплофизика высоких температур. 2017. Т. 55. № 2. С. 197.
5. Иванов В. А., Коньжесев М. Е., Камолова Т. И. и др. / Успехи прикладной физики. 2015. Т. 3. № 1. С. 47.
6. Иванов В. А., Сахаров А. С., Коньжесев М. Е. / Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 6. С. 697.
7. Горбунов С. П., Красов В. И., Паперный В. Л., Коробкин Ю. В., Романов И. В. / Прикладная физика. 2006. № 6. С. 72.
8. Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга – М.: Наука, 2000.
9. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. – М.: Наука, 1970.
10. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. – М.: Атомиздат, 1979.
11. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982.
12. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1992.
13. Велхов Е. П., Ковалев А. С., Рахманов А. Т. Физические явления в газоразрядной плазме. – М.: Наука, 1987.
14. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. – М.: Атомиздат, 1969.
15. Шотт Л. Электрические зонды. В кн.: Методы исследования плазмы / Под ред. Лохте-Хольтгревена В. – М.: Изд-во Мир, 1971. С. 459–502.

PACS: 52.80.-s

Time characteristics of the process of initiation of vacuum spark discharge by optical radiation

S. G. Davydov, A. N. Dolgov, A. A. Matveev, V. O. Revazov, M. S. Skorobogatykh*, and R. H. Yakubov

Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA), Moscow, 127055 Russia

* E-mail: skrbgd1997@yandex.ru

Received 27.03.2025; revised 24.04.2025; accepted 2.06.2025

The process of switching a vacuum spark switch under the action of a nanosecond laser pulse on a target placed on the cathode or outside a short interelectrode gap has been studied. The switch start time was recorded at different values of the applied voltage and residual gas pressure. On the basis of the obtained experimental data, it was suggested that the initially conducting medium arises as a result of the ionization of the residual gas by UV radiation of the laser plasma and fast electrons emitted from it.

Keywords: laser-triggered switch; laser plasma; spark discharge; vacuum arc discharge.

REFERENCES

1. Pichuguina M. T., Pulsed Power Engineering. Tomsk, Tomsk Polytechnical University, 2005 [in Russian].
2. Burkhart C., Pulsed Power Engineering Switching Devices. SLAC National Accelerator Laboratory, 2009.
3. Mesyats G. A., Pulsed Power and Electronics. Moscow, Nauka, 2004 [in Russian].
4. Asyunin V. I., Davydov S. G., Dolgov A. N., Kozlovskaya T. I., Revazov V. O., Seleznev V. P. and Yakubov R. K., High temp. **55** (2), 197 (2017).
5. Ivanov V. A., Konyzev M. E., Kamolova T. I. et al., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **3** (1), 47 (2015) [in Russian].
6. Ivanov V. A., Sakharov A. S. and Konyzev M. E., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **1**(6), 697 (2013).
7. Gorbunov S. P., Krasov V. I., Poperny V. L., Korobkin Y. V. and Romanov I. V., Applied Physics, № 6, 72 (2006) [in Russian].
8. Mesyats G. A., Ectons in vacuum discharge: breakdown, the spark, and the arc. Moscow, Nauka, 2000 [in Russian].
9. Rakhovsky V. I., Physical bases of electric current switching in vacuum. Moscow, Nauka, 1970 [in Russian].
10. Artsimovich L. A. and Sagdeev R. Z., Plasma physics for physicists. Moscow, Atomizdat, 1979 [in Russian].
11. Bieberman L. M., Vorobyov V. S. and Yakubov I. T., Kinetics of nonequilibrium low-temperature plasma. Moscow, Nauka, 1982 [in Russian].
12. Rayzer Y. P., Gas discharge physics. Moscow, Nauka, 1992 [in Russian].
13. Velikhov E. P., Kovalev A. S. and Rakhimov A. T., Physical phenomena in gas-discharge plasma. Moscow, Nauka, 1987 [in Russian].
14. Kozlov O. V., Electric probe in plasma. Moscow, Atomizdat, 1969 [in Russian].
15. Schott L. Electric probes. In: Plasma Research Methods / Ed. Lochte-Holtgrevena V. Moscow, Mir, 1971, pp. 459–502 [in Russian].

Об авторах

Давыдов Сергей Геннадьевич, начальник научно-исследовательской лаборатории, к.т.н., ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова» (127055, Россия, Москва, ул. Суцёвская, д. 22). E-mail: sg.davydov@mail.ru Author ID 940756

Долгов Александр Николаевич, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н., ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова» (127055, Россия, Москва, ул. Суцёвская, д. 22). E-mail: alnickdolgov@mail.ru Author ID 19520

Матвеев Андрей Александрович, инженер I кат., ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова» (127055, Россия, Москва, ул. Суцёвская, д. 22). SPIN-код РИНЦ 8122-1686, Author ID 1275687

Ревазов Владислав Олегович, заместитель начальника научно-исследовательского отдела, к.т.н., ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова» (127055, Россия, Москва, ул. Суцёвская, д. 22). E-mail: oleglara@yandex.ru Author ID 940956

Скоробогатых Максим Сергеевич, инженер II кат., ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова» (127055, Россия, Москва, ул. Суцёвская, д. 22). E-mail: skrbgd1997@yandex.ru

Якубов Рустам Халимович, начальник научно-конструкторского отделения, к.т.н., ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова» (127055, Россия, Москва, ул. Суцёвская, д. 22). E-mail: vniia_rustam@mail.ru

УДК: 533.9.07+661.681
EDN: XUNWLA

PACS: 52.50.Gj, 82.33.Xj

**Очистка металлургического кремния от металлических примесей
в электронно-пучковой плазме паров воды**

© В. О. Константинов*, В. Г. Щукин

*Институт Теплофизики СО РАН, г. Новосибирск, 630090 Россия*** E-mail: konstantinovitp@yandex.ru**Статья поступила в редакцию 21.04.2025; после доработки 6.05.2025; принята к публикации 2.06.2025
Шифр научной специальности: 1.3.9*

Проведено рафинирование металлургического кремния в электронно-пучковой плазме паров воды. Основой метода является перевод трудно испаряемых в вакууме примесей в их легколетучие соединения в химически активной окислительной электронно-пучковой плазме. При электронно-пучковом рафинировании кремния в плазме паров воды при температуре образца 1430 °С произошло удаление основных металлических примесей.

Ключевые слова: плазмохимическое окислительное рафинирование металлургического кремния; электронно-пучковая плазма; холодный плазмотрон; сверхзвуковая струя; пары воды.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-3-251-255

Введение

В прошедшем 2024 году по данным международного агентства по возобновляемым источникам энергии (IRENA) мировая мощность введенных в эксплуатацию фотоэлектрических преобразователей энергии увеличилась на 30 % относительно предыдущего года и составила 452 ГВт [1]. При этом, как указывается в отчете другого международного энергетического агентства (IEA) около 98 % процентов всех солнечных модулей изготавливается на основе кремния. Для этого используются пластины из монокристаллического или мультикристаллического кремния, причем в данный момент наблюдается тенденция к отказу от последних по причине их меньшей эффективности преобразования солнечной энергии. Мировое производство сырья для их изготовления, а именно поликристаллического кремния (включая поликремний полупроводникового класса) в 2023 году составило около 1,6 млн тонн, что на 61 %

больше, чем в предыдущем году [2]. Доминирование кремниевых солнечных модулей обусловлено прежде всего доступностью кремния, который является одним из самых распространенных элементов на планете, а также отработанностью и стабильностью традиционных технологий получения поликристаллического кремния как сырья для их производства, разработанных во второй половине прошлого века. С другой стороны, эти технологии (Сименс-процесс и реактор кипящего слоя) довольно энергозатратны и включают в себя использование различных промежуточных соединений кремния, водорода и хлора, довольно токсичных и взрывоопасных. Одним из альтернативных подходов для получения улучшенного металлургического (UMG – upgraded metallurgical-grade) кремния, который имеет большее количество примесей по сравнению с поликристаллическим кремнием, получаемым по традиционным технологиям, все же пригоден для создания из него солнечных преобразователей, является прямая пере-

работка металлургического кремния непосредственно в расплаве, минуя стадии получения промежуточных соединений. Известно несколько способов получения UMG-Si, основанных на переплавке металлургического кремния и обработке его различными реагентами [3–7], и одним из них является вакуумная переплавка с использованием электронного пучка [8]. Преимущества использования электронного пучка в металлургии хорошо известны: практически неограниченная температура плавки; процесс протекает в вакууме; гибкость изменения условий плавки; высокая концентрация мощности, применяемая для локального нагрева. Помимо непосредственно переплава в условиях пониженного давления, обеспечивающего удаление легколетучих примесей, этот способ позволяет вводить в процесс реагенты, способствующие образованию легколетучих соединений примесей таких как оксиды, гидриды и оксигидриды различной стехиометрии. Причем эти реагенты взаимодействуют с расплавом кремния уже в активированном при помощи плазмы виде, что облегчает протекание реакций образования легколетучих соединений. Наиболее часто для этих целей используются пары воды, а также кислород и водород [9]. Этот подход особенно актуален для удаления бора, поскольку очистка кремния от него затруднена как просто испарением в вакууме, так и направленной кристаллизацией, причем выбор типа окислителя также имеет значение. Акцент в этих работах сделан на удаление бора как с использованием увлажненной парами воды плазмы [10–12], так и, в меньшей степени, кислородной плазмы [13], в то время как очистке от металлических примесей уделено мало внимания.

В данной работе проведено исследование по удалению основных металлических примесей из металлургического кремния с использованием электронно-пучковой плазмы гелия с добавлением паров воды.

Экспериментальная установка и методика

Рафинирование металлургического кремния проводилось при помощи струйного электронно-пучкового плазмохимического метода, разработанного в Институте Теплофизики СО РАН. Метод окислительного рафинирова-

ния основан на удалении легколетучих соединений (оксидов) тяжело испаряемых примесей, получаемых в химически активной электронно-пучковой плазме. Эксперименты проводились на газодинамической установке низкой плотности Института Теплофизики СО РАН. На рисунке 1 представлена блок-схема метода плазмохимического рафинирования кремния.

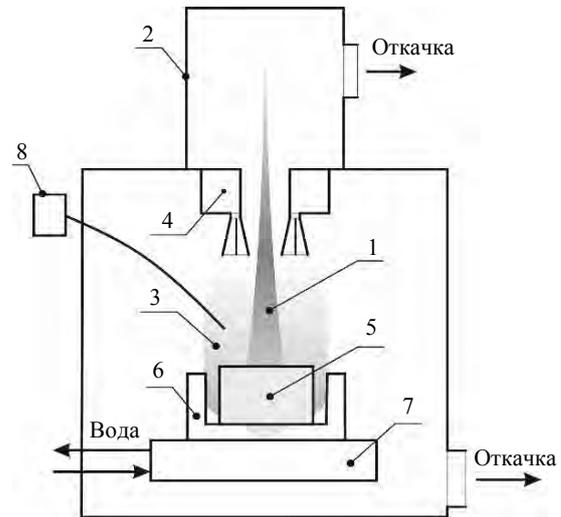


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – электронный пучок; 2 – электронная пушка; 3 – сверхзвуковая парогазовая струя; 4 – сопловой блок; 5 – образец (кремний); 6 – тигель; 7 – держатель; 8 – ИК-приемник

Для очистки металлургического кремния марки «КР00» (по ТУ марки «3001») производства ОА «Кремний» использовался электронный пучок 1 и плазма на его основе, генерируемые с помощью электронной пушки 2. Формирующие окислительную реакционно-активную плазму компоненты (пары воды в гелии) вводились в процесс в виде сверхзвуковой парогазовой струи 3 через двойное сверхзвуковое кольцевое сопло Лавалья 4. Предварительно измельченный кремний 5 (размер кусков от 1 до 5 мм, навеска – 20 г.) помещался в цилиндрический графитовый тигель 6 высотой и диаметром 40 мм, размещенный на водоохлаждаемом держателе 7.

В эксперименте *in situ* проводился контроль температуры поверхности расплава образца кремния с помощью ИК-приемника 8 (см. рис. 1) и ее корректировка за счет изменения тока пучка электронов. В нашей работе [14] приведена калибровочная температурная кривая, использовавшаяся ранее. Однако, измерение сигнала от ИК-приемника в элек-

тронно-пучковой плазме, уровень которого составлял около 0,05 В на рабочем участке, сопряжен с достаточно высокой погрешностью, что влечет за собой погрешность в определении температуры. В данной работе проведено усовершенствование световода для снижения в нем потерь, а также увеличен коэффициент усиления ИК-приемника.

На рисунке 2 приведена уточненная калибровочная температурная кривая.

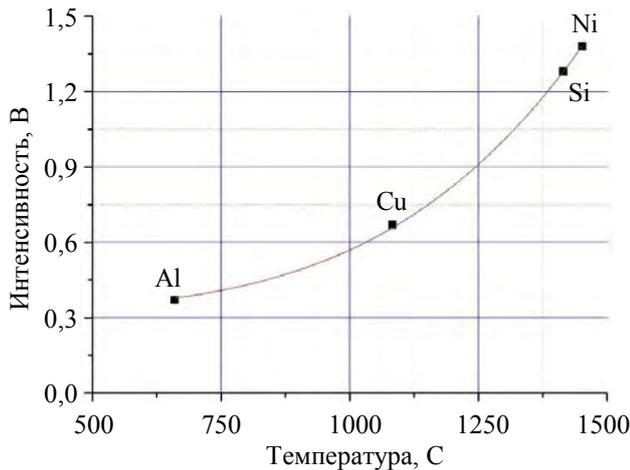


Рис. 2. Калибровочная температурная кривая

Воспроизведение условий режима 4 из нашей работы [15] показало, что температура, полученная ранее, была несколько занижена. При обработке с учетом уточненной калибровочной температурной кривой она составляла 1430 °С (отличие от измеренной ранее величины 1300 °С составляет около 10%). Уточненное значение температуры выглядит более правдоподобно, так как лежит немного выше температуры плавления кремния, а не ниже, как ранее.

Содержание примесей в кремнии изучали с помощью атомно-эмиссионного спектрального метода на спектрометре фирмы «ThermoScientific» iCAP-6000. Эффективность рафинирования определяли по формуле: $C_{эф} = (C_{исх} - C_{эпр}) \times 100 / C_{исх}$, где $C_{эф}$ – эффективность рафинирования; $C_{исх}$ – концентрация примеси в исходном материале; $C_{эпр}$ – концентрация примеси в материале после электронно-пучкового рафинирования.

Результаты эксперимента и обсуждение

Зависимость температуры поверхности образца кремния от времени рафинирования

представлена на рисунке 3. При рафинировании образца металлургического кремния производился предварительный разогрев электронным пучком с поэтапным увеличением его температуры до 1700 °С в потоке гелия с расходом 1,5 нл/мин в течение 15 мин (область I), далее непосредственно окислительное рафинирование в атмосфере паров воды (расход воды 100 г/час, газ носитель гелий с расходом 4 нл/мин) в течении 20 мин (область II) при температуре 1430 °С и затем кристаллизация с постепенным снижением температуры до 1100 °С в течении 10 мин (область III). После проведения эксперимента образец остывал в остаточной атмосфере при давлении 0,01 Па в течение 30 мин.

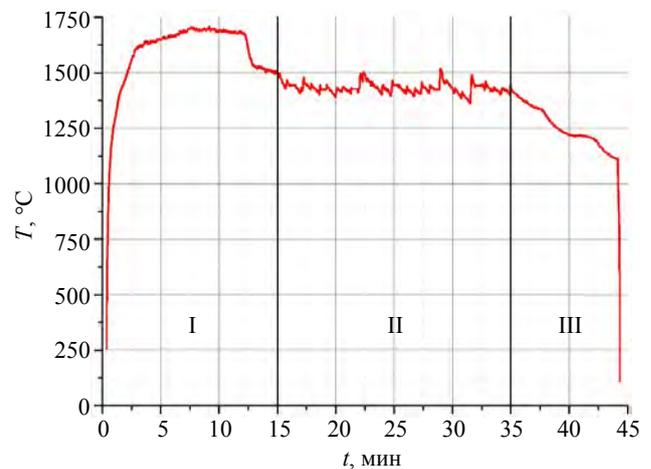


Рис. 3. Зависимость температуры образца от времени рафинирования

На рисунке 4 представлена фотография образца UMG-Si, полученного в данной работе, вырезанного из тигля. Диаметр образца составил 24 мм, таким образом от полученного слитка срезали снаружи 3 мм.



Рис. 4. Фотография образца полученного кремния

Как и в предыдущей работе [15] для анализа на примеси материал был отобран из средней части образца (с верхней и нижней частей цилиндрического образца были срезаемы пластинки толщиной по 2 мм). В таблице приведены содержания примесей в исходном (MG-Si), рафинированном кремнии (UMG-Si), а также данные, полученные нами ранее. Основным отличием данной работы является замена окислителя с кислорода на пары воды.

Увеличение концентрации фосфора, по сравнению с [15] по-видимому связано с не достижением оптимальной температуры для удаления фосфора, которая в той работе составляла более 1900 °С, а также меньшим

временем рафинирования. В то же время содержание бора оказалось гораздо меньше чем ранее, что, скорее всего, связано с типом окислителя [9, 16].

Стоит отметить, что приведенные в строке «UMG-Si» значения содержания примеси (за исключением бора и фосфора) являются пределом обнаружения, который ограничен контрольным опытом, возможно содержание примеси еще ниже. Из таблицы видно, что при схожих условиях рафинирования замена типа окислителя с кислорода на пары воды позволило осуществить очистку металлургического кремния от основных металлических примесей в пределах обнаружения метода контроля.

Таблица

Содержание примесей в кремнии

Элемент	P	B	Al	Ca	Cr	Cu	Fe	Mn	Ni	Ti	V	Zr
MG-Si, ppm	30	49	260	56	5	5	2000	25	38	200	120	90
UMG-Si, ppm	20	9,6	4	0,5	0,5	0,5	5	0,5	1	5	1	0,5
Работа [15], ppm	6,5	35	11	10	1,5	0,5	340	4,1	7,7	38	22	16

Заключение

В работе показано, что в электронно-пучковой плазме паров воды происходит более эффективное удаление основных металлических примесей из кремния, чем в плазме кислорода. Показано, что при температуре 1430 °С происходит удаление металлических примесей в пределах обнаружения метода контроля.

Исследования выполнены в рамках государственного задания ИТ СО РАН 122022800487-2. Работы выполнены с использованием уникальной научной установки «Вакуумный газодинамический комплекс» ИТ СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- <https://www.irena.org/Publications/2025/Mar/Renewable-capacity-statistics-2025>
- https://iea-pvps.org/trends_reports/trends-in-pv-applications-2024/
- Safarian J., Tranell G., Tangstad M. / Energy Procedia. 2012. Vol. 20. P. 88–97.
- Ma X., Zhang J., Wang T., Li T. / Rare Met. 2009. Vol. 28. № 3. P. 221–225.
- Safarin J., Tangstad M. / Metall. Mater. Trans. B. 2012. Vol. 43B. P. 1427–1445.
- Jiang T., Xu X., Chen G. Z. / J. Energy Chem. 2020. Vol. 47. P. 46–61.
- Lei Y., Ma X., Wang Y., Chen Z., Ren Y., Ma W., Morita K. / Int. J. Miner. Metall. Mater. 2022. Vol. 29. № 4. P. 767–782.
- Chigondo F. / Silicon. 2018. Vol. 10. P. 789–798.
- Chen H., Morita K., Ma X., Chen Z., Wang Y. / Sol. Energy Mater. Sol. Cells. 2019. Vol. 203. P. 110169.
- Suzuki K., Kumagai T., Sano N. / ISIJ International. 1992. Vol. 32. № 5. P. 630–634.
- Nakamura N., Baba H., Sakaguchi Y., Kato Y. / Mater. Trans. 2004. Vol. 45. № 3. P. 858–864.
- Zeng Y., Ren Y., Ma W., Chen H., Zhan S., Cao J. / Prog. Chem. 2022. Vol. 34. № 4. P. 926–949.
- Aleman C., Trassy C., Pateyron B., Li K.-I., Delannoy Y. / Sol. Energy Mater. Sol. Cells. 2002. Vol. 72. P. 41–48.
- Щукин В. Г., Константинов В. О. / Прикладная механика и техническая физика. 2023. Т. 64. № 5. С. 39–44.
- Щукин В. Г., Константинов В. О. / Прикладная физика. 2024. № 6. С. 11–16.
- Wu J. J., Ma W. H., Yang B., Dai Y. N., Morita K. / Trans. Nonferrous Met. Soc. China. 2009. Vol. 19. № 2. P. 463–467.

Purification of metallurgical silicon from metal impurities in water vapor electron-beam Plasma

V. O. Konstantinov* and V. G. Shchukin

Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS, Novosibirsk, 630090 Russia

*E-mail: konstantinovitp@yandex.ru

Received 21.04.2025; revised 6.05.2025; accepted 2.06.2025

Refining of metallurgical silicon was conducted in an electron-beam plasma of water vapor. The core of this method involves converting hard-to-evaporate impurities into their volatile compounds within a chemically active oxidative electron-beam plasma. During the electron-beam refining of silicon in water vapor plasma at a sample temperature of 1430 °C, the removal of major metal impurities was achieved.

Keywords: plasma-chemical oxidative refining of metallurgical silicon; electron-beam plasma; cold plasma torch; supersonic jet; water vapor.

REFERENCES

1. <https://www.irena.org/Publications/2025/Mar/Renewable-capacity-statistics-2025>
2. https://iea-pvps.org/trends_reports/trends-in-pv-applications-2024/
3. Safarian J., Tranell G. and Tangstad M., Energy Procedia **20**, 88–97. (2012).
4. Ma X., Zhang J., Wang T. and Li T., Rare Met. **28** (3), 221–225 (2009).
5. Safarin J. and Tangstad M., Metall. Mater. Trans. B **43B**, 1427–1445 (2012).
6. Jiang T., Xu X. and Chen G. Z., J. Energy Chem. **47**, 46–61 (2020).
7. Lei Y., Ma X., Wang Y., Chen Z., Ren Y., Ma W. and Morita K., Int. J. Miner. Metall. Mater. **29** (4), 767–782 (2022).
8. Chigondo F., Silicon **10**, 789–798 (2018).
9. Chen H., Morita K., Ma X., Chen Z. and Wang Y., Sol. Energy Mater. Sol. Cells. **203**, 110169 (2019).
10. Suzuki K., Kumagai T. and Sano N., ISIJ International **32** (5), 630–634 (1992).
11. Nakamura N., Baba H., Sakaguchi Y. and Kato Y., Mater. Trans. **45** (3), 858–864 (2004).
12. Zeng Y., Ren Y., Ma W., Chen H., Zhan S. and Cao J., Prog. Chem. **34** (4), 926–949 (2022).
13. Alemany C., Trassy C., Pateyron B., Li K.-I. and Delannoy Y., Sol. Energy Mater. Sol. Cells. **72**, 41–48 (2002).
14. Shchukin V. G. and Konstantinov V. O., J. Appl. Mech. Tech. Phys. **64** (5), 767–771 (2023).
15. Shchukin V. G. and Konstantinov V. O., Applied Physics, № 6, 11–16 (2024) [in Russian].
16. Wu J. J., Ma W. H., Yang B., Dai Y. N. and Morita K., Trans. Nonferrous Met. Soc. China **19** (2), 463–467 (2009).

Об авторах

Константинов Виктор Олегович, научный сотрудник, Институт Теплофизики СО РАН (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, д. 1). E-mail: konstantinovitp@yandex.ru SPIN-код РИНЦ 5068-7075, Author ID 160661

Щукин Виктор Геннадьевич, младший научный сотрудник, Институт Теплофизики СО РАН (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, д. 1). E-mail: shchukin@itp.nsc.ru SPIN-код РИНЦ 1651-0450, Author ID 57045

ЭЛЕКТРОННЫЕ, ИОННЫЕ И ЛАЗЕРНЫЕ ПУЧКИ
ELECTRON, ION, AND LASER BEAMS

УДК 537.533, 621.384.3, 681.525
EDN: YVAXWS

PACS: 42.68.Bz, 42.68.Ge, 42.68.Jg

Система автоматической прецизионной угловой коррекции лазерного пучка, фокусируемого на движущийся объект

© С. Б. Бушук, П. Н. Назаренко*, В. В. Пекаревич, Р. А. Тавтын

ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», г. Минск, 220072 Беларусь

* E-mail: npr05@mail.ru

Статья поступила в редакцию 22.04.2025; после доработки 13.05.2025; принята к публикации 2.06.2025

Шифр научной специальности: 1.3.19

Разработана схема и создан действующий макет автоматической высокоточной системы угловой коррекции оси лазерного пучка, фокусируемого на поверхность объекта, который движется по непредсказуемой траектории. Управление угловым положением оси лазерного пучка осуществлялось FSM зеркалом по командам двухкоординатного позиционно-чувствительного PSD детектора. PSD преобразовывал линейные координаты центра тяжести изображения цели на поверхности фотоприемной площадки в управляющее напряжение, подаваемое на вход контроллера, осуществляющего автоматическую коррекцию гистерезиса управления осью лазерного пучка. Проведены эксперименты по моделированию управления угловым положением оси лазерного луча. Экспериментально определены статические и динамические характеристики системы управления. Измеренные значения времени отклика на сигналы управления и гистерезиса системы управления не превышали 0,7–1,0 мс и 0,2 %, соответственно.

Ключевые слова: лазерный луч; угловые координаты; FSM; PSD; гистерезис; время отклика.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-3-256-262

Введение

Задача передачи энергии и информации по каналам распространения излучения в открытой атмосфере является актуальной как в промышленности, так в охранной и военной сфере. Лазерные системы направленной энергии или информации передают энергию, информацию от установки до подвижных и неподвижных целей посредством лазерного луча [1–3].

В промышленности данные системы могут использоваться как для передачи энергии и информации на другие объекты, так и для дистанционной резки, сварки элементов конструкций в аварийных зонах, в которых невозможно применение техники и нахождение целей, таких как беспилотные летательные

аппараты (БПЛА), в первую очередь малогабаритных мини- и микроБПЛА.

Концепция создания лазерных систем направленной передачи энергии достаточно полно описана в [4–6]. Системы оптического наблюдения за целью в данных системах включают телевизионную систему широкого поля зрения, тепловизор и систему точного позиционирования.

Одной из основных проблем точного позиционирования и стабилизации луча на цели, движущейся по произвольной непредсказуемой траектории, является выбор датчиков канала прицеливания, предназначенного для определения угловых координат лазерного луча на цели и их преобразования в команды управления угловым корректором. В большинстве источников информации, например,

[5, 6] в качестве канала прицеливания предлагается использование видеокамер точного позиционирования. Временные задержки видеопотока как в цифровых камерах, так и в аналоговых АНД и не-АНД камерах превышают 100–300 мс [7]. Данные задержки являются значительными для решения задачи высокоточного наведения лазерного излучения на объект в масштабе реального времени или хотя бы в масштабе, близкому к реальному времени. Например, при движении объекта со скоростью 20 м/с объект успевает за время задержки 200 мс переместиться на расстояние 4 м. При размерах объекта 0,4 м указанное время задержки видеопотока является недопустимым, так как зона неопределенности положения объекта на порядок превышает размеры самого объекта.

Другой основной проблемой точного позиционирования и стабилизации луча на цели, движущейся по произвольной непредсказуемой траектории, является гистерезис приводов FSM зеркал. Системы автоматического управления с открытым контуром (открытого типа), не смотря на малое время отклика менее 1 мс, имеют существенный недостаток, заключающийся в том, что угловое смещение механической оси зеркала привода, зависящее от приложенного напряжения, не является линейным. Это, в частности, обусловлено ползучестью и гистерезисом приводов. Нелинейность может варьироваться от 10 до 20 %, что является недопустимым для точного позиционирования лазерного луча. Гистерезис и ползучесть приводов не могут быть исправлены, поэтому эти нелинейности должны быть устранены или, по крайней мере, минимизированы [8, 9]. Системы автоматического управления с закрытым контуром (закрытого типа) позволяют устранить данный недостаток и стабилизировать направленность луча с точностью до нескольких микроградусов, но при этом время отклика может увеличиться на порядок (более 10 мс). Увеличение времени отклика в свою очередь значительно снижает точность позиционирования и стабилизации лазерного луча на движущейся по произвольной непредсказуемой траектории цели.

Целью настоящей работы являлось исследование возможностей создания автоматической системы точного позиционирования лазерного луча на поверхности движущегося

по произвольной непредсказуемой траектории объекта. Исследования проводились на основе экспериментального моделирования управления лазерным лучом по изменяющимся во времени угловым координатам цели.

Описание и экспериментальное моделирование автоматической системы точного позиционирования лазерного излучения на объекте

С целью устранения указанных выше проблем в работе проведено экспериментальное моделирование системы точного позиционирования и выполнены экспериментальные исследования по управлению лазерным лучом.

Моделируемая система точного позиционирования лазерного излучения (далее Система), приведенная на рисунке 1, представляла собой систему автоматического управления лазерным лучом с открытым контуром и автоматической коррекцией гистерезиса пьезоэлектрического привода FSM зеркала. Управление угловым положением оси лазерного пучка осуществлялось по измеряемым изменяющимся во времени угловым координатам цели, которые преобразовывались двухкоординатным позиционно чувствительного детектором (PSD приёмником) в управляющее напряжение. Структурно Система состояла из углового корректора луча и приемного канала.

В состав приемного канала Системы входили объектив Об со спектроделителем СД и фотоприемные модули PSD 1 и PSD 2.

Объектив Об формировал изображение цели на приемной площадке фотоприемника модуля PSD 2, предназначенного для преобразования координат центра тяжести изображения цели в команды управления контроллером пьезоэлектрического привода модуля FSM 1.

Изображение имитатора оси управляемого излучения формировалось объективом Об и спектроделителем СД на приемной площадке фотоприемника модуля PSD 1, предназначенного для контроля угловых координат имитатора оси лазерного пучка.

В состав углового корректора входили модуль управления лазерным лучом FSM 1 и двухканальный корректирующий усилитель КУ, обеспечивающий согласование сигналов управления, поступающих с PSD 2, со входами управления контроллера модуля FSM 1.

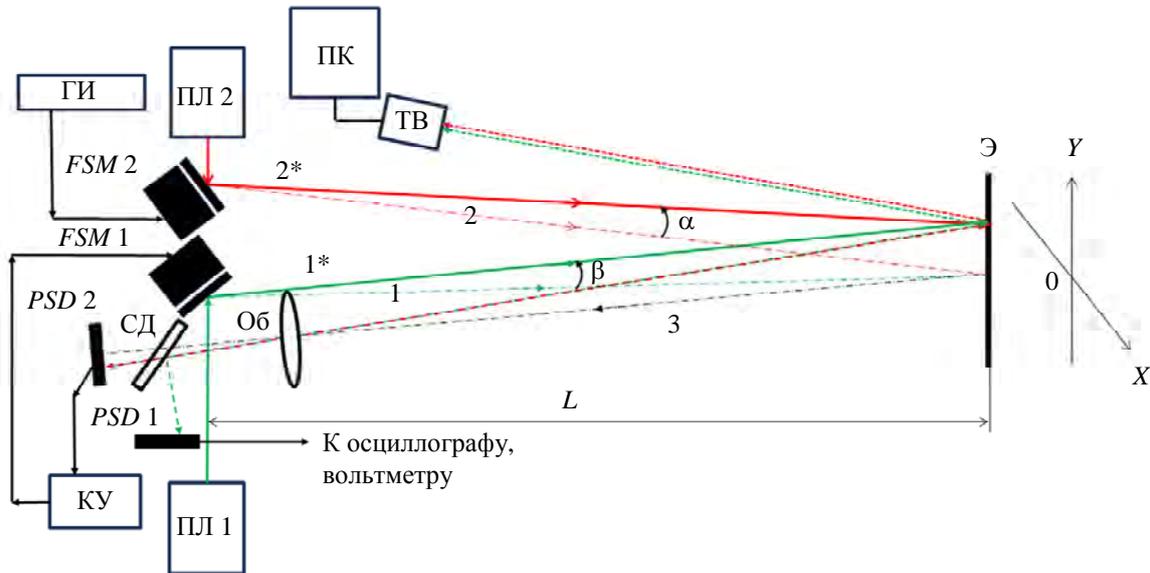


Рис. 1. Экспериментальная схема моделирования системы точного позиционирования. ПЛ 1, ПЛ 2 – полупроводниковые лазеры; ГИ – генератор импульсов; ПК – компьютер; ТВ – камера; Э – экран; КУ – корректирующий усилитель; Об – объектив; СД – спектроделитель; FSM 1, FSM 2 – модули управления лазерными лучами; PSD 1, PSD 2 – модули PSD приемников; 1, 2, 3 – начальное положение лучей ПЛ 1, ПЛ 2 и визирной оси приемного канала, соответственно; 1*, 2* – положение лучей ПЛ 1 и ПЛ 2 при подаче управляющего напряжения ГИ на вход FSM 2; α и β – углы отклонения лазерных лучей от начального положения; L – дистанция до экрана Э

Модуль FSM 1 включал зеркало с пьезоэлектрическим приводом и контроллер. В качестве контроллера использовались как штатный контроллер, так и контроллер гибридного типа, предложенный в [9] для минимизации гистерезиса пьезопривода. Последний осуществлял управление как напряжением, так и зарядом, подаваемых на пьезопривод. Штатный контроллер осуществлял управление только напряжением на пьезоприводе и представлял собой систему управления с открытым контуром.

В качестве имитатора оси управляемого Системой лазерного пучка использовался лазерный луч (зеленые лучи 1 и 1*) излучателя ПЛ 1 с длиной волны 530 нм.

В качестве имитатора цели использовалась лазерное пятно на экране Э, создаваемое излучением лазера ПЛ 2 с длиной волны 650 нм (красные лучи 2 и 2*).

Траектория движения пятна задавалась модулем управления лазерным лучом FSM 2, включающим быстрое управляющее зеркало с пьезоэлектрическим приводом и штатный сервоконтроллер, управляемый командами

двухканального генератора ГИ. Размер пятна и расстояние до экрана L выбирались исходя из угловых размеров реальных целей.

Камера ТВ, подключенная к компьютеру ПК, использовалась для видеосъемки траекторий перемещения лучей 1 и 2 на экране Э.

Технические характеристики использованных PSD (PSD100-SPB5) и FSM (PS35.T40K) модулей приведены в [10] и [11], соответственно.

Результаты и обсуждение

Исследования проводились в пределах диапазона отклонения луча 2 от -35 до 35 мрад относительно визирной оси приемного канала при частотах управляющих импульсов генератора ГИ до 100 Гц.

На рисунке 2 представлены экспериментальные зависимости угловых координат луча 1 (θ_x^* , θ_y^*) от угловых координат имитатора цели (θ_x , θ_y), изменяющихся в пределах диапазона углов отклонения от -35 до $+35$ мрад.

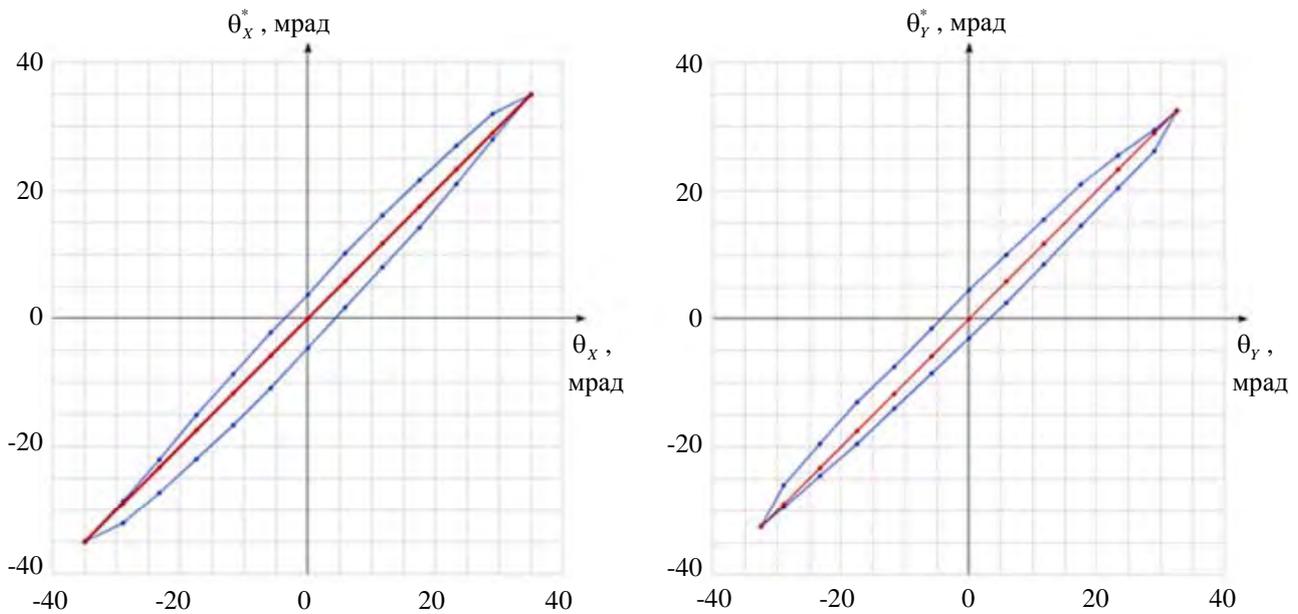


Рис. 2. Экспериментальные зависимости угловых координат луча 1 (θ_x^* , θ_y^*) от угловых координат имитатора цели (θ_x , θ_y)

При использовании штатного контроллера для модуля *FSM* 1 с открытым контуром (зависимости выделены синим цветом) гистерезис достигал значений порядка 12 % по каждой координате или 17 % для полного угла отклонения луча 2. Время отклика на ступенчатый импульс управления при этом не превышало значений порядка 1,2 мс. При использовании контроллера гибридного типа (зависимости выделены красным цветом) гистерезис практически отсутствовал (менее 0,2 %). Соответствующее время отклика на ступенчатый сигнал управления не превышало 1,0 мс во всем диапазоне напряжений пьезоэлектрического привода от 0 до 120 В и было сопоставимо с временем отклика штатного контроллера.

Проведенные эксперименты показали, что при минимизации гистерезиса траектория движения луча 1 практически полностью повторяет траекторию движения имитатора цели. На рисунке 3 в качестве примера приведены кадры видеозаписи совпадающих траекторий движения лучей 1 и 2 и соответствующие осциллограммы сигналов на выходе *PSD* 1 (выделены синим для оси *X* и зеленым для оси *Y*) и *PSD* 2 (выделены красным, ось *X*). Однако, при этом временной отклик системы управления лучом 1 приводил к временному запаздыванию луча 1 относительно луча 2, что

обуславливало наряду с остаточным гистерезисом угловую ошибку позиционирования луча 1, пропорциональную угловой скорости движения луча 2. Так, изменение угловой скорости движения луча 2 на 35 мрад/с приводило к изменению относительной погрешности углового отклонения луча 1 на 0,1 %.

Ошибка позиционирования центра тяжести изображения имитатора цели на приемной площадке *PSD* 2 модуля также приводила к ошибке углового отклонения луча 1. Относительная погрешность углового отклонения луча 1 достигала 0,4%.

Полученные результаты позволяют провести оценки относительной погрешности углового отклонения луча 1, определяемой гистерезисом, временем отклика и погрешностью позиционирования *PSD* модулей. Проведенные оценки показали, что относительная погрешность углового отклонения луча 1, определяемая гистерезисом, временем отклика и погрешностью позиционирования *PSD* модулей при углах отклонения луча 2 в диапазоне от + 35 до 35 мрад не превышает 1%.

Сравнение измерения линейных координат лучей 1 и 2 на модулях *PSD* 1 и *PSD* 2 позволило также определить относительную погрешность углового отклонения луча 1, не превышающую 1%.

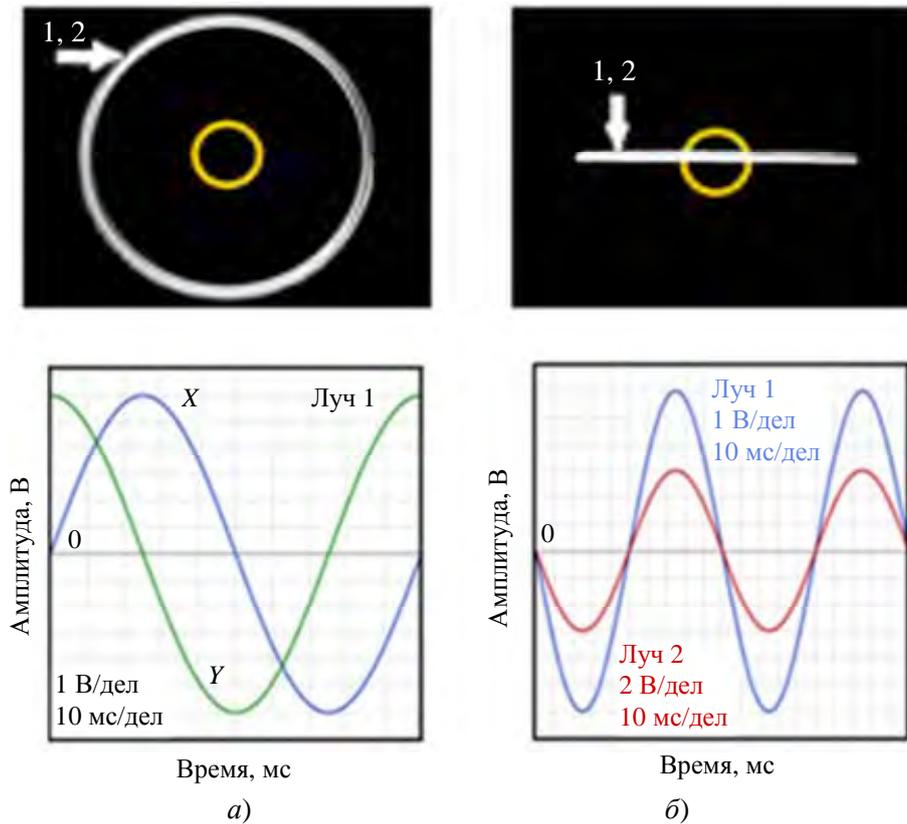


Рис. 3. Кадры видеозаписи траекторий движения лучей 1 и 2 и соответствующие осциллограммы сигналов (внизу) на выходе PSD 2 (выделены синим для оси X и зеленым для оси Y) и PSD 1 (выделены красным, ось X)

В таблице ниже приведены характеристики системы управления лазерным пучком.

Таблица

Характеристики системы точного позиционирования

Показатель	Характеристика
Угловой диапазон сканирования лазерного пучка, мрад	± 35
Время отклика, мс	1,0
Относительная погрешность углового отклонения лазерного пучка при изменении угловой скорости цели на 35 мрад/с, %	1,0
Погрешность позиционирования PSD модуля, мкм	20
Гистерезис пьезоэлектрического привода, %	0,2

Полученные результаты показывают, что рассмотренная выше Система обладает преимуществами систем автоматического управления как открытого, так и закрытого типа: малым временем отклика и низкой погрешностью управления угловым положением луча.

Заключение

Таким образом, показана принципиальная возможность создания автоматической высокоскоростной прецизионной системы угловой коррекции оси лазерного пучка, фокусируемого на поверхность объекта, который движется по непредсказуемой траектории. Управление угловым положением оси лазерного пучка осуществлялось FSM зеркалом по командам двухкоординатного позиционно-чувствительного PSD детектора. PSD детектор преобразовывал линейные координаты центра тяжести изображения цели на поверхности фотоприемной площадки в управляющее напряжение, подаваемое на вход контроллера, осуществляющего автоматическую коррекцию гистерезиса управления осью лазерного пучка.

Проведены эксперименты по моделированию управления угловым положением оси лазерного луча. Экспериментально определены статические и динамические характеристики системы управления. Измеренные значения времени отклика и гистерезиса системы управления не превышали 0,7–1,0 мс и 0,2 %, соответственно. Относительная погрешность углового отклонения имитируемой оси лазер-

ного пучка при угловой скорости цели 35 мрад/с не превышала 1,0 %.

Полученные результаты показали, что система угловой коррекции оси лазерного пучка обладает малым временем отклика, сопоставимым с временем отклика для систем управления открытого типа, при низкой погрешности управления угловым положением лазерного луча, характерной для систем управления закрытого типа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сигов А. С., Матюхин В. Ф. / Современная электроника. 2015. № 1. С. 18–24.
2. Антонов А. А., Журавлева Л. М., Алиев С. С., Нилов М. А. / Автоматика, связь, информатика. 2024. № 10. С. 23–26.
3. Игнатов А. Г. / Фотоника. 2016. № 2 (56). С. 14–25.
4. Mosker D. J., Park D. J. Method and system of aligning a track beam and a high energy laser beam. Patent US 7952691 B2. 2011.
5. Борейшо В. А., Клочков Д. В., Коняев М. А., Никулин Е. Н. Военные применения лазеров. – СПб.: Балт. Гос. Тех. ун-т, 2015.
6. Силков А. Р. / Ученые записки НовГУ им. Ярослава Мудрого. 2018. № 5 (17). С. 1–8.
7. Сачков А. Д., Кобляков Д. А., Соколова Э. С. / Труды НГТУ им. П. Е. Алексеева. 2018. № 2 (121). С. 46–51.
8. Bazghaleh M., Grainger S., Mohammadzaheri M., Cazzolato B., Lu T. F. / Smart Mater. Struct. 2013. Vol. 22. № 7. P. 1–9.
9. Quattara I., Gach J. L., Amram P. Device for controlling a piezoelectric actuator. Patent US 2018/0183357 A1. 2018.
10. <https://www.e-otron.com/pic/20230128083210455.pdf>
11. http://www.coremorrow.com/en/uploads/Specs/P35.T40_Piezo_Tip_Tilt_Platform_CoreMorrow.pdf

PACS: 42.68.Bz, 42.68.Ge, 42.68.Jg

Automatic precision angular correction system for a laser beam focused on a moving object

S. B. Bushuk, P. N. Nazarenko*, V. V. Pekarevich and R. A. Tavtyn

State Scientific and Production Association “Optics, Optoelectronics and Laser Technology”,
Minsk, 220072 Belarus

* E-mail: npn05@mail.ru

Received 22.04.2025; revised 13.05.2025; accepted 2.06.2025

A diagram and a working model of an automatic high-precision system for angular correction of the laser beam axis focused on the surface of an object moving along an unpredictable trajectory were developed. The angular position of the laser beam axis was controlled by an FSM mirror using commands from a two-coordinate position-sensitive PSD detector. The PSD converted the linear coordinates of the target image gravity center on the surface of the photoreceiving platform into a control voltage supplied to the input of the controller that automatically corrected the hysteresis of the laser beam axis control. Experiments were conducted to simulate the control of the angular position of the laser beam axis. Static and dynamic characteristics of the control system were experimentally determined. The measured values of the response time and hysteresis of the control system did not exceed 0.7–1.0 ms and 1 %, respectively.

Keywords: laser beam; angular coordinates; FSM; PSD; hysteresis; response time.

REFERENCES

1. Sigov A. S. and Matyukhin V. F., Modern electronics **1**, 18 (2015) [in Russian].
2. Antonov A. A., Zhuravleva L. M., Aliev S. S. and Nilov M. A., Automation, communications, informatics **10**, 23 (2024) [in Russian].
3. Ignatov A. G., Photonics **2**, 14 (2016) [in Russian].
4. Mosker D. J. and Park D. J. Method and system of aligning a track beam and a high energy laser beam. Patent US 7952691 B2. 2011.
5. Boreisho V. A., Klochkov D. V., Konyaev M. A. and Nikulin E. N. Military applications of lasers / ed. Boreysho V. A., St. Petersburg, Baltic State Tech. Univ., 2015 [in Russian].
6. Silkov A. R., Scientific Notes of Novgorod State University named after Yaroslav the Wise. **5** (17), 1 (2018) [in Russian].
7. Sachkov A. D., Koblyakov D. A. and Sokolova E. S. Proceedings of R. E. Alekseev Novosibirsk State Technical University **2** (121), 46 (2018) [in Russian].
8. Bazghaleh M., Grainger S., Mohammadzaheri M., Cazzolato B. and Lu T. F., Smart Mater. Struct. **22** (7), 1 (2013).
9. Quattara I., Gach J. L. and Amram P. Device for controlling a piezoelectric actuator. Patent US 2018/0183357 A1. 2018.
10. <https://www.eotron.com/pic/20230128083210455.pdf>
11. http://www.coremorrow.com/en/uploads/Specs/P35.T40_Piezo_Tip_Tilt_Platform_CoreMorrow.pdf

Об авторах

Бушук Сергей Борисович, заведующий лабораторией, к.ф.-м.н., ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» (220072, Беларусь, г. Минск, пр. Независимости, 68-1). E-mail: bushuk@gmail.com SPIN-код РИНЦ 2891-9153, Author ID 1074723

Назаренко Павел Николаевич, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н., ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» (220072, Беларусь, г. Минск, пр. Независимости, 68-1). E-mail: prn05@mail.ru SPIN-код РИНЦ 4237-7216, Author ID 1252152

Пекаревич Владислав Витальевич, младший научный сотрудник, ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» (220072, Беларусь, г. Минск, пр. Независимости, 68-1). E-mail: ru3duh@gmail.com

Тавтын Роман Александрович, инженер, ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» (220072, Беларусь, г. Минск, пр. Независимости, 68-1). E-mail: roman.1232.8896@gmail.com

УДК 537.534.2
EDN: ZUJLTL

PACS: 07.77.Ka

Характеристики источника протонов на основе сильноточного импульсного отражательного разряда с полым катодом

© В. И. Гушенец*, А. С. Бугаев, Е. М. Окс, В. П. Фролова, У. В. Хомутова

*Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, 634055 Россия*** E-mail: gvi@opee.hcei.tsc.ru**Статья поступила в редакцию 25.04.2025; после доработки 19.05.2025; принята к публикации 2.06.2025
Шифр научной специальности: 1.3.2*

Представлены результаты экспериментальных исследований характеристик импульсного источника протонов на основе сильноточного отражательного разряда с полым катодом. Отражательный разряд с полым катодом – это разряд с осциллирующими электронами в магнитном поле (разряд типа Пеннинга), в разрядной системе которого один из двух катодов имеет протяженную полость с малой входной апертурой. Изучено влияние на распределение токов между катодами величины разрядного тока, давления и магнитного поля. Установлено, что в сильноточном режиме работы разряда (до 5 А) доля тока, приходящаяся на катодную полость, составляет в среднем около 60 %. Представлены вольтамперные характеристики разряда и эмиссионные характеристики источника с модифицированной конструкцией полого катода. Результаты исследований имеют важное значение для создания компактного источника протонов с высокой интенсивностью пучка.

Ключевые слова: ионный источник; источник протонов; полый катод; отражательный разряд; разряд типа Пеннинга.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-3-263-270

Введение

Источники ионов водорода на основе отражательного разряда с холодными катодами в продольном магнитном поле, представляющие собой модификацию манометрической лампы (ионизационного вакуумметра) Пеннинга [1], нашли широкое практическое применение в различном электрофизическом оборудовании (в нейтронных генераторах [2], в качестве инжекторов в ускорителях в том числе медицинского применения [3, 4], для получения положительных и отрицательных ионов водорода [5] и др.). Разрядные системы типа Пеннинга могут устойчиво функционировать в широком диапазоне рабочих параметров: давлении газа от 10^{-10} до 10^{-2} Торр, токах раз-

ряда от единиц миллиампер до нескольких сотен ампер и магнитных полях от 1 мТ до 1 Т. В зависимости от режимов горения разряда, магнитного поля, давления и тока разряда напряжение горения отражательного разряда может составлять величину от нескольких сотен вольт до нескольких десятков кВ, при этом плотность заряженных частиц в разрядной плазме варьируется в пределах от 10^8 до 10^{13} $1/\text{см}^3$, средняя энергия электронов от 1 до 10 эВ, а степень ионизации может изменяться от 10^{-6} до 0,6.

Несмотря на то, что разряд типа Пеннинга известен уже достаточно давно, интерес к исследованиям этого разряда не ослабевает и связан с оптимизацией рабочего режима и конструкций разрядных систем конкретных

устройств для повышения их эксплуатационных параметров, и улучшения характеристик [6–9]. Для ионных источников одной из целей оптимизации разрядной системы устройства является повышение энергетической и газовой эффективности [6] – достижение требуемых параметров плазмы, которые определяют эмиссионную способность источника, при меньших энергетических затратах и расходах плазмообразующего газа.

Ионные источники на основе отражательного разряда отличаются простотой конструкции, высокой надежностью, невысокой стоимостью и значительным сроком службы [3]. Разрядная система таких источников состоит из трех электродов: полого анода (как правило цилиндрического) и двух катодов. Ионы извлекаются либо через эмиссионное отверстие, выполненное в одном из катодов, вдоль оси разряда (вдоль магнитного поля), либо через отверстие в аноде поперек магнитного поля. Катоды разрядной камеры источника могут иметь различную геометрию – плоскую, цилиндрическую, сферическую и др. Использование в электродной системе одного из катодов в виде протяженной полости с малой входной апертурой и инициирование в этой полости разряда позволяет сформировать неоднородную плазму с повышенной плотностью как на оси разрядной системы, так и в области эмиссионного отверстия [10]. Это существенно увеличивает отбор ионов, и вместе с более низким напряжением горения разряда с полым катодом снижает энергозатраты на формирование плазмы. Такая комбинированная разрядная система нашла применение не только в источниках ионов, но и широко используется в плазменных источниках электронов [11].

Практически вся мощность, выделяемая в отражательном разряде, рассеивается на электродах, и при этом большая часть мощности приходится на полый катод [12]. Как показано в работе [10], для отражательного разряда с полым катодом доля разрядного тока, приходящаяся на полый катод, составляет 75÷80 % и практически не зависит от тока разряда. Распределение мощности между катодами напрямую связано с долевым соотношением токов. Для отвода выделяемой мощности требуется принудительное охлаждение, а при

мощностях в сотни ватт – интенсивное жидкостное охлаждение. Поэтому распределение токов между катодами разрядной системы ионного источника имеет большое значение при выборе системы охлаждения электродов отражательного разряда с полым катодом. Приведенные выше результаты, касающиеся выделяемой мощности на электродах и распределению токов между катодами, были получены ранее для разрядных токов не более нескольких сотен миллиампер. Как было установлено в экспериментах, результаты которых приведены в этой статье, при разрядных токах амперного диапазона доля тока, приходящаяся на полый катод, в определенных экспериментальных условиях снижается до 55 % и появляется зависимость от величины разрядного тока. В настоящей работе представлены результаты экспериментов, по измерению величины тока в цепи полого катода, по влиянию на величину доли этого тока силы разрядного тока, давления рабочего газа (водорода) и магнитного поля. А также приводятся вольтамперные характеристики разрядной системы и эмиссионные характеристики протонного источника с модифицированной конструкцией полого катода. Эти результаты получены в рамках проекта по созданию компактного источника протонов с высокой интенсивностью ионного пучка.

Источник ионов водорода на основе отражательного разряда с полым катодом

Схема ионного источника приведена на рис. 1. Между двумя катодами 1 и 3, в одном из которых имеется протяженная полость малого диаметра, располагается цилиндрический полый анод 2. Подача рабочего газа (молекулярного водорода) осуществляется в катодную полость с помощью высокоточного игольчатого натекавателя. В этой системе при давлении порядка 10^{-2} Торр и приложенном напряжении между анодом и катодами вначале зажигается отражательный разряд, как в обычной Пеннинговского типа разрядной ячейке. По мере увеличения тока разряда происходит зажигание разряда в полой катоде (так называемый эффект полого катода [8]), за счет проникновения плазмы из отражательного разряда.

Чтобы обеспечить возбуждение эффекта полого катода геометрические размеры полости должны удовлетворять следующим критериям: радиус полости в катоде должен быть больше чем ширина катодного слоя, а отношение длины полого катода к диаметру должно быть не меньше 9 [13]. Катодное падение потенциала, сосредоточенное в пристеночном слое, препятствует проникновению плазмы в полый катод. С ростом тока отражательного разряда ширина катодного слоя уменьшается настолько, что становится меньше радиуса входной апертуры полого катода, происходит так называемый «разрыв ионной оболочки» и плазма проникает в полость.

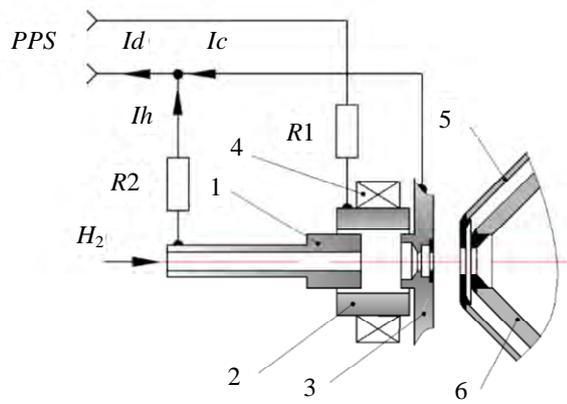


Рис. 1. Схема источника ионов водорода на основе отражательного разряда с полым катодом: 1 – полый катод; 2 – полый анод; 3 – отражательный катод; 4 – магнит; 5 – ускоряющий электрод; 6 – тормозящий (заземленный) электрод. R1 – балластный резистор источника питания, R2 – дополнительный резистор. I_h , I_c , I_d – токи полого и отражательного катодов, ток разряда. PPS – импульсный источник питания

Продольное магнитное поле в несколько сот гауссов, создаваемое постоянным магнитом 4, способствует удержанию электронов в радиальном направлении и повышению эффективности ионизации рабочего газа, за счет многократного пробега электронов между катодами. Катоды, составляющие часть магнитной цепи, существенно влияют на распределение магнитного поля внутри ячейки и поэтому выполнены из магнитомягкой стали.

Разрядная ячейка ионного источника работает в импульсном режиме, так как в этом случае в разряд можно вложить большую пиковую мощность, не вызывая теплового разрушения конструкции ячейки, и средняя мощ-

ность, потребляемая от источника питания, может быть небольшой. Это позволяет работать при относительно больших разрядных токах, значения которых можно изменять в широких пределах. Длительность импульса разрядного тока в экспериментах менялась в пределах от нескольких сот микросекунд до нескольких миллисекунд. При такой длительности импульса величина разрядного тока и параметры плазмы, которые определяют величину тока эмиссии приближаются к стационарным значениям. Следует отметить, что для разряда типа Пеннинга (как и для разряда с полым катодом) характерна сильная зависимость от состояния поверхности электродов – и особенно это влияние заметно в импульсном режиме. Так в первые 100÷150 мкс после зажигания разряда величина тока этого разряда спадает по экспоненте до установившегося значения, что связано с изменением давления внутри разрядной области в результате десорбции газа с поверхности электродов под действием бомбардировки заряженными частицами.

Через отверстие (диаметром 3 мм) в отражательном (эмиссионном) катоде 3 плазма проникает в область формирования эмиссионной границы. Эмиссионная область отражательного катода имеет достаточно сложную геометрию, которая обеспечивает устойчивое формирование ионного пучка в широком диапазоне ускоряющих напряжений и эмиссионных токов [13, 14]. Источник оборудован триодной ускоряюще-замедляющей электростатической системой извлечения и первичного формирования пучка. Триодная система формирования — простейшая схема сохранения компенсации объемного заряда ионного пучка. Ускоряющий электрод 5 расположен перед заземлённым электродом 6 (тормозящим электродом) и на него подается отрицательный потенциал. Это предотвращает декомпенсацию заряда ионного пучка в пространстве транспортировки, позволяет избежать попадания электронов, компенсирующих объемный заряд пучка, на эмиттерный электрод и разделяет регулировки энергии пучка и извлекающего напряжения, а кроме того уменьшает дефокусирующий эффект апертурной линзы в отверстии ускоряющего электрода.

Эксперименты проводились на стенде, вакуумный объем которого откачивался двумя форвакуумными и двумя турбомолекулярными насосами, с эквивалентной скоростью откачки 1500 л/с. Остаточное давление в вакуумном объеме стенда было порядка 5×10^{-6} Торр, а рабочее давление – в диапазоне $(1 \div 1,5) \times 10^{-4}$ Торр. Измерение давления выполнялось с помощью ионизационного вакуумметра на выходе из ионно-оптической системы источника.

Результаты экспериментов

Исследования зависимости тока полого катода и относительной величины этого тока от тока разряда были выполнены для двух

диаметров входной апертуры катодной полости (3,5 и 2 мм), трех значений индукции магнитного поля (0,066 Т, 0,077 Т, 0,11 Т) внутри диапазона рабочих давлений $(1 \div 1,5) \times 10^{-4}$ Торр в вакуумной камере, которое задавалось величиной потока напускаемого газа (молекулярного водорода). Рабочие условия (расход газа $6 \div 10$ см³/мин, ток разряда $0,5 \times 5$ А, магнитное поле $0,06 \div 0,11$ Т), как и геометрические параметры источника, были оптимизированы для получения пучка с плотностью тока в области эмиссионной границы $0,1 \div 1$ А/см² и содержанием протонов в пучке 60 % и выше [15, 16]. На рис. 2а приведены экспериментальные результаты для крайних значений рабочего диапазона давлений, магнитном поле 0,066 Т и диаметре отверстия в полом катоде 3,5 мм.

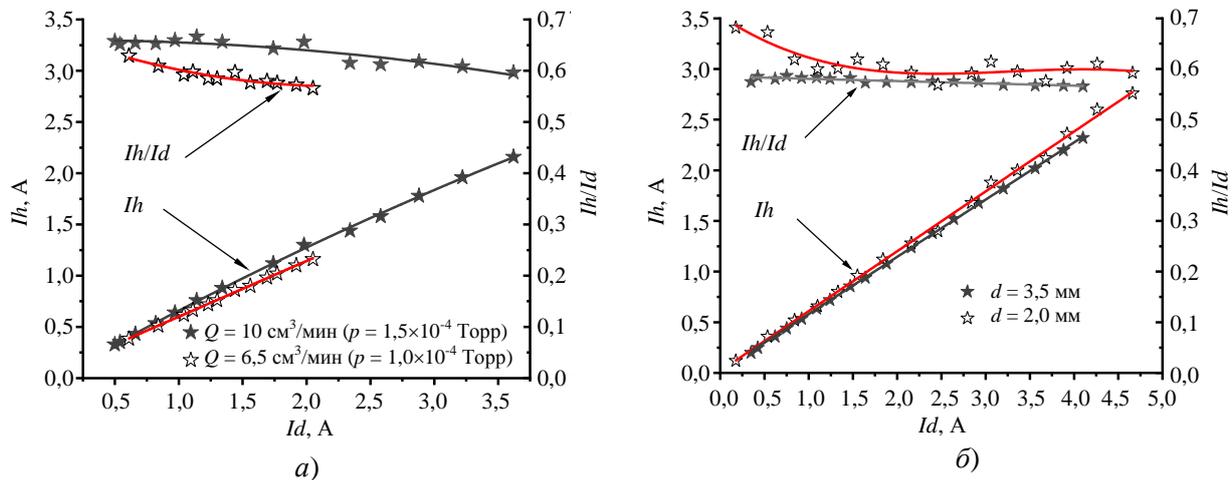


Рис. 2. Зависимости абсолютного значения тока катодной полости I_h и доли катодного тока I_h/I_d , приходящейся на полый катод, от разрядного тока I_d . Условия эксперимента: для рисунка (а) – магнитное поле 0,066 Т, диаметр апертуры 3,5 мм; для рисунка (б) – магнитное поле 0,11 Т, расход газа $Q = 10$ см³/мин ($p = 1,5 \times 10^{-4}$ Торр)

Как видно из приведенных зависимостей доля катодного тока разряда, приходящаяся на полый катод, значительно меньше приведенной в статье [10] для газа аргона и составляет величину 55÷65 %. При этом имеется слабая, но зависимость от величины разрядного тока (рис. 2а). Такая зависимость, по-видимому, обусловлена расширением столба плазмы внутри полого анода, вследствие изменения условий радиального движения зарядов между апертурой полости и отражательным катодом [10, 13]. В результате заметный вклад в катодный ток начинают оказывать периферийные торцевые области катодов. Увеличение маг-

нитного поля ограничивает радиальное движение электронов и в результате этого зависимость доли тока в цепи полого катода от разрядного тока значительно слабее (рис. 2б). Также с ростом магнитного поля существенно увеличивается напряжение горения разряда [16], большая часть приращения которого приходится на прианодный слой, для того чтобы компенсировать снижение радиальной подвижности электронов.

Максимальное значение разрядного тока (около 2 А) при малых расходах газа было ограничено обрывами тока разряда. Как и большинство разрядов в скрещенных электри-

ческом и магнитном полях отражательный разряд типа Пеннинга отличается высокой газовой эффективностью, когда практически весь газ, поступающий в разрядную область, «выгорает» [17] и его становится недостаточно для стабильного функционирования разряда при дальнейшем увеличении тока.

Так как разрядная система источника находится под высоким потенциалом, равным ускоряющему (в наших экспериментах ~ 40 кВ), то возникают определенные трудности с отводом мощности, выделяемой на электродах и поэтому важно чтобы потребляемая разрядом мощность, была наименьшей, насколько это возможно. Работа при относительно невысоких значениях потребляемой мощности снижает требования к системе охлаждения и конструкционным материалам. Уменьшить мощность без снижения эмиссионного тока можно за счет, например, снижения напряжения горения разряда.

В экспериментах снижение напряжения горения достигнуто в результате установки в торцевой части полого катода вставки из гексаборида лантана с центральным отверстием около 2 мм (рис. 3а). Вольтамперные характеристики отражательного разряда для двух геометрий полого катода приведены на рис. 3б. Видно, что напряжение горения в случае с вставкой из гексаборида лантана снизилось в исследуемом диапазоне разрядных токов более чем на 100 вольт. В середине рабочего диапазона токов разряда (около 2 А) выделяемая в разрядной системе мощность снизилась почти на 30 %. Что касается зависимости доли тока, приходящейся на полый катод, от величины разрядного тока, то при относительно малых разрядных токах (до ~ 1 А), ее значение снижается с ростом тока разряда с 70 % до 60 %, а затем стабилизируется на уровне 60 % и практически не зависит от тока разряда (рис. 2б).

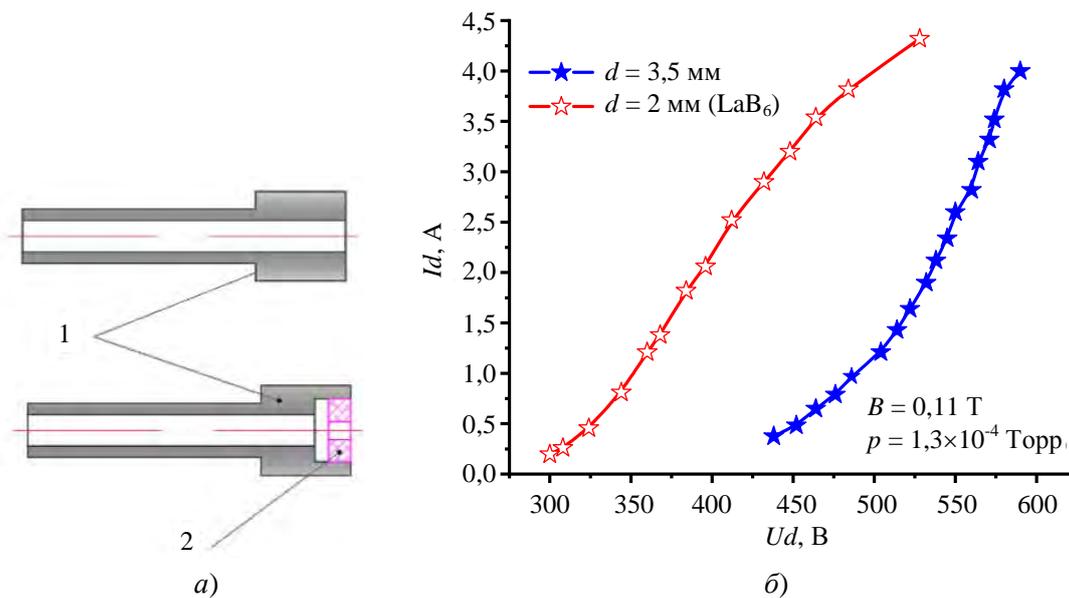


Рис. 3. Конструкции полого катода и вольтамперные характеристики разрядной ячейки ионного источника для двух геометрий катода [16]. 1 – полый катод, 2 – вставка, U_d – напряжение на разрядном промежутке (для $R_2 = 0$)

Появление участка с сильной зависимостью доли тока в цепи полого катода от тока разряда является результатом проявления еще одного возможного механизма, ответственного за снижение доли тока полого катода. В основе этого механизма потери первичных электронов, покидающих внутреннюю область полого катода через выходную апертуру.

При малых разрядных токах (до нескольких сотен миллиампер), когда ширина катодного слоя сравнима с радиусом входного отверстия катодной полости, на границе полости образуется электростатическая «пробка», которая препятствует вылету из полости быстрого (первичного) электрона, имеющего вектор скорости вне некоторого определённого угла

(конуса потерь) [18]. С ростом разрядного тока ширина катодного слоя уменьшается, что приводит к соответствующему уменьшению этой «пробки» и увеличению конуса потерь. В результате увеличивается вероятность вылета электронов из полости, растут потери быстрых электронов, что снижает наработку ионов и уменьшает плотность ионного тока на катоде, особенно вблизи выходного отверстия катодной полости. Потери первичных быстрых электронов достигают максимума, когда ширина слоя катодного падения потенциала становится много меньше размера отверстия в полости. При дальнейшем увеличении разрядного тока основной процесс, влияющий на перераспределение токов между катодами, связан с изменением радиального распределения заряженных частиц в плазме отражательного разряда (как это описано выше).

В ходе экспериментальных исследований по оптимизации рабочих режимов разрядной ячейки было также установлено, что включение

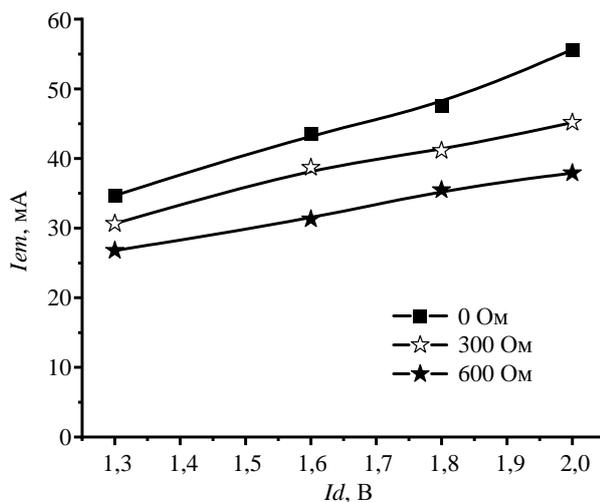


Рис. 4. Эмиссионные характеристики для разных значений величины сопротивления в цепи полого катода. Условия эксперимента: $p = 10^{-4}$ Торр, Напряжение на ускоряющем зазоре – 45 кВ

На приведённом графике (рис. 5) видно, что доля тока, приходящаяся на полый катод (I_h/I_d), остается приблизительно все той же (как на рис. 2) и плавно снижается с 65 % до 58 %.

Заключение

Полученные экспериментальные результаты показали, что в электродной системе им-

ние дополнительного резистора в цепь полого катода, что должно было, по мнению авторов статьи [19], привести к увеличению эмиссионного тока, дало обратный эффект – ток эмиссии ионов с ростом величины этого сопротивления снижался и очень существенно (рис. 4). Возможной причиной этого является повышение напряжения между анодом и отражательным (эмиссионным) катодом U_{a_oc} (рис. 5), приводящее к расширению катодного слоя пространственного заряда. В условиях нашего эксперимента отбор ионов в основном осуществляется с открытой границы плазмы и частично из области катодного падения потенциала. Поскольку протяженность катодного слоя ограничивает размер открытой поверхности плазмы в эмиссионном отверстии, то расширение этого слоя приводит к уменьшению площади открытой эмиссионной поверхности и снижению ионного тока. При этом снижение тока эмиссии ионов не компенсируется ростом концентрации плазмы в приосевой области.

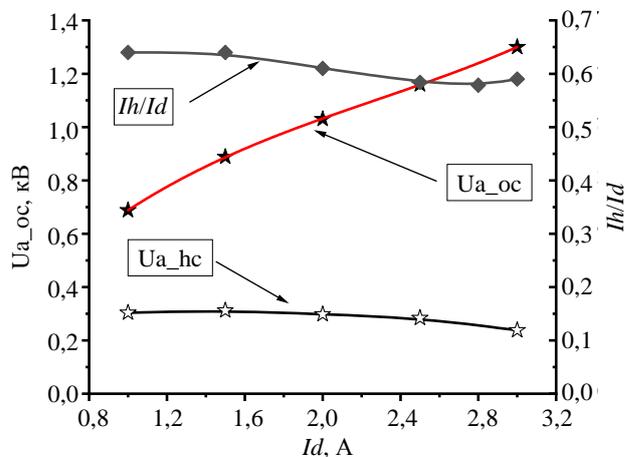


Рис. 5. Зависимость напряжений между электродами и доли тока в полой катоде от разрядного тока. U_{a_oc} – напряжение анод-отражательный катод, U_{a_hc} – напряжение анод-полый катод. $R_2 = 600$ Ом

пульсного источника протонов на основе отражательного разряда с полым катодом, в амперном диапазоне токов отражательного разряда, доля разрядного тока в цепи полого катода снижается до 55÷60 % от тока разряда, при соответствующем повышении доли тока на отражательный катод, что приводит к увеличению выделяемой на этом электроде мощности. Поскольку площадь отражательного катода значительно меньше, чем площадь по-

верхности полого катода, то самым теплонагруженным элементом разрядной системы ионного источника является отражательный катод и особенно те конструктивные элементы, что прилегают к эмиссионному отверстию. Возможной причиной такого перераспределения токов между катодами и снижения эффективности полого катода при больших токах являются потери быстрых электронов через апертуру катодной полости. Дальнейшее совершенствование разрядной ячейки источника ионов должно заключаться в оптимизации геометрии полого катода, с целью снижения потерь первичных электронов, увеличения доли тока в цепи этого катода и уменьшения, таким образом тепловой нагрузки на отражательный катод.

Использование в полой катоде материала с малой работой выхода (гексаборида лантана) позволило существенно снизить выделяемую в разрядной системе ионного источника мощность.

Результаты проведенных исследований имеют важное значение для создания компактного источника протонов с высокой интенсивностью ионного пучка.

*Исследования поддержаны грантом Российского
научного фонда № 24-29-00271.*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Penning F. M. / *Physica*. 1937. Vol. 4. № 2. P. 71–75.
2. Valkovic V. 14 MeV Neutrons. *Physics and Applications*. – London, New York: CRC Press Taylor & Francis Group, Boca Raton, 2016.
3. Muramatsu M., Kitagawa A. / *Rev. Sci. Instrum.* 2012. Vol. 83. № 2. P. 02B909.
4. Xu S. W., Chen G., Xu M. M., Karamyshev O., Karamyshev G., Shirkov G., Calabretta L. / *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1350. P. 012065 (1–5).
5. Leung K. N., DeVries G. J., Ehlers K. W., Jackson L. T., Stearns J. W., Williams M. D., McHarg M. G., Ball D. P., Lewis W. T., Allison P. W. / *Rev. Sci. Instrum.* 1987. Vol. 58. № 10. P. 235–239.
6. Schitov N., Kanshin I., Mamedov N. / *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*. 2015. Vol. 16. № 4. P. 1–11.
7. Mamedov N. V., Maslennikov S. P., Solodovnikov A. A., Yurkov D. I. / *Plasma Physics Reports*. 2020. Vol. 46. № 2. P. 217–229.
8. Fathi M., Ebrahimibasabi E., Sadati S. M., Amin N. F. / *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. 2024. Vol. 44. № 6. P. 1823–1837.
9. Sy A., Persaud Q. Ji. A., Waldmann O., Schenkel T. / *Rev. Sci. Instrum.* 2012. Vol. 83. № 2. P. 02B309.
10. *Источники электронов с плазменным эмиттером* / под ред. Крейнделю Ю. Е. – Новосибирск: Наука, 1983.
11. Крейнделю Ю. Е. Плазменные источники электронов. – М.: Атомиздат, 1978.
12. Корнилов С. Ю., Осипов И. В., Ремне Н. Г. / Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2011. Т. 23. № 1. С. 77–82.
13. Семенов А. П. Пучки распыляющих ионов: получение и применение. – Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 1999.
14. Ковальский Г. А., Каретников Д. В., Меньшиков М. И., Плешивцев Н. В., Шембель Б. К. / *Атомная энергия*. 1980. Т. 49. № 5. С. 296–298.
15. Bugaev A. S., Gushenets V. I., Oks E. M. / *Journal of Communications Technology and Electronics*. 2024. Vol. 69. № 4–6. P. 168–172.
16. Gushenets V. I., Bugaev A. S., Oks E. M. / *Rev. Sci. Instrum.* 2024. Vol. 95. № 7. P. 073301.
17. Кервалишвили Н. А., Жаринов А. В. / *Журнал технической физики*. 1965. Т. 35. № 12. С. 2194–2199.
18. Гречаный В. Г., Метель А. С. / *Журнал технической физики*. 1982. Т. 52. № 3. С. 442–445.
19. Oks E., Shandrikov M., Salvadore C., Brown I. / *Rev. of Sci. Instrum.* 2014. Vol. 85. № 8. P. 083502.

PACS: 07.77.Ka

Characteristics of a proton source based on a high-current pulsed reflex discharge with a hollow cathode

V. I. Gushenets*, A. S. Bugaev, E. M. Oks, V. P. Frolova and U. V. Khomutova

Institute of High Current Electronics, SB RAS, Tomsk, 634055 Russia

*E-mail: gvi@opee.hcei.tsc.ru

Received 25.04.2025; revised 19.05.2025; accepted 2.06.2025

The article presents the results of experimental studies of the current distribution between the cathodes in a high-current reflex discharge with a hollow cathode of a pulsed proton

source. A reflex discharge with a hollow cathode is a discharge with oscillating electrons in a magnetic field (Penning-type discharge), in the discharge system of which one of the two cathodes has an elongated cylindrical cavity. The effect of the discharge current, pressure and magnetic field on the current distribution between the cathodes is studied. It was found that in the high-current discharge mode (up to 5 A), the share of the current coming on the hollow cathode about 60 % on average. The volt-ampere characteristics of the discharge and the emission characteristics of the ion source with a modified hollow cathode design are presented. The research results are great importance for design a compact proton source with a high beam intensity.

Keywords: ion source; proton source; hollow cathode; reflex discharge; Penning-type discharge.

REFERENCES

1. Penning F. M., *Physica* **4** (2), 71–75 (1937).
2. Valkovic V., 14 MeV Neutrons. Physics and Applications, London, New York, CRC Press Taylor & Francis Group, Boca Raton, 2016.
3. Muramatsu M. and Kitagawa A., *Rev. Sci. Instrum.* **83** (2), 02B909 (2012).
4. Xu S. W., Chen G., Xu M. M., Karamyshev O., Karamyshev G., Shirkov G. and Calabretta L., *Journal of Physics: Conference Series*. **1350**, 012065 (2019).
5. Leung K. N., DeVries G. J., Ehlers K. W., Jackson L. T., Stearns J. W., Williams M. D., McHarg M. G., Ball D. P., Lewis W. T. and Allison P. W., *Rev. Sci. Instrum.* **58** (10), 235–239 (1987).
6. Schitov N., Kanshin I. and Mamedov N., *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics* **16** (4), 1–11 (2015).
7. Mamedov N. V., Maslennikov S. P., Solodovnikov A. A. and Yurkov D. I., *Plasma Physics Reports* **46** (2), 217–229 (2020).
8. Fathi M., Ebrahimibasabi E., Sadati S. M. and Amin N. F., *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **44** (6), 1823–1837 (2024).
9. Sy A., Persaud Q. Ji A., Waldmann O. and Schenkel T., *Rev. Sci. Instrum.* **83** (2), 02B309 (2012).
10. Plasma emitter electron sources / ed. Krindel' Ju. E. Novosibirsk, Nauka, 1983 [in Russian].
11. Kreindel' Ju. E., Plasma electron sources. Moscow, Atomizdat, 1978 [in Russian].
12. Kornilov S. Ju., Osipov I. V. and Rempe N. G., *Proceedings of TUSUR University* **23** (1), 77–82 (2011).
13. Semenov A. P., Sputtering ion beams: production and application, Ulan-Ude, BSC SD RAS, 1999 [in Russian].
14. Kovalsky G. A., Karetnikov D. V., Menshikov M. I., Pleshivtsev N. V. and Shembel B. K., *Atomnaja Energija* **49** (5), 296–299 (1980) [in Russian].
15. Bugaev A. S., Gushenets V. I. and Oks E. M., *Journal of Communications Technology and Electronics* **69** (4–6), 168–172 (2024).
16. Gushenets V. I., Bugaev A. S. and Oks E. M., *Rev. Sci. Instrum.* **95** (7), 073301 (2024).
17. Kervalishvili N. A. and Zharinov A. V., *Zhurnal Tekhnicheskoi Phisiki* **35** (12), 2194–2199 (1965) [in Russian].
18. Grechanyi V. G. and Metel A. S., *Zhurnal Tekhnicheskoi Phisiki* **52** (3), 442–445 (1982) [in Russian].
19. Oks E., Shandrikov M., Salvadore C. and Brown I., *Rev. of Sci. Instrum.* **85** (8), 083502 (2014).

Об авторах

Гушенец Василий Иванович, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., Институт сильноточной электроники СО РАН (634055, Россия, г. Томск, пр. Академический, 2/3). E-mail: gvi@opee.hcei.tsc.ru SPIN-код РИНЦ 7057-4179, Author ID 36339

Бугаев Алексей Сергеевич, научный сотрудник, к.ф.-м.н., Институт сильноточной электроники СО РАН (634055, Россия, г. Томск, пр. Академический, 2/3). E-mail: bugaev@opee.hcei.tsc.ru Author ID 36338

Окс Ефим Михайлович, заведующий лабораторией, д.т.н., Институт сильноточной электроники СО РАН (634055, Россия, г. Томск, пр. Академический, 2/3). E-mail: oks@opee.hcei.tsc.ru SPIN-код РИНЦ 6422-5057, Author ID 18767

Фролова Валерия Петровна, научный сотрудник, к.ф.-м.н., Институт сильноточной электроники СО РАН (634055, Россия, г. Томск, пр. Академический, 2/3). E-mail: frolova_valeria_90@mail.ru SPIN-код РИНЦ 4855-4686, Author ID 838120

Хомутова Ульяна Викторовна, аспирант, Институт сильноточной электроники СО РАН (634055, Россия, г. Томск, пр. Академический, 2/3). E-mail: ugoroshkinou@gmail.com

Оптические, структурные и фотоэлектрические свойства плёнок Mg_2Si , сформированных на кремнии

© А. В. Поляков^{1,*}, Д. В. Фомин¹, И. О. Шолыгин¹, Н. Г. Галкин², К. Н. Галкин²,
И. М. Чернев²

¹ Амурский государственный университет, Амурская обл., г. Благовещенск, 675027 Россия

* E-mail: polyakov_a_1999@mail.ru

² Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток, 690041 Россия

Статья поступила в редакцию 28.02.2025; после доработки 24.04.2025; принята к публикации 2.06.2025

Шифр научной специальности: 1.3.8

Исследованы морфологические, структурные, оптические и фотоэлектрические свойства плёнок Mg_2Si с толщинами 496 нм и 682 нм на кремнии Si (111). Наличие в колебательных спектрах пропускания минимума при волновом числе фотонов 270 см^{-1} показало, что обе плёнки содержат зерна с составом Mg_2Si . Установлено, что для обеих плёнок Mg_2Si характерен островковый рост Вольмера-Вебера. При меньшей толщине плёнки наблюдается неполностью сросшиеся ограниченные зерна площадью от 0,12 до 0,48 мкм², а при большей толщине – сплошная плёнка с некоторой плотностью провалов и состоящая из мелких коагулировавшихся зерен с площадью от 0,02 до 0,06 мкм². Из данных рентгеновской дифракции установлено, что обе плёнки являются поликристаллическими с параметрами кристаллической решетки: 6,3392–6,3536 Å для плёнки с меньшей толщиной образца и 6,3440–6,3498 Å – для плёнки с большей толщиной. Анализ ВАХ в резисторной приборной структуре на основе плёнок Mg_2Si показал, что в диапазоне напряжений от -5 В до +5 В они являются близкими к линейным и симметричным. При этом с увеличением смещения обеих полярностей от 0 В до 1,5–2,0 В сопротивление пленок экспоненциально уменьшается, а затем уменьшается почти линейно, выходит на насыщение. Анализ фотоотклика плёнок Mg_2Si с алюминиевыми контактными площадками в диапазоне длин волн 420–1200 нм показал, что вид спектра и амплитуда зависят от смещения на освещаемом контакте. Для обеих плёнок при отрицательном смещении спектры имеют колоколообразную форму с максимумами при 860 нм (тонкая пленка) и 750 нм (толстая пленка) и различной величиной фотоотклика, который максимален для сплошной пленки. При положительном смещении на освещаемом контакте спектр фотоотклика снижается в 3–4 раза. Такое поведение связано с неоднородностью генерации электрон-дырочных пар в плёнках в сплошных и несплошных (межзёрные барьеры) и разницей в их разделении электрическим полем гетероперехода Mg_2Si/Si при двух типах смещения с последующей их экстракцией в плёнку Mg_2Si . В целом можно сделать вывод, что плёнки Mg_2Si ведут себя как полупроводниковые фоторезисторы.

Ключевые слова: тонкие плёнки; силицид магния; структурные; оптические и фотоэлектрические свойства.

Введение

В настоящее время применение оптических датчиков широко распространено в различных отраслях промышленности. В электроэнергетике, например, они востребованы в оптронных модулях релейной защиты. Использование оптронов в этих модулях обеспечивает гальваническую развязку функциональных узлов, гарантируя надёжность их работы. В нефтегазовой промышленности оптодатчики применяются для контроля температуры и перепадов давления при реализации производственных процессов. Для изготовления таких датчиков используются, как правило, полупроводниковые материалы, в частности кремний [1–5], арсенид галлия [1; 5–7], дисилицид бария [1; 8–10]. К одним из перспективных из них относится силицид магния [11–20]. Это связано с тем, что данный полупроводник является узкозонным (ширина запрещённой зоны менее 1 эВ), в отличие от Si (1,12 эВ) [1–5], GaAs (1,43 эВ) [1; 4; 5] и BaSi_2 (1,30 эВ) [9; 10]. Для Mg_2Si в объёмном состоянии значение данного параметра составляет 0,77 эВ [11; 12]. Чтобы увеличить быстродействие и уменьшить энергопотребление оптических датчиков на основе силицида магния, предлагается их изготавливать по планарной технологии [20]. В то же время плёнки Mg_2Si обладают малым значением ширины запрещённой зоны (по отношению к объёмному силициду магния). Так, ширина запрещённой зоны силицида магния в плёночном виде составляет 0,74 эВ [1; 19]. Основной интерес у исследователей вызывают плёнки Mg_2Si , для которых характерна гранецентрированная кубическая (ГЦК) решётка [5, 19, 21, 22]. Величина периода ГЦК решётки Mg_2Si составляет от 6,338 Å до 6,390 Å [5; 22]. При производстве оптических датчиков, изготавливаемых по планарной технологии, нужно учитывать их морфологию поверхности. Ведь с ростом степени равномерности распределения атомов по поверхности плёнок уменьшается их сопротивление. Это приводит к увеличению электропроводности и фотоотклика плёночных приборных структур [11, 13, 23, 24].

В работе представлены сформированные плёнки Mg_2Si толщинами 496 и 682 нм. Их рост проводился методом реактивной эпитаксии поочерёдным осаждением Mg и Si в

количестве 3-х слоёв каждого из них. Температура прогрева подложек составляла 250 °С. Скорости осаждения магния и кремния – 9,4 и 1,1 нм/мин соответственно. Соотношение толщин слоёв Mg и Si было разным: 2,5:1 (образец 1) и 3:1 (образец 2). В качестве подложек использовался КЭФ Si (111): кремний электронной проводимости, легированный фосфором. Их удельное сопротивление составляло от 2 до 15 Ом·см. Чистота Mg – 99,999 %. До ростовых экспериментов выполняли процедуру очистки вышеречисленных материалов по известной методике [25]. Формирование плёнок Mg_2Si проводилось *in-situ* в лаборатории физики поверхности научно-образовательного центра им. К. Э. Циолковского АмГУ в камере Varian с базовым давлением 10^{-7} Па. Контроль за их ростом осуществлялся методом спектроскопии характеристических потерь энергии электронами (СХПЭЭ) с использованием двухпролётного энергоанализатора типа «цилиндрическое зеркало» РНИ-model 255g с относительным разрешением от 0,15 % до 0,50 %, встроенного в сверхвысоковакуумную камеру Varian.

Все дальнейшие исследования проводились *ex-situ* в лаборатории оптики и электрофизики ИАПУ ДВО РАН. Толщина плёнок была определена методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с использованием прибора Hitachi S-3400N с разрешением 4 нм в режиме детектирования обратнорассеянных электронов. Исследование оптических свойств сформированных плёнок проводилось методом ИК-Фурье спектроскопии с помощью спектрофотометра Bruker VERTEX 80v в диапазоне от 200 до 650 cm^{-1} . Структурные их свойства были исследованы методом рентгеновской дифракции с применением дифрактометра D8 ADVANCE (Bruker) при длине волны $\lambda = 1,54$ Å. Исследование морфологии поверхности плёнок Mg_2Si выполнялось методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на приборе Solver P47 с раз с разрешающей способностью в плоскости XY – 2 нм, по оси Z – 0,1 нм. Для исследований фотоэлектрических свойств плёнок на их поверхность было осуществлено осаждение двух алюминиевых контактов (Al), толщиной ≈ 90 нм каждый, методом электронно-лучевого испарения [18]. Исследование зависимости фотоотклика плёнок Mg_2Si от напряжения смещения и длины

волны проводилось с помощью следующего оборудования: установка на базе монохроматора MS3504i (Solar Tii), источник света – вольфрамовая лампа накаливания.

Результат контроля за формированием плёнок Mg_2Si

На рисунке 1 приведены спектры ХПЭЭ, полученные в результате исследования плёнок после формирования каждого их слоя.

Анализ спектров ХПЭЭ (рис. 1) показал, что на графиках, полученных при исследовании буферного слоя Si (нижний график), 2, 4 и 6 промежуточных слоёв Si, наблюдается максимумы малой и большой интенсивности при энергетических потерях, равных 11 эВ (образец 1) и 17,5 эВ (образец 1 и 2). Это, со-

гласно данным работ [18, 26], свидетельствует о возбуждении поверхностного и объёмного плазмона чистого кремния.

Проанализировав спектры ХПЭЭ (рис. 1), полученные в результате исследования 1, 3 и 5 слоёв Mg, заметно наличие на них пиков при 9,7 эВ (образец 1 и 2), а также максимумов слабой интенсивности при 13,6 и 27,2 эВ (образец 2). По источникам [18, 26], эти величины потерь энергии электронами связаны с возбуждением поверхностного плазмона (9,7 эВ), однократным и двухкратным возбуждением объёмного плазмона силицида магния (13,6 и 27,2 эВ). Присутствие пиков объёмных плазмонов на спектрах, соответствующих всем слоям магния (рис. 1б – образец 2), очевидно, обусловлено тем, что второй образец, по сравнению с первым, содержит более толстую плёнку.

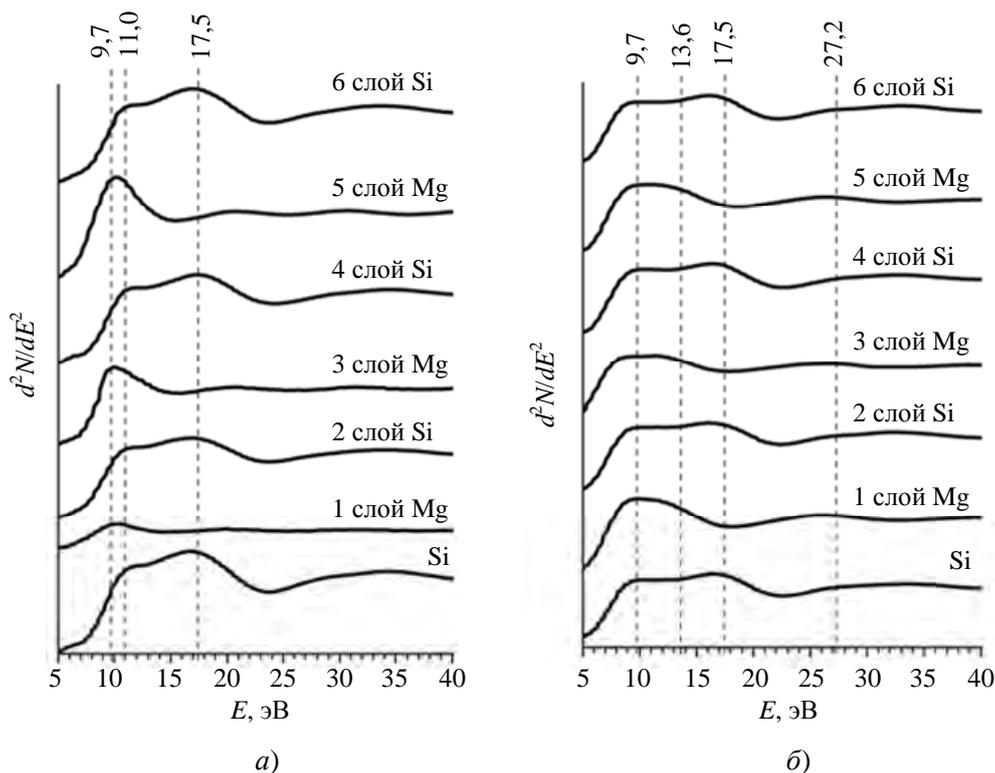


Рис. 1. Спектры ХПЭЭ: а) – образец 1; б) – образец 2

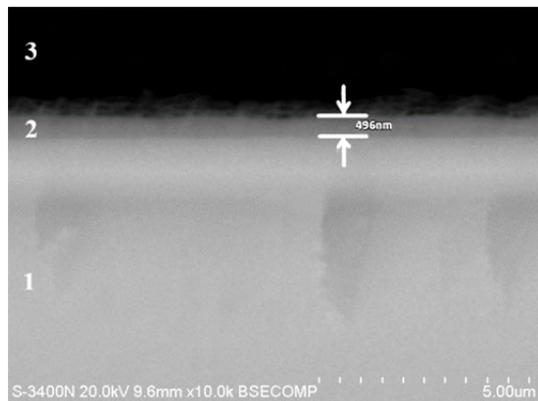
Определение толщины плёнок Mg_2Si

Для определения толщины сформированных плёнок Mg_2Si были получены поперечные сколы образцов. На их СЭМ-изображениях (рис. 2) видны границы раздела сред: подложка Si (111) / плёнка Mg_2Si / вакуум. На рисун-

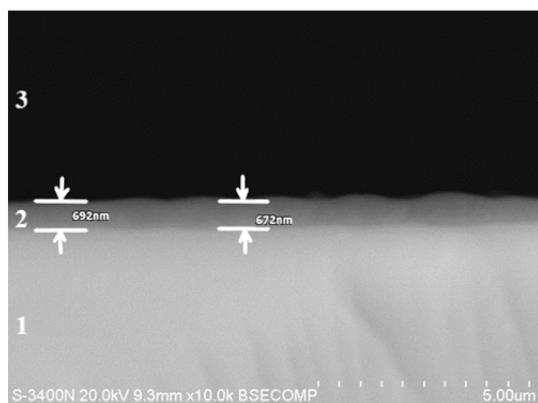
ке перечисленные среды обозначены следующим образом: 1 – подложка Si (111); 2 – плёнка Mg_2Si ; 3 – вакуум.

Оценка толщины плёнок по СЭМ-изображениям проводилась аналогично методике, описанной в работе [2]. В результате, определено, что толщина плёнки образца 1 составля-

ет 496 нм. Чтобы определить толщину плёнки второго образца, потребовалось усреднить минимальное и максимальное значения этого параметра (672 и 692 нм соответственно). По результатам усреднения установлено, что плёнка образца 2 имеет толщину, равную 682 нм.



а)



б)

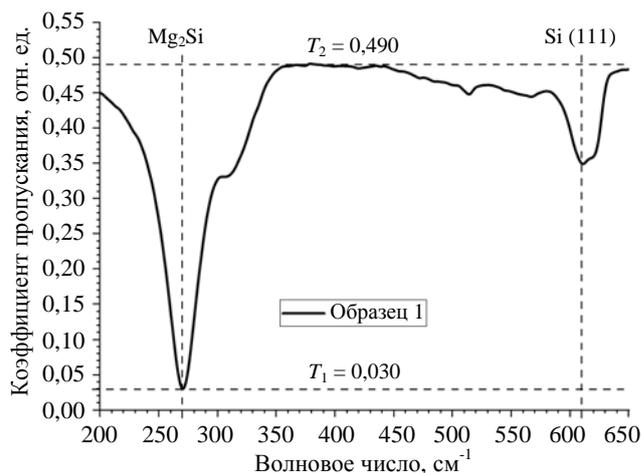
Рис. 2. СЭМ-изображения скола образцов: а) – первого; б) – второго

Оптические свойства плёнок Mg_2Si

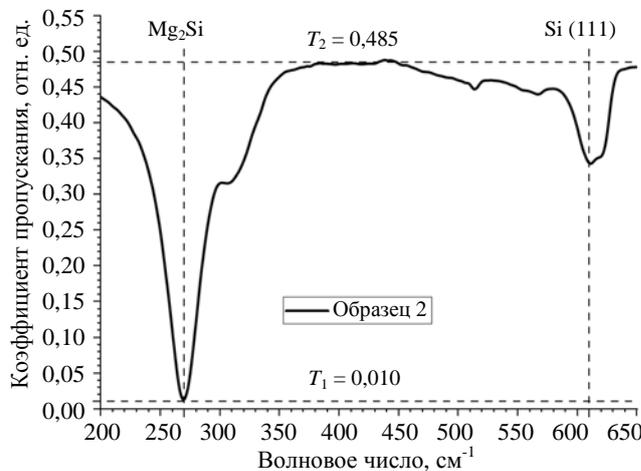
ИК-колебательные спектры пропускания, полученные в результате исследования этих плёнок, представлены на рисунке 3.

Проанализировав графики зависимости коэффициента пропускания от волнового числа фотонов, видно, что на обоих спектрах наблюдается полоса поглощения в диапазоне значений волновых чисел фотонов от 200 до 370 cm^{-1} с минимумом при 270 cm^{-1} . Её наличие, согласно статьям [27, 28], указывает на содержание силицида магния стехиометри-

ческого состава (Mg_2Si) в обеих плёнках. Присутствие пика при 270 cm^{-1} , по данным [27, 28], объясняется поглощением в плёнке силицида магния вследствие возбуждения поперечного оптического фонона. Также на обоих графиках наблюдается вспомогательная линия, указывающая на минимум коэффициента пропускания при 610 cm^{-1} , что, согласно [27, 28] свидетельствует о наличии кремния (подложки Si (111)) в составе образцов.



а)



б)

Рис. 3. ИК-колебательные спектры пропускания плёнок: а) – образец 1; б) – образец 2

По ИК-колебательным спектрам (рис. 3) были определены минимальный (T_1) и максимальный (T_2) коэффициенты пропускания сформированных плёнок Mg_2Si . Результаты анализа этих оптических свойств плёнок приведены в таблице 1.

Таблица 1

Результаты анализа оптических свойств сформированных плёнок Mg₂Si

Образец	Минимальный коэффициент пропускания T ₁ , отн. ед.	Максимальный коэффициент пропускания T ₂ , отн. ед.	ln (T ₂ /T ₁)	Толщина плёнки h, нм
По данным из [27]	0,0056	0,5100	4,51	800
1	0,0300	0,4900	2,79	496
2	0,0100	0,4850	3,88	682

Анализ таблицы 1 показал, что значения максимального (T₂) коэффициента пропускания обеих плёнок согласуются с данными источника [27]. Величины минимального (T₁) коэффициента пропускания как для образца 1, так и для образца 2, отличаются друг от друга и от результатов, представленных в [27]. Это связано с разницей толщин плёнок. Согласно закону Бугера-Ламберта-Бера, толщина (h) плёнок с коэффициентом поглощения (α) линейно зависит от натурального логарифма отношения максимального и минимального коэффициента их пропускания:

$$h = \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right). \quad (1)$$

По результатам анализа данных, отражающих зависимость h от ln (T₂/T₁), установлено, что она линейная. Исходя из этого, значения всех параметров, приведённые в таблице 1, коррелируют между собой.

Структурные свойства плёнок Mg₂Si

Рентгенограммы, полученные при исследовании образцов, приведены на рисунке 4.

Проанализировав рентгеновские спектры (рис. 4), видно, что на обоих графиках наблюдаются наиболее интенсивные максимумы при 2θ = 28,53° и 59,03°. Эти пики, согласно данным источников [13, 29, 30], принадлежат кремнию, ориентированному в разных кристаллографических плоскостях: Si (111) и Si (222).

Помимо пиков, принадлежащих кремнию, на рентгеновских спектрах наблюдается набор пиков при 2θ ≈ 24,3°; 40,1°; 47,4° и 58,1°, согласно данным работ [13, 29, 30], подтверждающих силицидообразование Mg₂Si в обеих сформированных плёнках.

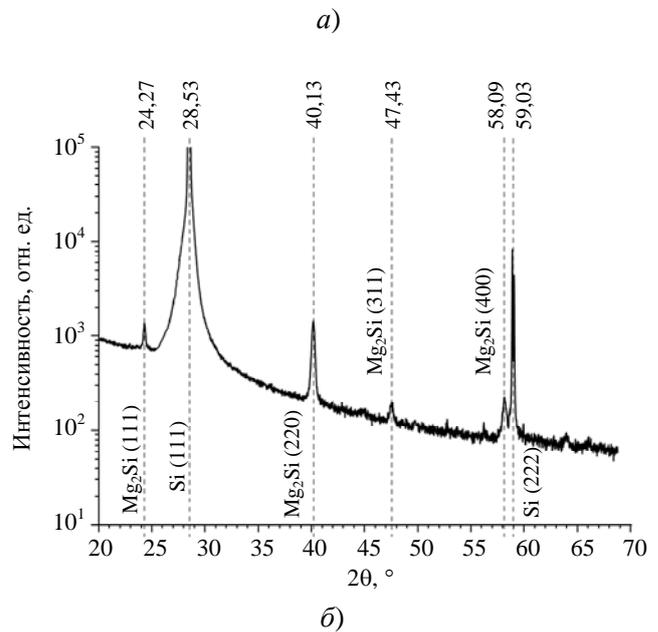
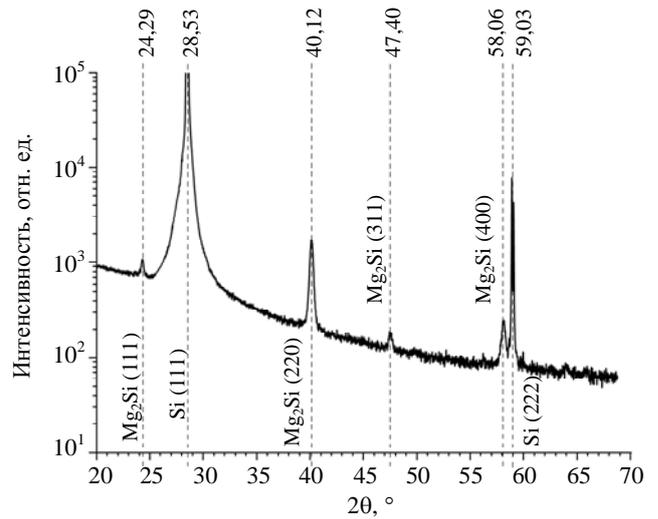


Рис. 4. Рентгеновский спектр: образец 1 (а), образец 2 (б)

Для силицида магния характерна ГЦК решётка [5, 19, 21, 22], поэтому расчёт межплоскостных расстояний (d_{hkl}), периода решётки (a) проводился по формулам (2) и (3) соответственно:

$$d_{hkl} = \frac{n \cdot \lambda}{2 \cdot \sin \theta}, \quad (2)$$

$$a = d_{hkl} \cdot \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}, \quad (3)$$

где n – порядок дифракции; θ – угол скольжения; λ – длина волны рентгеновского излучения; a – период кристаллической решётки; h, k, l – индексы Миллера [31–34].

Результаты анализа структурных свойств сформированных плёнок Mg_2Si : расчёты межплоскостных расстояний и периода кристаллической решётки, приведены в таблице 2.

Анализ таблицы 2 показал, что рассчитанные значения параметра решётки обеих плёнок Mg_2Si согласуются с данными [29].

Таблица 2

Результаты анализа структурных свойств сформированных плёнок Mg_2Si

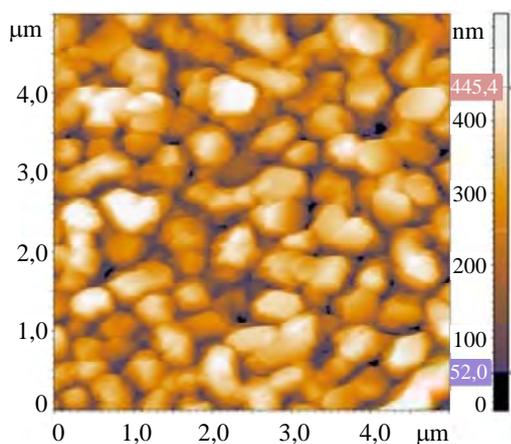
Образец	Толщина плёнки, нм	$2\theta, ^\circ$	Фаза Mg_2Si (hkl)			$d, \text{Å}$	$a, \text{Å}$	Полученный диапазон значений $a, \text{Å}$
			h	k	l			
По данным из [29]	800	24,29	1	1	1	3,6599	6,3392	от 6,3388 до 6,3548
		40,15	2	2	0	2,2433	6,3449	
		47,39	3	1	1	1,9161	6,3548	
		49,77	2	2	2	1,8299	6,3388	
		58,04	4	0	0	1,5873	6,3490	
1	496	24,29	1	1	1	3,6599	6,3392	от 6,3392 до 6,3536
		40,12	2	2	0	2,2449	6,3495	
		47,40	3	1	1	1,9157	6,3536	
		58,06	4	0	0	1,5868	6,3470	
2	682	24,27	1	1	1	3,6629	6,3443	от 6,3440 до 6,3498
		40,13	2	2	0	2,2443	6,3479	
		47,43	3	1	1	1,9145	6,3498	
		58,09	4	0	0	1,5860	6,3440	

Исследование морфологии поверхности плёнок Mg_2Si

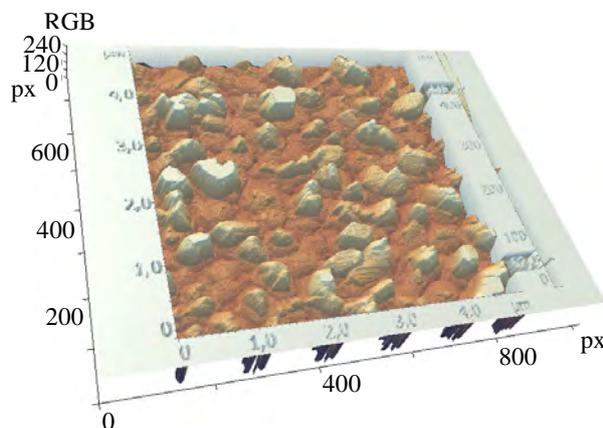
АСМ-изображения образца 1 представлены на рисунке 5.

Анализ АСМ изображений (рис. 5) показал, что формированию плёнки первого образца

свойственен островковый механизм роста Вольмера-Вебера. При этом все островки являются крупными. Латеральные их размеры находятся в следующих диапазонах: длина – от 0,4 до 0,8 мкм, ширина – от 0,3 до 0,6 мкм. Согласно представленным АСМ-изображениям, площадь островков составляет от 0,12 до 0,48 мкм².



а)



б)

Рис. 5. АСМ-изображения плёнки Mg_2Si для первого образца: а) – 2D; б) – 3D

Визуализация изображений, полученных при исследовании первого образца методом АСМ (рис. 5), показала, что полное срастание этих островков не произошло, они расположены на расстоянии от 0,2 до 0,5 мкм друг от

друга в плоскости XY. Морфология поверхности плёнки первого образца характеризуется перепадами высот: от 100 и 200 нм.

АСМ-изображения образца 2 представлены на рисунке 6.

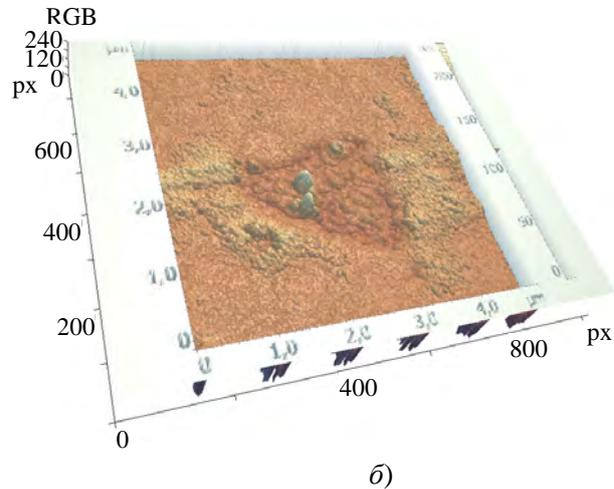
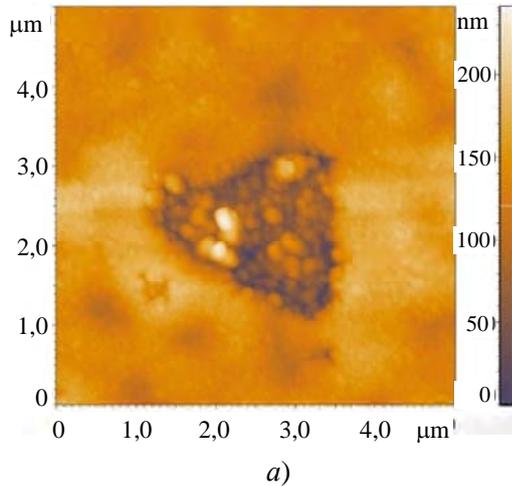


Рис. 6. АСМ-изображения пленки Mg_2Si для второго образца: а) – 2D; б) – 3D

Проанализировав АСМ-изображения плёнки второго образца (рис. 6), видно, что морфология её поверхности характеризуется наличием мелких островков и кластеров. Кластерообразование обусловлено коалесценцией островков. Латеральные размеры островков лежат в диапазонах: длина – от 0,2 до 0,3 мкм, ширина – от 0,1 до 0,2 мкм. Размеры кластеров в плоскости XY имеют следующие значения: длина – от 1,4 до 1,8 мкм, ширина – от 0,7 до 1,4 мкм. Исходя из проведённых геометрических замеров, были рассчитаны площадь островков (от 0,02 до 0,06 мкм²) и кластеров (от 0,98 до 2,52 мкм²). Высота островков лежит в диапазоне от 20 до 50 нм. Помимо островков, в рельефе поверхности отчетливо видна ступенька треугольной формы. Её глубина составляет 30 нм. Для плёнки второго образца, как и для первого, характерен островковый рост Вольмера-Вебера.

Сравнивая 3D АСМ изображения между собой (рис. 5б и 6б), видно, что плёнка второго образца по отношению к первому, характеризуется менее развитым рельефом. Это связано с более длительным временем прогрева подложки образца 2 по сравнению с образцом 1, а также – коагуляцией и коалесценцией островков при большей толщине плёнки.

Вольтамперные и фотоэлектрические свойства плёнок Mg_2Si

Для исследования вольтамперных и фотоэлектрических свойств плёнок к их алюминиевым контактам (ранее нанесённым) был подключен источник постоянного тока по схеме, представленной на рисунке 7.

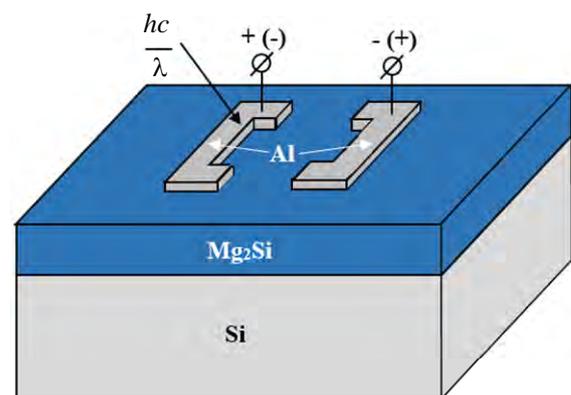
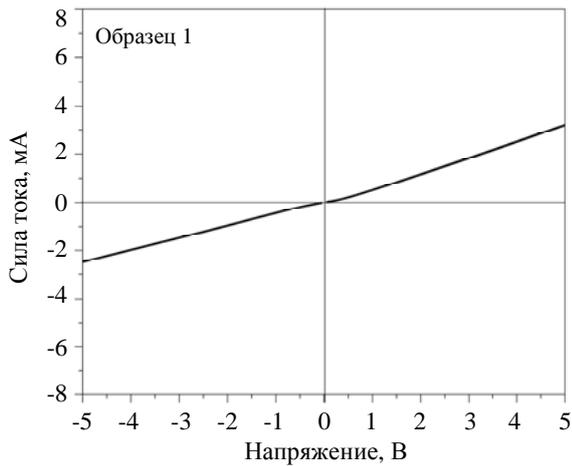
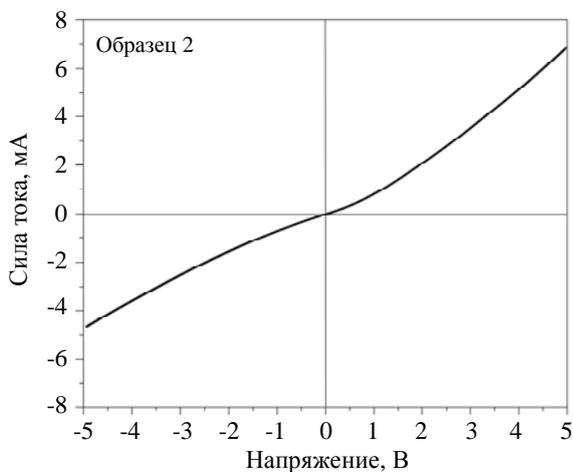


Рис. 7. Схема прямого (обратного) подключения источника питания к контактам Al

Вольтамперные характеристики (ВАХ), полученные при исследовании плёнок Mg_2Si в диапазоне напряжений от -5 до 5 В, приведены на рисунке 8.



а)



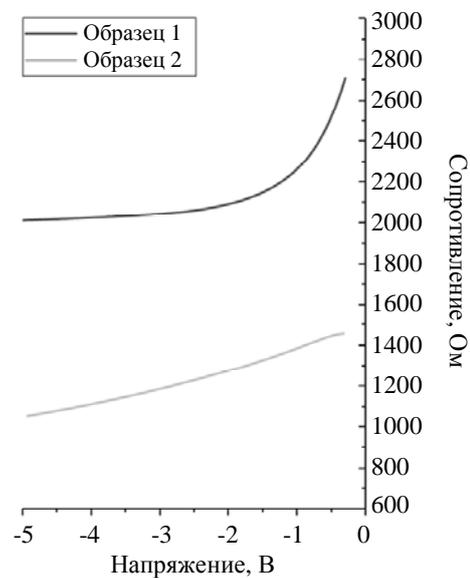
б)

Рис. 8. Вольтамперная характеристика пленки магния: а) – образец 1; б) – образец 2

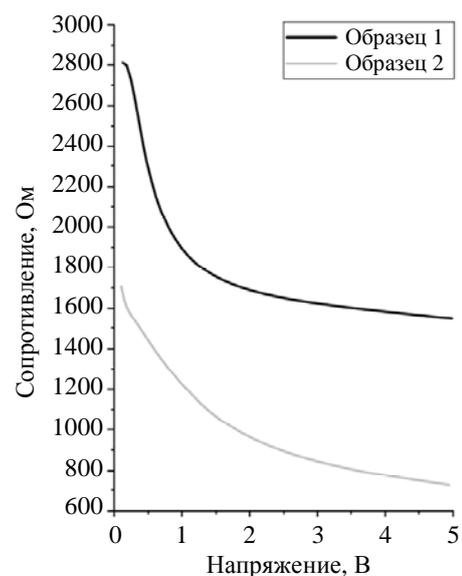
Проанализировав ВАХ (см. рис. 8), можно отметить, что для обеих пленок они представляют собой близкие к линейным и симметричным зависимостям силы тока от напряжения. С ростом положительно напряжения смещения (от 0 до 5 В) прямой ток монотонно увеличивается. При изменении отрицательного напряжения смещения в большую сторону (от 0 до -5 В) происходит монотонное увеличение обратного тока. Полученные ВАХ соответствуют приборным структурам с геометрией включения типа «planar» [3]. Согласно статье [35], сформированные приборные структуры не являются диодными. Они соответствуют резисторным приборным структурам. В результате сопоставления двух графиков, было установлено, что большей крутизной обладает ВАХ пленки второго образца по сравнению с первым. Максимальные значения тока, протекающего через пленки Mg_2Si , при подключении к освещенному алю-

миниевому контакту отрицательного и положительного потенциала источника питания составили -2,48 и 3,20 мА (образец 1); -4,66 и 6,85 мА (образец 2). Исходя из описанного, можно заключить, что пленка второго образца по сравнению с первым, имеет меньшее сопротивление. Это объясняется большей однородностью и сплошностью пленки Mg_2Si в образце 2, по отношению к образцу 1, что согласуется с данными АСМ (см. рис. 5б и 6б).

По полученным ВАХ был проведен расчет сопротивления обеих пленок. Графики зависимости сопротивления от напряжения смещения представлены на рисунке 9.



а)

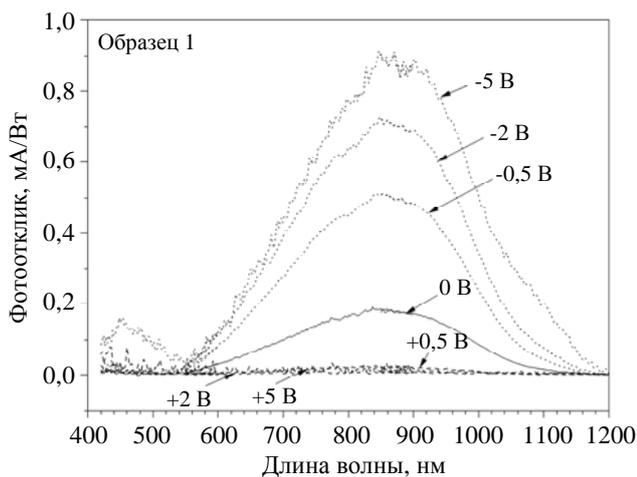


б)

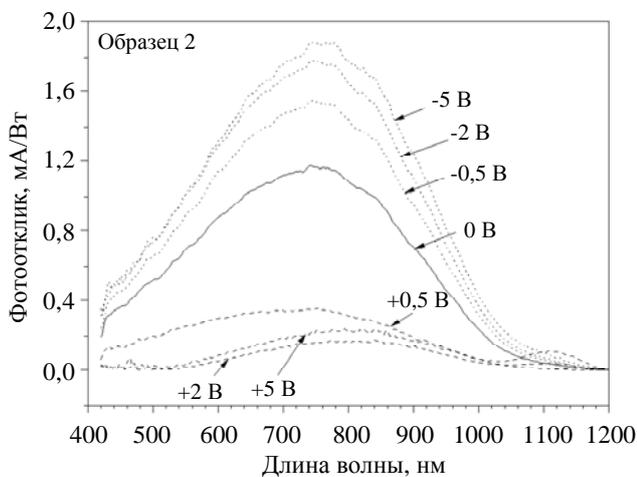
Рис. 9. Графики зависимости сопротивления пленок Mg_2Si от напряжения смещения: а) – обратное включение; б) – прямое включение

Анализ графиков (см. рис. 9) показал, что как при обратном, так и при прямом включении, сопротивление обеих плёнок не является постоянным. Оно экспоненциально уменьшается с ростом как обратного, так и прямого напряжения. Это, согласно [35], свидетельствует о том, что контакты Al к плёнке не являются омическими (барьер Шоттки) и имеют несколько разную высоту барьера с левого и правого конца резисторной структуры (см. рис. 7). При увеличении как прямого, так и обратного смещений выше 2 В наблюдаются линейные уменьшения сопротивления от смещения, что свидетельствует о частичном разогреве плёнки силицида магния и уменьшении ее удельного сопротивления за счёт инжекции дополнительных носителей из кремния в фоторезистор из плёнки Mg_2Si .

Графики зависимости фотоотклика от длины волны при приведены на рисунке 10.



а)



б)

Рис. 10. Графики зависимости фотоотклика от длины волны: а) — образец 1; б) — образец 2

Анализ спектров (см. рис. 10) показал, что графики зависимости фотоотклика от длины волны, полученные при исследовании обеих плёнок, имеют колоколообразную форму. Это, согласно данным из источников [11–13; 25], свидетельствует о полупроводниковых свойствах сформированных фотоприёмных структур.

Проанализировав графики (см. рис. 10), видно, что во всём измеряемом диапазоне длин волн фоточувствительность плёнок Mg_2Si наблюдается при максимальном значении напряжения при обратном включении. Максимальные величины фотоотклика плёнок при напряжении -5 В равны 0,91 мА/Вт (образец 1) и 1,87 мА/Вт (образец 2). В случае каждого из напряжений при обратном включении наибольшее значение фотоотклика для образца 1 соответствует длине волны 860 нм (ИК участок спектра), а для образца 2 — 750 нм (ИК участок спектра). С уменьшением величины отрицательного напряжения смещения (от -5 до 0 В) ширина диапазона спектральной фоточувствительности у обеих плёнок сужается, и амплитуда максимума при 860 нм (образец 1) и 750 нм (образец 2) уменьшается. Так, при нулевом напряжении интервал длин волн, при котором характерно наличие фотоотклика плёнок Mg_2Si , составляет от 550 до 1120 нм — для образца 1; от 420 до 1160 нм — для образца 2. Зависимости максимумов фотоотклика и диапазонов фоточувствительности образцов приведены в таблице 3.

Проанализировав данные таблицы 3, видно, что плёнки Mg_2Si для образцов 1 и 2 имеют максимальную фоточувствительность в инфракрасной области спектра при обратном включении. Величина максимального фотоотклика плёнки второго образца по сравнению с первым, больше на ≈ 1 мА/Вт при всех напряжениях смещения. При уменьшении отрицательного напряжения происходят следующие изменения диапазона фоточувствительности плёнок Mg_2Si : для образца 1 — увеличивается нижняя граница, уменьшается верхняя; для образца 2 — не изменяется нижняя граница, уменьшается верхняя. При этом у второго образца, по отношению к первому, верхняя граница уменьшается более плавно. Поскольку высокоэнергетическая часть спектра фототклика в фоторезисторах и фотодиодах определяется процессами поверхностной рекомбина-

ции [36], то, исходя из морфологии плёнок и наличия несросшихся кристаллитов (см. рис. 5), она больше для образца 1, что также

влияет на снижение максимума фототклика по сравнению с образцом 2, у которого наблюдается сплошная плёнка (см. рис. 6).

Таблица 3

Зависимость фототклика и диапазона fotocувствительности образцов от напряжения

Напряжение смещения, В	Длина волны, при которой максимальный фототклик, нм		Максимальный фототклик, мА/Вт		Диапазон fotocувствительности, нм	
	Образец 1	Образец 2	Образец 1	Образец 2	Образец 1	Образец 2
-5,0	860	750	0,91	1,87	420–1200	420–1200
-2,0			0,71	1,77	500–1180	420–1180
-0,5			0,51	1,54	520–1150	420–1170
0,0			0,18	1,16	550–1120	420–1160

При прямом включении, для плёнки первого образца во всем измеряемом диапазоне излучения величина фототклика близка к нулю. Для второго образца с увеличением положительного напряжения смещения происходит сдвиг максимума фототклика в сторону больших значений длины волны: от 750 нм (при 0 и 0,5 В) до 840 нм (при 2 и 5 В). При 840 нм фототклик изменяется от 0,16 до 0,23 мА/Вт. Наблюдаемые разные спектральные фототклики при двух смещениях в двух плёнках Mg_2Si (см. рис. 10(a, б) связаны с разницей в генерации электрон-дырочных пар в плёнках (по причине их неоднородности и существования дополнительных межзёренных барьеров) и разницей в их разделении электрическим полем гетероперехода Mg_2Si/Si в зависимости от типа смещения с последующей их экстракцией в плёнку Mg_2Si . При отрицательном смещении на освещаемом электроде условия для разделения и экстракции носителей в плёнку Mg_2Si являются лучшими.

К наиболее близким промышленно выпускаемым фотодетекторам относятся приборы, изготовленные на основе плёнок сульфида свинца (PbS) толщинами 380 и 700 нм [37]. Сравнивая их характеристики со свойствами фоторезисторов, представленных в данной работе, можно заключить, что фотодетекторы на основе PbS имеют более широкий диапазон fotocувствительности (от 500 до 3500 нм) и более высокое значение фототклика (от 400 до 600 мА/Вт) при комнатной температуре. В то же время для плёнок PbS характерен бóльший коэффициент пропускания при вол-

новом числе фотонов до 1000 см^{-1} : минимальное и максимальное значение этого параметра - 0,40 и 0,75 соответственно [38].

Следует продолжить формирование и исследование приборных структур на основе Mg_2Si , которые впоследствии могут заменить фотодетекторы на основе плёнок токсичного сульфида свинца.

Заключение

По результатам выполненной работы можно сделать следующие выводы.

1. Методом СХПЭЭ спектроскопии установлено образование поверхностного и объемного плазмонов характерных для стехиометрических пленок Mg_2Si , а методом ИК-Фурье спектроскопии доказано формирование пленок Mg_2Si и определена их толщина по величине минимума в спектре пропускания при волновом числе фотонов 270 см^{-1} .

2. Методом рентгеновской дифракции, установлено, что пленки Mg_2Si являются поликристаллическими с параметром кубической решетки $a = 6,3392\text{--}6,3536\text{ \AA}$ (образец 1) и $a = 6,3440\text{--}6,3498\text{ \AA}$ (образец 2).

3. Методом АСМ показано, что для обеих плёнок Mg_2Si характерен островковый рост Вольмера-Вебера. Пленка в первом образце состоит из неполностью сросшихся зерен (площадь – от 0,12 до 0,48 мкм², высота – от 100 до 200 нм), а втором – сплошная, но состоящая из мелких зерен (площадь – от 0,02 до 0,06 мкм², высота – от 20 до 50 нм).

4. По итогам анализа ВАХ, полученных при исследовании плёнок Mg_2Si при положительных (от 0 до 5 В) и отрицательных напряжениях (от -5 до 0 В) установлено, что графики зависимости силы тока от напряжения смещения являются близкими к линейным и симметричным.

5. По результатам расчёта сопротивления плёнок Mg_2Si определено, что с увеличением как положительного, так и отрицательного напряжения, сопротивление экспоненциально уменьшается. Исходя из этого, плёнки обоих образцов представляют собой полупроводниковые фоторезисторы.

6. Анализ фотоэлектрических свойств системы пленка Mg_2Si/Si установил, что на их основе получены полупроводниковые фоторезисторы (ВАХ, являющиеся близкими к линейным и симметричным, экспоненциальное уменьшение сопротивление с ростом напряжения, наличие фотоотклика при длинах волн от 420 до 1200 нм).

Авторы благодарят д.ф.-м.н. Д. Л. Горошко (ИАПУ ДВО РАН) за осаждение и вжигание контактов при получении диодных структур. Работа по формированию тонких плёнок Mg_2Si на $Si(111)$ выполнена при поддержке внутреннего гранта АмГУ на 2024–2025 гг. Работы по исследованию оптических, фоновых и диодных характеристик гетероструктур выполнены в рамках государственного задания ИАПУ ДВО РАН (госбюджетная тема FFW-2021-0002).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шолыгин И. О., Фомин Д. В. / Вестник Амурского государственного университета. Серия: Естественные и экономические науки. 2023. № 103. С. 21–27.
2. Berengen Y., Prucnal S., Skorupa I., Rebohle L., Zhou S., Schneider H., Helm M., Skorupa W., Liu F., Hübner R. / Scientific Reports. 2017. Vol. 7. № 1. P. 43688.
3. El-Amir A. A. M., Ohsawa T., Imura M., Segawa H., Sakaguchi I., Nagao T., Shimamura K., Ohashi N., Ishii S. / AIP Advances. 2019. Vol. 9. № 5. P. 055024.
4. Кирпичникова И. М., Хвостов Д. А., Тимин Н. В., Мужагитов Я. Р. / Технический оппонент. 2018. № 1. С. 54–57.
5. Поляков А. В., Фомин Д. В., Новгородцев Н. С. / Успехи прикладной физики. 2023. Т. 11. № 1. С. 52–60.
6. Валеев Р. Г., Кобзиев В. Ф., Кривенцов В. В., Мезенцев Н. А. / Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2013. Т. 77. № 9. С. 1323–1326.
7. Мясников М. К. / Молодой учёный. 2020. № 20 (310). С. 11–13.
8. Liao H., Yonglong Sh., Wang Sh., Mao Y., Deng Q., Wang G. / Solar Energy. 2020. Vol. 201. P. 857–865.
9. Du W., Toko K., Watanabe K., Sekiguchi T., Usami N., Suemasu T., Baba M., Hara K. O. / Journal of Applied Physics. 2014. Vol. 115. № 22. P. 223701.
10. Shaalan N. M., Ohsawa T., Imura M., Segawa H., Sakaguchi I., Nagao T., Shimamura K., Ohashi N., Ishii S. / Materials Science in Semiconductor Processing. 2018. Vol. 76. P. 37–41.
11. Yu H., Ji Sh., Luo X., Xie Q. / Sensors. 2021. Vol. 26. № 16. P. 5559.
12. Yu H., Gao C., Zou J., Yang W., Xie Q. / Photonics. 2021. Vol. 8. № 11. P. 509.
13. Yu H., Deng R., Mo Z., Ji S., Xie Q. / Nanomaterials. 2022. Vol. 12. № 18. P. 3230.
14. El-Amir A. A. M., Ishii S., Liao M., Segawa H., Nagao T., Shimamura K., Ohashi N., Ohsawa T., Imura M., Fu X., Sakaguchi I. / Materials Science in Semiconductor Processing. 2019. Vol. 102. P. 104577.
15. El-Amir A. A. M., Nabatame T., Wada Y., Fu X., Ohashi N., Ohsawa T., Ohi A., Nakamura M., Shimamura K. / Materials Science in Semiconductor Processing. 2019. Vol. 91. P. 222–229.
16. Udono H., Tajima H., Uchikoshi M., Itakura M. / Japanese Journal of Applied Physics. 2015. Vol. 54. № 7. P. 07JB06.
17. Sakane S., Udono H. / AIP Advances. 2023. Vol. 13. № 10. P. 105307.
18. Shevlyagin A. V., Chernev I. M., Galkin K. N., Gerasimenko A., Gutakovskii A. K., Hoshida H., Terai Y., Nishikawa N., Ohdaira K. / Solar Energy. 2020. Vol. 211. P. 383–395.
19. Алексеев А. Ю., Крончачев О. В., Чернев И. М., Галкин К. Н. / Радиотехника и электроника: сборник тезисов докладов 57-й научной конференции аспирантов, магистрантов и студентов. – Минск, 2021. С. 97–99.
20. Deng Q., Wang Zh., Wang Sh., Shao G. / Solar Energy. 2017. Vol. 158. P. 654–662.
21. Ramirez D. C., Macario L. R., Cheng X., Kleinke H., Cino M., Walsh D., Tseng Y.-C. / ACS Applied Energy Materials. 2020. Vol. 3. № 3. P. 2130–2136.
22. Stathokostopoulos D., Teknetzi A., Tarani E., Karfaridis D., Chrissafis K., Hatzikranielis E., Vourlias G. / Results in Materials. 2022. Vol. 13. № 1. P. 100252.
23. Алтунин К. К. / Наука онлайн. 2018. № 1 (2). С. 64–92.
24. Полонянкин Д. А., Блесман А. И., Постников Д. В. / Динамика систем, механизмов и машин. 2017. Т. 5. № 2. С. 204–208.
25. Galkin N. G., Goroshko D. L., Galkin K. N., Chusovitina E. A., Chusovitina S. V., Dubov V. L., Fomin D. V. / Japanese Journal of Applied Physics. 2020. Vol. 59. № SF. P. SFFA11.
26. Лифшиц В. Г., Луняков Ю. В. Спектры ХПЭЭ поверхностных фаз на кремнии. – Владивосток: Дальнаука, 2004.
27. Baleva M., Marinova M., Atanassov A. / Journal of Physics: Conference Series. 2008. Vol. 113. № 1. P. 012043.
28. Фомин Д. В., Поляков А. В., Галкин К. Н., Галкин Н. Г. / Вестник Самарского университета. Аэрокос-

мическая техника, технологии и машиностроение. 2024. Т. 23. № 1. С. 203–215.

29. Чернев И. М., Субботин Е. Ю., Арзунов Е. В., Козлов А. Г., Герасименко А. В., Галкин Н. Г., Поляков М. В., Волкова Л. С., Дудин А. А., Гуральник А. С. / Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2023. Т. 16. № 3.1. С. 106–111.

30. Конопотский Л. Е., Копылец И. А., Севрюкова В. А., Зубарев Е. Н., Кондратенко В. В. / Журнал нано- и электронной физики. 2016. Т. 8. № 2. С. 02021.

31. Анищик В. М., Борисенко В. Е., Жданок С. А., Толочко Н. К., Федосюк В. М. Наноматериалы и нанотехнологии: монография. – Минск: Изд. Центр БГУ, 2008.

32. Колосов С. И., Пунегов В. И. / Известия Коми научного центра Уральского отделения Российской

академии наук. Серия «Физико-математические науки». 2022. Т. 57. № 5. С. 94–99.

33. Тофпенец Р. Л., Анисович А. Г. Кристаллография. – Минск: Беларуская навука, 2019.

34. Князев А. В., Сулейманов Е. В. Основы рентгенофазового анализа. – Н. Новгород: Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 2005.

35. Толкун А., Лисенков Б., Дворников О., Шульгевич Ю. / Компоненты и технологии. 2007. № 9. С. 211–214.

36. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / Пер. с англ. Изд. 2-е перераб. и доп. – М.: Мир, 1984.

37. Комиссаров А. Л., Мирошникова И. Н., Мирошникова Б. Н. / Вестник МЭИ. 2010. № 4. С. 57–62.

38. Маскаева Л. Н., Марков В. Ф., Москалёва А. А. / Бутлеровские сообщения. 2011. Т. 26. № 10. С. 36–42.

PACS: 10.1143

Optical, structural, and photoelectric properties of Mg₂Si films formed on silicon

A. V. Polyakov^{1,*}, D. V. Fomin¹, I. O. Sholygin¹, N. G. Galkin², K. N. Galkin²
and I. M. Chernev²

¹ Amur State University, Amur Region, Blagoveshchensk, 675027 Russia

* E-mail: polyakov_a_1999@mail.ru

² Institute of Automation and Control Processes FEB RAS, Vladivostok, 690041 Russia

Received 28.02.2025; revised 24.04.2025; accepted 2.06.2025

The morphological, structural, optical, and photoelectric properties of Mg₂Si films with thicknesses of 496 nm and 682 nm on Si (111) silicon have been researched. The presence of a minimum in the oscillatory transmission spectra at a photon wavelength of 270 nm showed that both films contain grains with Mg₂Si composition. It was found that both Mg₂Si films are characterized by Volmer-Weber islet growth. With a smaller film thickness, incompletely fused faceted grains with an area of 0.12 to 0.48 μm² are observed, and with a larger thickness, a continuous film with a certain density of dips and consisting of small coagulated grains with an area of 0.02 to 0.06 μm² is observed. From the X-ray diffraction data, it was found that both films are polycrystalline with crystal lattice parameters: 6.3392–6.3536 Å for a film with a smaller sample thickness and 6.3440–6.3498 Å for a film with a larger thickness. The analysis of the VAC in the resistor instrument structure based on Mg₂Si films showed that in the voltage range from -5 V to +5 V they are close to linear and symmetrical. At the same time, with an increase in the displacement of both polarities from 0 V to 1.5–2.0 V, the resistance of the films decreases exponentially, and then decreases almost linearly, reaching saturation. An analysis of the photoresponse of Mg₂Si films with aluminum contact pads in the wavelength range of 420–1200 nm showed that the type of spectrum and amplitude depend on the displacement on the illuminated contact. For both films with a negative bias, the spectra have a bell-shaped shape with maxima at 860 nm (thin film) and 750 nm (thick film) and different photoresponse values, which is maximum for a solid film. With a positive offset on the illuminated contact, the photo response spectrum decreases by 3–4 times. This behavior is related to the heterogeneity of the generation of electron-hole pairs in films in continuous and discontinuous (intergranular barriers) and

the difference in their separation by the electric field of the Mg₂Si/Si heterojunction at two types of displacement, followed by their extraction into the Mg₂Si film. In general, it can be concluded that Mg₂Si films behave like semiconductor photoresistors.

Keywords: thin films; magnesium silicide; structural; optical and photoelectric properties.

REFERENCES

1. Sholygin I. O. and Fomin D. V., Bulletin of the Amur State University. Series: Natural and Economic Sciences **103**, 21–27 (2023).
2. Berencen Y., Prucnal S., Skorupa I., Rebohle L., Zhou S., Schneider H., Helm M., Skorupa W., Liu F. and Hübner R., Scientific Reports **7** (1), 43688 (2017).
3. El-Amir A. A. M., Ohsawa T., Imura M., Segawa H., Sakaguchi I., Nagao T., Shimamura K., Ohashi N. and Ishii S., AIP Advances **9** (5), 055024 (2019).
4. Kirpichnikova I. M., Khvostov D. A., Timin N. V. and Muzhagitov Ya. R., Technical opponent **1**, 54–57 (2018).
5. Polyakov A. V., Fomin D. V. and Novgorodtsev N. S., Usp. Prikl. Fiz. (Advances of Applied Physics) **11** (1), 52–60 (2023) [in Russian].
6. Valeev R. G., Kobzhev V. F., Kriventsov V. V. and Mezentsev N. A., Proceedings of the Russian Academy of Sciences. The series is physical **77** (9), 1323–1326 (2013).
7. Myasnikov M. K., Young scientist **20** (310), 11–13 (2020).
8. Liao H., Yonglong Sh., Wang Sh., Mao Y., Deng Q. and Wang G., Solar Energy **201**, 857–865 (2020).
9. Du W., Toko K., Watanabe K., Sekiguchi T., Usami N., Suemasu T., Baba M. and Hara K. O., Journal of Applied Physics. **115** (22), 223701 (2014).
10. Shaalan N. M., Ohsawa T., Imura M., Segawa H., Sakaguchi I., Nagao T., Shimamura K., Ohashi N. and Ishii S., Materials Science in Semiconductor Processing **76**, 37–41 (2018).
11. Yu H., Ji Sh., Luo X. and Xie Q., Sensors **26** (16), 5559 (2021).
12. Yu H., Gao C., Zou J., Yang W. and Xie Q., Photonics **8** (11), 509 (2021).
13. Yu H., Deng R., Mo Z., Ji S. and Xie Q., Nanomaterials **12** (18), 3230 (2022).
14. El-Amir A. A. M., Ishii S., Liao M., Segawa H., Nagao T., Shimamura K., Ohashi N., Ohsawa T., Imura M., Fu X. and Sakaguchi I., Materials Science in Semiconductor Processing **102**, 104577 (2019).
15. El-Amir A. A. M., Nabatame T., Wada Y., Fu X., Ohashi N., Ohsawa T., Ohi A., Nakamura M. and Shimamura K., Materials Science in Semiconductor Processing **91**, 222–229 (2019).
16. Udono H., Tajima H., Uchikoshi M. and Itakura M., Japanese Journal of Applied Physics **54** (7), 07JB06 (2015).
17. Sakane S. and Udono H., AIP Advances **13** (10), 105307 (2023).
18. Shevlyagin A. V., Chernev I. M., Galkin K. N., Gerasimenko A., Gutakovskii A. K., Hoshida H., Terai Y., Nishikawa N. and Ohdaira K., Solar Energy **211**, 383–395 (2020).
19. Alekseev A. Yu., Kropachev O. V., Chernev I. M. and Galkin K. N. Radio engineering and electronics: collection of abstracts of the 57th scientific conference of graduate students, undergraduates and students. Minsk, 2021, pp. 97–99.
20. Deng Q., Wang Zh., Wang Sh. and Shao G., Solar Energy **158**, 654–662 (2017).
21. Ramirez D. C., Macario L. R., Cheng X., Kleinke H., Cino M., Walsh D. and Tseng Y.-C., ACS Applied Energy Materials **3** (3), 2130–2136 (2020).
22. Stathokostopoulos D., Teknetzi A., Tarani E., Karfaridis D., Chrissafis K., Hatzikraniotis E. and Vourlias G., Results in Materials **13** (1), 100252 (2022).
23. Altunin K. K., Science online **1** (2), 64–92 (2018).
24. Polonyankin D. A., Blesman A. I. and Postnikov D. V., Dynamics of systems, mechanisms and machines **5** (2), 204–208 (2017).
25. Galkin N. G., Goroshko D. L., Galkin K. N., Chusovitin E. A., Chusovitina S. V., Dubov V. L. and Fomin D. V., Japanese Journal of Applied Physics. **59** (SF), SFFA11 (2020).
26. Lifshits V. G. and Lunyakov Yu. V. CPE spectra of surface phases on silicon. Vladivostok: Dalnauka, 2004.
27. Baleva M., Marinova M. and Atanasov A., Journal of Physics: Conference Series **113** (1), 012043 (2008).
28. Fomin D. V., Polyakov A. V., Galkin K. N. and Galkin N. G., Bulletin of Samara University. Aerospace engineering, technology, and mechanical engineering **23** (1), 203–215 (2024).
29. Chernev I. M., Subbotin E. Yu., Argunov E. V., Kozlov A. G., Gerasimenko A. V., Galkin N. G., Polyakov M. V., Volkova L. S., Dudin A. A. and Gournalnik A. S., Scientific and Technical Bulletin of St. Petersburg State University. Physical and mathematical sciences **16** (3.1), 106–111 (2023).
30. Konotopskiy L. E., Kopylets I. A., Sevryukova V. A., Zubarev E. N. and Kondratenko V. V., Journal of Nano- and Electronic Physics **8** (2), 02021 (2016).
31. Anishchik V. M., Borisenko V. E., Zhdanok S. A., Tolochko N. K. and Fedosyuk V. M. Nanomaterials and nanotechnologies: monograph. Minsk, Publishing House of the BSU Center, 2008.
32. Kolosov S. I. and Punegov V. I., Proceedings of the Komi Scientific Center of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences. The series "Physical and mathematical sciences". **57** (5), 94–99 (2022).

33. Tofpenets R. L. and Anisovich A. G. Crystallography. Minsk, Belorusskaya Nauka, 2019.

34. Knyazev A. V. and Suleymanov E. V. Fundamentals of X-ray phase analysis. Nizhny Novgorod, Lobachevsky Nizhny Novgorod State University, 2005.

35. Tolkun A., Lisenkov B., Dvornikov O. and Shulgevich Yu., Components and Technologies **9**, 211–214 (2007).

36. Zi S. Physics of semiconductor devices. Translated from English. 2nd edition. and additional ed. Moscow, Mir Publ., 1984.

37. Komissarov A. L., Miroshnikova I. N. and Miroshnikov B. N., Bulletin of the Moscow Institute of Economics **4**, 57–62 (2010).

38. Maskaeva L. N., Markov V. F. and Moskaleva A. A., Butlerov messages **26** (10), 36–42 (2011).

Об авторах

Поляков Алексей Вячеславович, младший научный сотрудник, НОЦ им. К.Э. Циолковского, ИКИИН, АмГУ, (675027, Россия, г. Благовещенск, Игнатьевское шоссе, 21). E-mail: polyakov_a_1999@mail.ru

Фомин Дмитрий Владимирович, зам. директора по науке и инновациям ИКИИН, к.ф.-м.н, доцент, АмГУ (675027, Россия, г. Благовещенск, Игнатьевское шоссе, 21). E-mail: e-office@yandex.ru SPIN-код РИНЦ 4564-9920, Author ID 656305

Шольгин Илья Олегович, магистрант, инженер НОЦ им. К.Э. Циолковского, ИКИИН, АмГУ (675027, Россия, г. Благовещенск, Игнатьевское шоссе, 21). E-mail: ilia.sholygin235@bk.ru

Галкин Николай Геннадьевич, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н., ИАПУ ДВО РАН (690041, Россия, г. Владивосток, ул. Радио, д. 5). E-mail: galkin@iacp.dvo.ru

Галкин Константин Николаевич, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., ИАПУ ДВО РАН (690041, Россия, г. Владивосток, ул. Радио, д. 5). E-mail: galkinkn@iacp.dvo.ru

Чернев Игорь Михайлович, научный сотрудник, ИАПУ ДВО РАН (690041, Россия, г. Владивосток, ул. Радио, д. 5). E-mail: igor_chernev7@mail.ru

ПОЗДРАВЛЯЕМ С ЮБИЛЕЕМ!



31 мая 2025 г. исполнилось 80 лет известному российскому ученому, академику Российской академии наук, профессору, доктору физико-математических наук, члену редколлегии журнала «Успехи прикладной физики» Александру Сергеевичу Сигову.

А. С. Сигов родился 31 мая 1945 года в Донецке. В 1968 году окончил физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова по кафедре квантовой теории. В 1971 году окончил аспирантуру физфака МГУ и был распределён в МИРЭА, где и работает по настоящее время (1985–1998 – декан факультета электроники и оптоэлектронной техники; 1998–2013 – ректор; с 2013 года – президент РТУ МИРЭА). В 1972 г. защитил кандидатскую диссертацию «Статические и динамические свойства доменных границ с поперечными связями в тонких ферромагнитных пленках», а в 1985 г. – докторскую диссертацию «Влияние дефектов на физические свойства кристаллов вблизи структурных и магнитных фазовых переходов». В 1987 г. ему присвоено звание профессора. В 2006 г. он избран членом-корреспондентом РАН по Отделению информационных технологий и вычислительных систем РАН, а в 2011 году избран действительным членом Российской академии наук.

Александр Сергеевич – специалист в области физики твердого тела, твердотельной электроники и физического материаловедения. Сфера научной деятельности – исследование физических свойств систем с пониженной размерностью и/или структурным беспорядком и создание на их основе функциональных устройств нано- и микроэлектроники. Им основано новое направление активных диэлектриков для электронно-компонентной базы, в настоящее время работает над развитием таких перспективных направлений, как наноэлектроника, спинтроника, радиофотоника, новые принципы передачи, обработки и хранения информации.

Александр Сергеевич заслуженный деятель науки Российской Федерации, почетный работник высшего профессионального образования РФ, лауреат Государственной премии РФ, премии Правительства РФ в области образования и премий Правительства РФ в области науки и техники, премии им. М. В. Ломоносова в области науки и образования, член научного совета при Совете Безопасности РФ, член Европейского физического общества, член

ряда экспертных, научных и научно-организационных советов РАН, Почётный профессор ГНЦ РФ АО «НПО «Орион».

В 2006 г. награжден орденом «За заслуги перед Отечеством» IV степени – за большой вклад в развитие образования и науки, в 2016 г. награжден орденом Почёта – за большой вклад в развитие науки, образования, подготовку квалифицированных специалистов и многолетнюю добросовестную работу, в 2022 г. награжден орденом «За заслуги перед Отечеством» III степени – за заслуги в научно-педагогической деятельности, подготовке квалифицированных специалистов и многолетнюю добросовестную работу, в 2010 году награждён медалью и дипломом ЮНЕСКО «За вклад в развитие нанонауки и нанотехнологий».

А. С. Сигов является главным редактором научных журналов – «Российский технологический журнал», «Russian Technological Journal», «Электроника: наука, технология, бизнес», входит в состав редакционных коллегий и советов ряда международных и российских журналов. Под его руководством защищено 25 кандидатских диссертаций, 17 его учеников стали докторами наук, он – автор и соавтор более 1000 научных публикаций, 18 монографий и учебников, 38 авторских свидетельств и патентов.

Редколлегия и редакция журнала «Успехи прикладной физики» совместно с Вашими многочисленными коллегами, друзьями и учениками поздравляют Вас, Александр Сергеевич, со славным юбилеем, желают крепкого здоровья, воплощения в жизнь всех задуманных планов и начинаний, поддержки коллег, энергии и оптимизма, дальнейших достижений на поприще научной и педагогической деятельности.

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

1. Журнал «Успехи прикладной физики» предназначен для публикации развернутых статей и обзоров по последним наиболее значимым достижениям 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, редакции, учредителю и издателю журнала «Успехи прикладной физики» безвозмездную простую (неисключительную) лицензию на публикацию этой 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 «Успехи прикладной физики» 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 (без рисунков) не должен превышать **12 страниц** формата А4 при однократном межстрочном интервале, а объем статьи обзорного характера – **не более 25 страниц**. 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, номер страницы.

Иванов И. И. // Успехи прикладной физики. 2021. Т. 9. № 1. С. 12.

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

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., Usp. Prikl. Fiz. 9 (1), 12 (2021) [in Russian].

Lang D. V., J. Appl. Phys. 45 (7), 3023 (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 10. 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, max, 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 $U_{вх}$, $I_{вых}$, $v_{гр}$ и т. п. Размерность физических величин обозначается всегда только по-русски прямым шрифтом.

10. Таблицы выполнять в соответствии со следующими требованиями: верхняя строка – наименование данных и размерность; следующие строки – сами данные.

11. Формулы, таблицы и рисунки должны иметь свою отдельную сквозную нумерацию. Если на конкретную формулу нет дополнительных (возвратных) ссылок в тексте или она в единственном числе, то нумерация ее не нужна. Единственные таблица и/или рисунок также не нумеруются.

12. Рукописи, а также CD/DVD-диски редакцией не возвращаются.

13. Авторы (или автор) каждой статьи после ее публикации в очередном номере журнала имеют право на получение от редакции электронной версии статьи в PDF-формате (редактор Adobe Acrobat).

14. При публикации в журнале каждая статья (в контактной информации) сопровождается сноской со знаком охраны авторского права ©, поставленным перед фамилией автора (фамилиями авторов) и годом издания. В статью указывается также дата поступления статьи в редакцию.

Успехи прикладной физики: Научно-технический журнал / ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», 2025.
Том 13. № 3. С. 171–290.

Подписано в печать 02.06.2025
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

